



MIGUEL KATZ

**TEMAS DE
HISTORIA DE
LA FÍSICA**

Tomo II



Asociación Química Argentina

TEMAS DE HISTORIA DE LA FÍSICA

TOMO II

MIGUEL KATZ

TEMAS DE HISTORIA DE LA FÍSICA

TOMO II



ASOCIACIÓN QUÍMICA ARGENTINA

BUENOS AIRES

2019

Katz, Miguel
Temas de Historia de la Física, Tomo II
1a ed. - Buenos Aires: Asociación Química Argentina, 2019.
Avda. Santa Fe 1145 C1059ABR
Ciudad Autónoma de Buenos Aires. República Argentina.
Tel-Fax (14 11) 4814 5942
Libro digital, PDF/A
Archivo Digital: descarga y online
Temas de Historia de la Física ISBN: 978-987-46579-8-5
Tomo II, ISBN: 978-987-47159-3-7
Libro de edición electrónica
Hecho en la República Argentina
Hecho el depósito de la Ley 11.723
Derechos reservados

*A Zulema,
con el afecto de toda la vida.*

Agradecimientos
A la Asociación Química Argentina en las personas de
su Presidente, Dr. Carlos Cañellas,
su Vicepresidente, Dr. Alberto Capparelli
y a la Directora de la División Educación Dra. Sandra Hernández.

PRÓLOGO

Hay quienes definen a la historia como una ciencia social cuyo campo de estudio es el pasado de los seres humanos. Al igual que un historiador, el Dr. Katz ha seleccionado hechos que, por diversas razones, son considerados importantes para las ciencias y dignos de ser conocidos. Algunos de los temas muestran, no solo aspectos de la historia de la Física, sino también aspectos políticos, aspectos económicos y aspectos de la vida social de los seres humanos en una época en que ciertos valores e ideas fueron forjados al calor del desarrollo de la ciencia.

Leer esta obra permite viajar en primera persona, de la mano de personajes y científicos destacados de la historia que contribuyeron a entender principios físicos y químicos. En ese viaje que el Dr. Katz detalla en su prefacio, se logra transitar por las teorías acerca de la naturaleza del calor, el calor como forma de energía, el segundo principio de la Termodinámica, el ocaso del éter, la estructura atómica y el cuanto de acción en acción.

La historia de la Física cuenta con grandes científicos como Galileo, Newton o Einstein, cuyas contribuciones han sido decisivas, pero es sabido que el avance en el progreso científico no se produce solamente por las contribuciones aisladas y discontinuas de mentes privilegiadas, sino también por la participación de un sinnúmero de científicos cuyos nombres no aparecen en los libros de texto.

Estudiar los hechos históricos de la Física, permite comprender la forma en que los diferentes estudios, teorías y descubrimientos evolucionaron con los años, abriendo nuevos caminos.

Stephen Hawking (1942 – 2018) físico teórico, astrofísico, cosmólogo, divulgador científico y uno de los científicos más brillantes de nuestra época señaló: "Einstein se equivocaba cuando decía que 'Dios no juega a los dados con el Universo'. Considerando las hipótesis de los agujeros negros, Dios no sólo juega a los dados con el Universo, a veces los arroja donde no podemos verlos."

Hawking, a su vez, deja para la historia de la Física un enorme legado que, seguramente, será estudiado durante décadas.

A lo largo de los capítulos de esta obra, se evidencian hechos del pasado, no solo con un orden cronológico, sino también como conjuntos de acontecimientos que tienen múltiples relaciones entre sí.

Para relatar los hechos históricos, el Dr. Katz recurrió a diversas fuentes de información entre las cuales se pueden mencionar documentos escritos en el pasado, En tal sentido, es de valorar las traducciones realizadas intercaladas en los textos de los distintos capítulos de esta obra, como así también, y en particular, los apéndices traducidos al castellano en los que se relatan los interesantísimos trabajos realizados por J. J. Thompson, Millikan, Röntgen y Bohr.

Los aportes en historia de las ciencias son muy importantes para la didáctica de las ciencias, desde la cual se considera que la reflexión sobre la naturaleza de la ciencia es fundamental en la alfabetización científica.

Pensar la historia de la ciencia con una mirada educativa permite identificar aportes para la elaboración de propuestas alternativas de enseñanza. Estudiar la ciencia del pasado con una visión diacrónica, es decir, de acuerdo a las condiciones que existían realmente en ese pasado, permite recrear escenarios y vivencias que contribuyen a transformar la concepción de ciencia y a promover un entendimiento de las relaciones entre la ciencia, la cultura y la sociedad. Esta contextualización de saberes mejora la comprensión de los conceptos y de las teorías de los fenómenos físicos y químicos.

"Me parece haber sido sólo un niño jugando en la orilla del mar, divirtiéndose y buscando una piedra más lisa o una concha más bonita de lo normal, mientras el gran océano de la verdad yacía ante mis ojos con todo por descubrir". Estas fueron las palabras de Isaac Newton (1642 – 1727) al referirse a la profundidad de lo que nos queda por descubrir, lo inmenso que es el mundo y la cantidad de cosas que esperan a ser descubiertas, y me permitiría agregar, la cantidad de hechos que se seguirán aportando a la historia de la ciencia por parte de mentes inquietas y curiosas.

Es un honor para la División Educación de la Asociación Química Argentina poder acercar a la comunidad de docentes y profesionales el segundo tomo del libro Temas de Historia de la Física, el cual representa un valioso aporte, no solo para los estudiosos de la historia de la ciencia, sino también para los docentes en ejercicio y en formación.

Sandra A. Hernández.

PREFACIO

Esta pequeña obra, que trata de resumir los hallazgos más importantes en la Física, estaba inicialmente planeada para ocupar dos volúmenes. Pero mientras era redactada, la experiencia mostró que muchos físicos, no sólo no han leído los "Principios" de Newton y siguen sosteniendo que la segunda "Ley" del movimiento, del genio inglés, establece que " $F = ma$ " — un pseudo 4º axioma propuesto por Leonhard Euler, en 1757, para el caso en el que la fuerza que modifica el movimiento sea constante, — sino que, aún entre muchos profesionales de la Física, hay un desconocimiento notable sobre los logros de científicos famosos que contribuyeron al desarrollo de esa ciencia. Conversando con un colega, ex profesor universitario de Física, me dijo: "No sé porqué le asignan tanto mérito a Bohr, si lo único que hizo fue "emparchar" el modelo de Hantaro Nagaoka para el átomo de hidrógeno, agregando una hipótesis *ad hoc* para evitar que al girar continuamente, el electrón, por la pérdida de energía, terminase cayendo sobre el núcleo ". El físico en cuestión, estaba convencido que Bohr había encontrado una argucia para obtener algún fundamento teórico para explicar la ecuación (empírica) de Johann Jakob Balmer. Seguimos conversando y me di cuenta, que él creía que la cuantificación del momento angular propuesta por Bohr sólo era válida para el electrón del átomo de hidrógeno y que quien le había salvado la hipótesis había sido Sommerfeld. Esta anécdota, y otras similares, me llevaron a agregar traducciones al castellano de trabajos importantes de la Física, lo que haría del segundo tomo, un volumen muy extenso. De allí la idea de un tercer tomo de "Temas de Historia de la Física" que abarcará el desarrollo de la Teoría de la Relatividad, de la Física nuclear y de la Mecánica Cuántica hasta la interpretación de Copenhague.

En el presente tomo, se desarrollan seis capítulos. El primero se ocupa de las distintas interpretaciones acerca de la naturaleza del calor, desde la teoría del flogisto, pasando por la teoría de Lavoisier que consideraba al calórico como un fluido imponderable, Los experimentos del Conde Rumford y de Humphry Davy, refutando la hipótesis de Lavoisier, la formulación matemática de Fourier y los trabajos de Carnot, cuyo libro sentó las bases para el desarrollo de la Termodinámica.

El segundo capítulo se ocupa de James Prescott Joule y de la equivalencia entre las unidades mecánicas y las de calor y los trabajos de Mayer y Helmholtz estableciendo la conservación de la energía en procesos en los que se efectúan intercambios de calor y trabajo.

El tercer capítulo, se ocupa del Segundo Principio de la Termodinámica, a través de la obra de Lord Kelvin, Rudolf Clausius, Ludwig Boltzmann, Max Planck, Josiah Willard Gibbs y Constantin Carathéodory, así como de la formulación del Tercer Principio.

El cuarto capítulo trata de los trabajos de Michelson y para establecer la naturaleza del éter, las objeciones de Alfred Poitier y, especialmente, las de Antoon Lorentz publicadas en un excelente trabajo que llevaron a Michelson y Morley a rehacer todos sus experimentos.

El capítulo siguiente es una extensa reseña de la evolución de los conocimientos sobre la estructura atómica, que va desde los experimentos con descargas en gases, la determinación de la carga específica del electrón, la de la carga absoluta del electrón, los experimentos con rayos positivos, el descubrimiento y las aplicaciones de los rayos X, la comprobación de su naturaleza ondulatoria. Le siguen los trabajos de Moseley y la importancia del número atómico, los experimentos de Becquerel con materiales radiactivos y de los Curie con elementos por ellos descubiertos. Finalmente se trata del modelo planetario de Rutherford.

El último capítulo se inicia con la ley de Stefan - Boltzmann, le sigue la interpretación del efecto fotoeléctrico, la utilidad de los espectros de absorción y de emisión y el trabajo de Bohr al introducir la constante de Planck para describir el movimiento de los electrones. Finalmente se agrega el aporte de Sommerfeld a ese modelo atómico.

Además de las traducciones de partes de trabajos intercalados en el texto, se agregan como Apéndices (traducidos al castellano): El trabajo de J. J. Thompson sobre la carga específica del electrón, el trabajo de Millikan sobre la carga del electrón y el número de Avogadro, el de Röntgen sobre los rayos X y las tres partes del trabajo de Bohr en los que trata de explicar las cuantificaciones de los momentos angulares tanto del átomo del hidrógeno como de otros átomos e inclusive moléculas.

Miguel Katz

Octubre de 2019.

CONTENIDOS

	XI. TEORÍAS ACERCA DE LA NATURALEZA DEL CALOR.	1
11 – 1.	El flogisto como sustancia que provee calor.	1
11 – 2.	El calórico de Lavoisier	5
11 – 3.	Rumford, Davy y sus experimentos contra el calórico.	9
11 – 4.	Fourier y su teoría analítica del calor.	19
11 – 5.	Carnot y el rendimiento de las máquinas térmicas.	22
11 – 6.	El ciclo de Carnot	25
11 – 7.	El Teorema de Carnot	33
	XII. EL CALOR COMO FORMA DE ENERGÍA	36
12 – 1.	Joule y el equivalente mecánico del calor.	36
12 – 2.	La conservación de la energía y sus descubridores. Mayer y Helmholtz	40
	XIII. EL SEGUNDO PRINCIPIO DE LA TERMODINÁMICA.	47
13 – 1.	William Thomson y el rendimiento de las máquinas térmicas.	47
13 – 2.	Clausius y la entropía.	51
13 – 3.	Boltzmann y el Segundo Principio como probabilidad.	55
13 – 4.	Planck y la entropía como proceso natural.	62
13 – 5.	Gibbs, de la Termodinámica a la Fisicoquímica.	67
13 – 6.	Carathéodory y la entropía como teorema.	70
13 – 7.	El tercer principio de la Termodinámica.	73
	XIV. EL OCASO DEL ÉTER.	75
14 – 1.	Introducción.	75
14 – 2.	Michelson y la búsqueda del éter.	75
14 – 3.	La hipótesis de FitzGerald.	91
	ANEXO I, LA INFLUENCIA DEL MOVIMIENTO DE LA TIERRA SOBRE LOS FENÓMENOS LUMINOSOS. Por. H. A. LORENTZ	94
	XV. ESTRUCTURA ATÓMICA.	144
15 – 1.	Descargas en gases.	144
15 – 2.	Heinrich Geissler.	144
15 – 3.	William Crookes.	146
15 – 4.	John Joseph Thomson y la carga específica del electrón.	156
15 – 5.	Intentos para determinar la carga absoluta del electrón.	157
15 – 5.	Las gotitas del Sr. Millikan.	160
15 – 6.	Masa del electrón.	162
15 – 7.	Eugen Goldstein y los Rayos positivos.	163
15 – 8.	Röntgen y las fotografías de los huesos.	167

15 – 9.	von Laue y la naturaleza ondulatoria de los rayos X.	170
15 – 10.	Henry y Lawrence Bragg y el nacimiento de la cristalografía por rayos X	175
15 – 11.	Moseley y la importancia del número atómico.	179
15 – 12.	Becquerel y la radiactividad.	191
15 – 13.	El Clan Curie.	197
15 – 14.	Ernest Rutherford y el modelo planetario del átomo.	213
	XVI. EL CUANTO DE ACCIÓN EN ACCIÓN.	231
16 – 1.	Ley de Stefan - Boltzmann.	231
16 – 2.	El efecto fotoeléctrico.	235
16 – 3.	Espectros de absorción y emisión.	237
16 – 4.	La teoría de Bohr y la introducción de la constante de Planck para describir el movimiento de los electrones.	239
16 – 5.	El aporte de Sommerfeld al modelo atómico.	241
	ANEXO A. J. J. THOMSON <i>Phil. Mag.</i>, 44, 293, (1897). Cathode Rays.	253
	ANEXO B. SOBRE LA CARGA ELEMENTAL Y LA CONSTANTE DE AVOGADRO. Por R.A. Millikan.	274
	ANEXO C. SOBRE UNA NUEVA CLASE DE RAYOS. Por Wilhelm Conrad Röntgen.	309
	ANEXO D. SOBRE LA CONSTITUCIÓN DE LOS ÁTOMOS Y LAS MOLÉCULAS. Por Niels Bohr.	316
	Parte I.— Unión de electrones mediante núcleos positivos.	317
	Parte II. Sistemas que contienen un solo electrón.	336
	Parte III. Sistemas que contienen varios núcleos.	359
	ÍNDICE ALFABÉTICO	375

XI. TEORÍAS ACERCA DE LA NATURALEZA DEL CALOR.

11 – 1. El flogisto como sustancia que provee calor.

Si bien el fuego fue considerado un elemento, concepción que también tomó Aristóteles hasta fines del siglo XVII no existía ninguna teoría, que la podamos considerar como tal, que explicase su naturaleza ni la consecuencia de su presencia: el calor. Fue el médico alemán Georg Ernest Stahl. (1660 – 1734). De su maestro Johann Joachim Becher, tomó la concepción de que todos los cuerpos que se queman por el fuego son sustancias compuestas y que durante la combustión, uno de sus componentes se disipa. Algunos de esos cuerpos combustibles, al quemarse, dejan un ácido. Mientras que otros, dejan un residuo pulverulento sólido. A este residuo que posee las propiedades de una “tierra” lo llamó, genéricamente, la *calx* (cal) del cuerpo combustible. De acuerdo con esta concepción, los metales son sustancias compuestas que al quemarse dejan como producto fijo, una cal. En cambio, cuando se quema azufre, fósforo, carbón u otro no metal lo que queda es un ácido.



De acuerdo con esta teoría, la combustibilidad de un material se debe a un componente que se encuentra fijo en el combustible pero que se “escapa” mediante la inflamación. Becher bautizó a ese componente como *terra pinguis*. Stahl, en cambio, lo llamó “flogisto” (del griego, φλογιστω : combustible).

Para corroborar su teoría de que el flogisto se encuentra en todos los cuerpos combustibles, Stahl propuso varios experimentos. En uno de ellos explicó que al quemar fósforo, este produce una llama intensa, se libera mucho calor y se forma un material que se disipa como un “humo blanco”. Pero si la combustión se realiza en un recipiente de vidrio de forma apropiada, ese “humo blanco” se deposita en su interior y rápidamente absorbe la humedad atmosférica convirtiéndose en un líquido de carácter ácido: ácido fosfórico. Al colocar ese líquido en un crisol de platino y calentar hasta el rojo sombra, se separa agua en forma de vapor y queda un residuo que al enfriar semeja un vidrio incoloro, conocido en esa época con el nombre de “ácido fosfórico seco” o “anhídrido fosfórico”. Cuando se mezcla ese “ácido fosfórico seco” con carbón en polvo en una retorta de vidrio y se calienta lo suficiente, una porción del carbón “desaparece” y se forma fósforo que tiene las mismas propiedades que tenía antes de la combustión.¹

¹ El proceso puede esquematizarse mediante las siguientes ecuaciones:

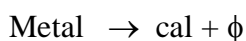
Para esta última etapa, en vez del carbón, Stahl propuso también diversas sustancias combustibles “en tanto puedan proveer cantidad suficiente de calor” y afirmó que pueden convertir el “ácido seco de fósforo” en fósforo. En vez de carbón, la reducción se puede lograr con negro de humo, azúcar, resinas o metales como el estaño o el antimonio. De esto concluyó que hay un “principio común” que los combustibles le comunican al “ácido seco de fósforo” y, como con todos los combustibles empleados el nuevo cuerpo formado es idéntico, el principio que le fue comunicado debe ser el mismo. Con esto, Stahl “probó” que todos los cuerpos combustibles contienen el mismo principio, y ese principio es el “flogisto”.

Stahl también analizó que cuando el azufre se quema se convierte en ácido sulfúrico. Pero si el ácido sulfúrico se calienta con carbón, o con fósforo, se convierte nuevamente en azufre². Si se reemplaza el carbón por antimonio o estaño también se regenera el azufre. En este caso el razonamiento es similar al empleado en la combustión y la reducción del fósforo, por lo que la conclusión es la misma.

Al analizar otro experimento Stahl expresó que cuando se calienta al aire un trozo de plomo hasta el rojo sombra, agitando y exponiendo nuevas superficies al aire, se convierte en un pigmento llamado *plomo rojo*³; este es una cal de plomo. Para retornar esta cal a su estado de plomo metálico sólo hay que calentarla con casi cualquier combustible disponible. El carbón, la turba, el azúcar, el hierro, la harina, el cinc, etc., deben contener el mismo principio que le comunican al plomo rojo y, al hacerlo, lo convierten en plomo. Ese principio es el flogisto.

Con estos y otros resultados experimentales Stahl “probó” la existencia del flogisto en todos los cuerpos combustibles y sus demostraciones fueron consideradas tan completas, que su opinión fue adoptada por los químicos de la época, casi sin excepción.

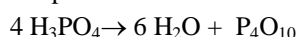
Se entró así en lo que Thomas Kuhn hubiese llamado “período de ciencia normal”. Período que duraría casi un siglo. La comunidad química aceptó que los metales eran compuestos formados por “cales” y “flogisto” y que los combustibles no metálicos están formados por ácido y flogisto. Indicando al flogisto mediante la letra griega ϕ , la calcinación se puede representar



La combustión del fósforo: $\text{P}_4 + 5\text{O}_2 \rightarrow \text{P}_4\text{O}_{10}$

La formación del ácido: $\text{P}_4\text{O}_{10} + 6 \text{H}_2\text{O} \rightarrow 4 \text{H}_3\text{PO}_4$

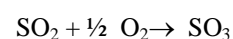
La descomposición del ácido fosfórico:



La regeneración del fósforo: $\text{P}_4\text{O}_{10} + 5\text{C} \rightarrow \text{P}_4 + 5 \text{CO}_2$.

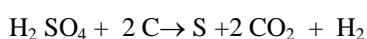
² El proceso puede esquematizarse mediante las siguientes ecuaciones:

La combustión del azufre: $\text{S} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_2$



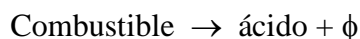
Formación de ácido sulfúrico $\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2 \text{SO}_4$

Reducción del ácido sulfúrico



³Se refiere al *minio*, Pb_3O_4

La combustión de un material no metálico se puede representar



En la concepción de Stahl, las cales son capaces de unirse al flogisto en proporciones indefinidas. Las que están unidas a una pequeña proporción de flogisto suelen retener su aspecto térreo, pero el aumento de la proporción de flogisto lleva a la cal al estado de metal.

En esta teoría, los colores de los cuerpos combustibles se deben a la proporción de flogisto en ellos presentes y si varía la proporción de flogisto — por ejemplo, al calentar — el color comienza a cambiar.

La afinidad entre una cal metálica y el flogisto depende de la proporción de flogisto y si es lo suficientemente fuerte, restaura completamente el metal.

Tanto Beccher como Stahl representaron al flogisto como una sustancia “seca”, de naturaleza térrea, cuyas partículas eran extremadamente sutiles y que al liberarse se agitaban y movían con enorme velocidad. Stahl llamó a esto *motus verticillaris* y, según él, ese movimiento era el responsable del fenómeno del calor generado en la combustión y de la ignición o inflamación del combustible.

Dada la gran afinidad del flogisto por los metales y siendo estos insolubles en agua, se supuso que el flogisto también sería insoluble en agua. En esa época, la insolubilidad en agua era considerada una propiedad característica de los “cuerpos térreos”. De allí que Beccher y Stahl le adjudicaron al flogisto el carácter térreo.

Si bien las consecuencias observacionales de la teoría del flogisto parecían corroborarla, aislar el flogisto era imposible. Beccher había sugerido que, por su combustibilidad, el azufre tenía las características de *terra pinguis*, (flogisto)⁴. Pero Stahl no lo aceptó, aunque reconoció que el azufre tiene un porcentaje de flogisto muy alto. Según su opinión, el combustible con mayor porcentaje de flogisto era el hollín, y eso explicaba la relativa facilidad con la que el hollín en caliente regeneraba los metales a partir de sus cales. En sus *Experimentum Novum* trató de demostrar que tanto en el hollín como en el azufre el flogisto es el mismo. Para ello, redujo sulfato de potasio mediante carbón obteniendo “hígado de azufre”⁵ del cual, por la acción de un ácido, precipita azufre. A partir de la reducción de cales metálicas mediante hollín, infirió la identidad del flogisto en los metales con el “principio inflamable” que se encuentra en el hollín y en el azufre: de esta identidad concluyó que hay un solo principio, es decir, el “flogisto”.

Durante buena parte de su vigencia, los químicos más relevantes de la época — Caspar Neumann (1693 – 1737), William Cullen (1710 – 1790), Joseph Black (1728 – 1799), Pierre Joseph Macquer (1718 – 1784), Henry Cavendish (1731 – 1810), Carl Wilhelm Scheele (1742 – 1786), Joseph

⁴De allí que se ha afirmado que Beccher creía en los tres principios de los alquimistas: azufre, mercurio y sal.

⁵Es una mezcla de sulfuro de potasio y polisulfuros de potasio, que se obtiene a partir de carbonato de potasio y azufre.

Priestley (1733 – 1804), Tobern Olof Bergman (1735 – 1784) y otros — adhirieron al “paradigma” de la combustión y la calcinación y se esmeraron en pulirlo y resolver algunos de los “puzzles” que el mismo presentaba. Así, por ejemplo, un interrogante que surgía de la teoría era el de definir la naturaleza de los cuerpos incombustibles. Con el tiempo se llegó a aceptar que estos materiales son los productos que quedan luego de la combustión. De esta manera, el cuarzo fue considerado una “cal” y si un químico no encontraba el combustible que pudiera entregarle su flogisto, la falla no era de la teoría sino que era un producto de su inhabilidad. En este paradigma, el oro era un compuesto y la tarea de encontrar un método para liberar su flogisto y transformarlo en una cal, fue un desafío que ningún químico pudo vencer.

Una de las “anomalías” que presentó la teoría de Stahl, fue el aumento de peso que acompaña a la calcinación. Si en la calcinación o en la combustión se libera flogisto, el ácido o la cal resultante deben tener un peso menor que el combustible de partida. Pero desde siglos atrás se sabía que la calcinación va acompañada por un aumento de peso.

En 1762, Mathieu Tillet, (1714 – 1791) verificó cuantitativamente el aumento de peso que acompaña a la calcinación del plomo. Esto le sorprendió, ya que la liberación de flogisto debería reducir el peso de la cal. Por ello, presentó un informe ante la Academia de Ciencias en donde expresó que “la explicación de este remarcable hecho no ha sido aún dada pero tengo la esperanza de que en un futuro próximo se pueda suministrar alguna elucidación del tema”.

En los cursos de Química que daba en el Laboratorio Montot, Gabriel-François Venel (1723 – 1775) explicaba que el flogisto no es atraído por el centro de la Tierra sino que tiende a elevarse como el fuego. Por eso tiene masa negativa, lo que explica el aumento de peso en la calcinación y la disminución de peso en la reducción.

Louis-Bernard Guyton de Morveau, (1737 – 1816) intentó explicar el aumento de peso postulando que el flogisto, al tener una densidad mucho menor que el aire, hacía que el aire se depositase sobre la cal.

Otros químicos de la época le restaron importancia al aumento de peso. En su libro *Elémens de chymie théorique* (1749), Pierre Joseph Maquer sostuvo que en el proceso de formación de una cal y su posterior reducción a metal, debería producirse una disminución del peso. En 1778, al enterarse de los experimentos de Lavoisier, escribió que esos resultados que parecen revertir toda la teoría del flogisto lo habían aterrorizado pero al considerar que era, meramente, una cuestión de relaciones en peso sintió que tenía “un peso menos sobre el estómago”⁶. Otros, aceptaron una hipótesis *ad hoc*: que el flogisto tenía masa negativa.

Otra de las anomalías en la teoría del flogisto fue encontrada en 1774, por el químico francés Pierre Bayen (1725 – 1798). Bayen observó que al calentar óxido de mercurio, se forma mercurio sin que se requiera ningún combustible que le entregue su flogisto a la cal. ¿De dónde proviene, entonces, el flogisto necesario para convertir la cal de mercurio en mercurio metálico? La

⁶Dumas, J. B.: (1837); *Leçons sur la philosophie chimique professées aux Collège de France...recueillies par M. Bineau*. Ebrard. Paris. p. 144 – 145.

imposibilidad de responder a esa pregunta hizo que Bayen propusiera que el óxido de mercurio es una sustancia diferente de las cales metálicas usuales y que debería investigarse si existen otras “cales” de comportamiento similar a la del mercurio.

En el último cuarto del siglo XVIII, las anomalías y enigmas que presentaba la teoría del flogisto comenzaron a generar inquietud en la comunidad química. Joseph Priestley, Carl Wilhelm Scheele, Joseph Black y Henry Cavendish, intentaron emparchar la teoría formulando diversas hipótesis sobre sus resultados experimentales. Pero los trabajos de Lavoisier sobre la combustión son los que provocaron la revolución científica que finalmente derrocaría a la teoría del flogisto.

Curiosamente, el principio del fin de la teoría del flogisto se debe a los descubrimientos que hizo un hombre que fue partidario de esa teoría hasta mucho tiempo después que la teoría fuera abandonada: Joseph Priestley.

Priestley, un teólogo no conformista, no tenía muchos recursos para hacer investigación experimental así como tampoco podía conseguir patrocinadores para los mismos, dadas sus ideas religiosas y políticas, pero tuvo la habilidad suficiente para diseñar algunos aparatos para estudiar las propiedades y el comportamiento de los gases y sus descubrimientos le proporcionaron fama internacional. El 1º de agosto de 1774 al calentar “*mercurius calcinatus per se*” (óxido de mercurio II) mediante una lente convergente y recoger el gas desprendido bajo agua descubrió el oxígeno, — al que bautizó “aire desflogistizado” — y estudió sus propiedades. En octubre de ese año viajó a París en compañía de su amigo Lord Shelburne. En una cena con Antoine de Lavoisier y la esposa, Priestley comentó que había descubierto que el aire está formado por dos componentes, uno de los cuales avivaba la combustión de una bujía y el otro no. Priestley escribiría más tarde: “*All the company and Mr. and Mrs. Lavoisier as much as any, expressed great surprise*”.⁷ Ante la sorpresa de Lavoisier y su esposa, interrumpieron la cena y fueron al laboratorio donde Priestley repitió la descomposición del precipitado *per se* y mostró que el gas desprendido aviva la llama de una astilla de madera con un punto de ignición, demostrando, de esta manera, que el oxígeno favorece la combustión.⁸

11 – 2. El calórico de Lavoisier

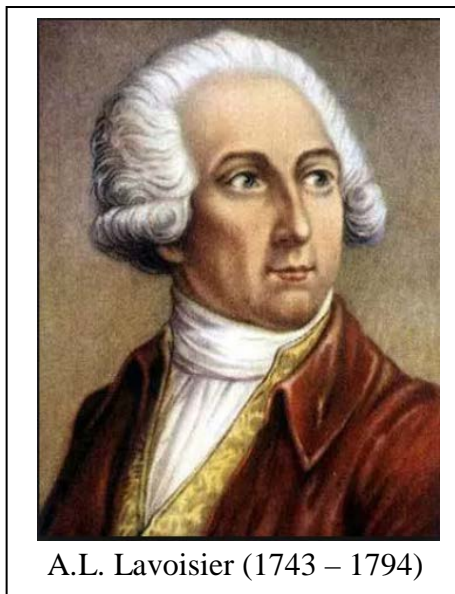
Ya en 1772 Lavoisier había presentado una memoria describiendo diversos experimentos que prueban que al quemar fósforo o calcinar metales en aire, los productos de estas transformaciones tienen pesos mayores que los materiales originales y que, además, en cada uno de estos procesos se absorbe una cierta cantidad de aire. Entre 1773 y 1774, repitió los experimentos de Robert Boyle de

⁷Priestley, J., (1800): *The Doctrine of Phlogiston Established*, p. 88.

⁸Carl Wilhem Scheele, había descubierto el oxígeno un año antes, al que llamó aire ígneo (*feuerluft*), obteniéndolo no sólo del precipitado *per se*, sino también calentando dióxido de manganeso con ácido sulfúrico y por descomposición térmica del nitrato de potasio, nitratos de mercurio (II) y de mercurio (I), calentado plata con carbonato de mercurio (I) y otros procedimientos. Pero sus hallazgos se publicaron recién en 1777. En 1892, fueron encontradas y publicadas las notas del cuaderno de laboratorio de Scheele. (Nordenskjöld, *Scheele, Nachgelasse Briefe*. Stockholm, 1892). A partir de entonces, la comunidad científica lo reconoce como el descubridor del oxígeno.

calcinar plomo y estaño en retortas de vidrio. Pesando las retortas cerradas *antes* y *después* del calentamiento encontró que el peso no variaba. Al romper el extremo cerrado de la retorta, penetraba aire al interior y se formaba la cal con un aumento de peso. En esa época también observó que, en la combustión del fósforo con carbón, no todo el aire se combina, sino que había una porción del aire que era “inerte”, a la que luego se la llamaría “aire fijo”.

Lavoisier no se ocupó más del asunto hasta la visita de Priestley. Parecería que hasta entonces Lavoisier no estaba convencido de que solamente una parte del aire interviene en la combustión y en la respiración. Pero se percató de la importancia del descubrimiento de Priestley para la interpretación de sus propios trabajos (aún inconclusos). Esto



A.L. Lavoisier (1743 – 1794)

le permitió establecer que lo que se incorporaba a la cal era el “aire deflogistizado” y lo pudo demostrar en un experimento de 1776, descrito en 1777 e incorporado a su *Traité Élémentaire de Chimie* en 1789. Al nitrógeno lo llamó primeramente “*mofete atmosphérique*”, luego “*air méphitique*” y más tarde “*azote*”. (El nombre “nitrógeno” fue acuñado por Chaptal en 1790). Al oxígeno, formado primero calcinando mercurio con aire en una retorta y luego descomponiendo el óxido de mercurio (II), lo llamó inicialmente “*air éminemment respirable*” y luego “*air vital*”.

Lavoisier realizó diversos experimentos que refutaban las consecuencias observacionales derivadas de la teoría del flogisto. Para ello efectuó diversas combustiones en “aire vital” y resumió los resultados en cuatro conclusiones:

- 1) Las sustancias sólo arden en aire vital.
- 2) Los no metales, como azufre, fósforo y carbón, al quemar producen ácidos. [Este es el origen del nombre oxígeno ($\delta\acute{\xi}\upsilon\zeta$ = ácido $\gamma\epsilon\acute{\iota}\nu\omicron\mu\omicron\alpha$ = engendro)]
- 3) Por combustión, los metales producen cales con absorción de oxígeno.
- 4) La combustión no es, de ningún modo, un proceso debido al escape de flogisto, sino a la combinación de la sustancia combustible con oxígeno.

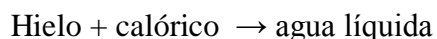
Estas conclusiones constituyeron la base de la Teoría Antiflogística, que en un comienzo apareció como una alternativa de la teoría del flogisto; pero cuando Lavoisier acumuló suficiente evidencia experimental se encontró en condiciones de afirmar, en 1783, que esta última teoría no sólo era innecesaria, pues todos los fenómenos conocidos podían explicarse también con la teoría contraria, sino incorrecta, puesto que algunos de sus principios o de sus consecuencias estaban en contradicción con la realidad experimental⁹.

Aunque Lavoisier no descubrió el oxígeno ni fue el primero en considerar que el oxígeno es un elemento fue, sin duda alguna, el primero en darse cuenta de la importancia de ese descubrimiento. Si bien para él, el aire común era una sustancia compuesta y no una mezcla de gases y erróneamente

⁹*Œuvres*, vol. II, p. 623.

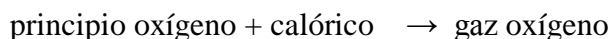
estableció que la composición era 73 partes de gas mefítico y 27 partes de gas eminentemente respirable¹⁰, merece el reconocimiento por establecer firmemente la verdadera teoría de la combustión y de la calcinación de los metales, mediante ingeniosas experiencias cuantitativas.

Aunque Lavoisier no creía que el calor tuviese peso, lo consideraba aún como un “elemento imponderable”, al cual llamó *calórico*, en 1787. Sobre la base de la teoría de Black, sobre lo que se llamaron “calores latentes”, estimó que de la misma forma en que



y $\text{agua líquida} + \text{calórico} \rightarrow \text{vapor de agua}$

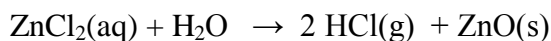
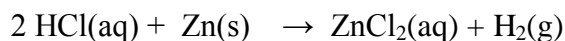
debía ocurrir que



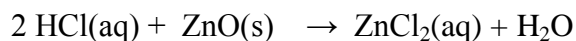
donde usó la palabra “gaz” para el término “gas”, creado por Johann Baptiste Van Helmont en 1638 para denominar a los materiales aeriformes que se desprenden en la combustión del carbón. Aún en su Tratado, de 1789, Lavoisier seguía considerando a la sustancia oxígeno como una sustancia compuesta, ahora formada por tres elementos: el principio oxígeno, el calórico y la luz, estos dos últimos eran, para él, elementos imponderables, es decir, carentes de masa.

Uno de los problemas que encontró Lavoisier fue encontrar una explicación teórica a la producción de fuego en una combustión. Así, al tratar virutas de cinc, con ácido clorhídrico, se libera hidrógeno a la vez que se produce calor. El hidrógeno, que en esa época se conocía como “aire inflamable”, se detectaba por su clásico burbujeo y recogido sobre agua o mercurio ardía con desprendimiento de calor. Al evaporar parte del agua de la solución donde se había producido la reacción precipitaba una sal. Pero, mediante un calentamiento intenso se liberaba el ácido de esa sal dejando como residuo la cal del metal.

En términos modernos

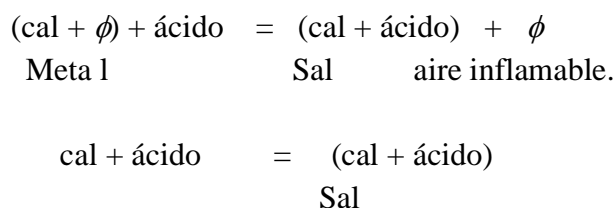


Cuando se hace actuar el mismo ácido sobre la cal se obtiene la misma sal. Pero, a diferencia con la reacción del ácido sobre el metal no se obtiene aire inflamable.



¹⁰ Lavoisier, A. L., (1789) : *Traité élémentaire de Chimie*. Tome premier. Cuchet. París. Chap. III. Décomposition de l'air, p. 40.

La pregunta que, indudablemente, debió preocupar a Lavoisier es: ¿De dónde proviene el aire inflamable que se obtiene al reaccionar el ácido con el metal? Para la teoría del flogisto la explicación era muy sencilla: El aire inflamable es flogisto, el metal es una cal + flogisto y la sal es cal + ácido. Con estas suposiciones las dos experiencias descriptas anteriormente pueden representarse mediante:



La dificultad era seria y Lavoisier no pudo encontrar la solución. Sólo las investigaciones de Cavendish sobre la formación del agua a partir del “aire inflamable” y “aire deflogisticado” (oxígeno) facilitaron la clave para resolver la cuestión.

En 1784, Henry Cavendish, — que había descubierto el “aire inflamable”, es decir, el hidrógeno, — hizo entrar “aire inflamable y gaz oxígeno en un balón de vidrio, previamente evacuado mediante un bomba de vacío, e hizo saltar una chispa eléctrica en su interior. Repitió el experimento con distintas proporciones de ambos gases y en todos los casos encontró que se formaba agua y que las proporciones relativas de los gases intervinientes eran siempre 2,02 volúmenes de aire inflamable a 1 volumen de gaz oxígeno. Lo que le dio un fundamento para afirmar que el agua no era un “elemento” (sustancia simple) sino que era un compuesto.

Lavoisier corroboró la hipótesis de Cavendish mediante la descomposición cuantitativa del agua. Hizo pasar vapor de agua a través de un alambre de hierro calentado al rojo, el agua se descomponía y el oxígeno se separaba al reaccionar con el hierro y las proporciones eran enteramente similares a las encontradas por Cavendish.

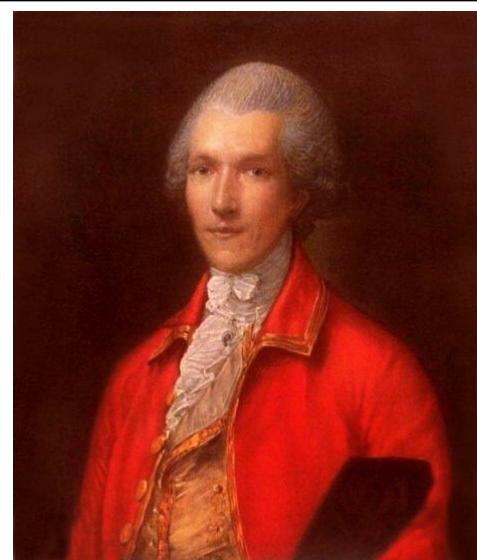
Confirmando que el agua es una sustancia compuesta, Lavoisier encontró la explicación de dónde provenía el aire inflamable cuando reacciona la solución acuosa de ácido clorhídrico con el cinc. Superado este escollo y otros menores, la teoría de la combustión de Lavoisier fue desplazando a la del flogisto y, a fines del siglo XVIII eran muy pocos los partidarios de esta última.

Mediante la teoría de Lavoisier, la combustión de un metal es la reacción de ese metal con oxígeno y el producto, la cal, es un óxido básico, que si reacción con agua da un hidróxido de carácter alcalino. La combustión de un no metal, es la reacción de esa sustancia con oxígeno y el producto, un óxido ácido, al reaccionar con agua da un ácido. La conclusión es que todos los ácidos contienen oxígeno. Eso llevó a suponer que el “ácido muriático” (ácido clorhídrico) es un ácido oxigenado.¹¹

¹¹Cuando Humphry Davy descubrió el cloro, los seguidores de la teoría de Lavoisier, al comprobar que en agua mostraba carácter ácido, sostuvieron que contenía oxígeno y lo llamaron ácido oximuriático. Pero Davy demostró que es una sustancia simple.

11 – 3. Rumford, Davy y sus experimentos contra el calórico.

Benjamin Thompson, nació en Woburn, Massachusetts, en 1753. A los 19 años se casó con Sarah Walker, una viuda de un coronel inglés. Sarah era catorce años mayor que él, pero había heredado una gran fortuna, por lo que Thompson pasó a ser uno de los terratenientes más ricos de lo que hoy es New Hampshire. Al igual que otros nativos, en la guerra de la independencia, él combatió a favor de los ingleses. En 1774, ante las amenazas que recibió de los partidarios de la American Liberty, volvió a Woburn, donde desarrollo actividades de inteligencia militar y escribió el informe *Observations on the Present State of the Rebel Army* para el British Military Establishment. Cuando el avance de las tropas de Washington parecía asegurar el triunfo de la Revolución, Thompson viajó a Londres para brindarle un informe de la situación al Secretario de las Colonias, Lord Germain, quien estaba a cargo de la represión de la revuelta. En 1776, Lord Germain lo nombró su secretario privado y a partir de allí comenzó su carrera política llegando a ser Subsecretario del Northern Department. Durante esta etapa, no descuidó sus investigaciones físicas, determinando calores específicos de metales, propiedades aislantes de diversos materiales, tratando de establecer la naturaleza del calor y uno de sus trabajos publicados, que trataba sobre la manera de establecer la potencia de la pólvora mediante un péndulo balístico, mereció que, en 1781, fuera nombrado *Fellow* de la Royal Society. Sus aportes tecnológicos a las fuerzas armadas inglesas hicieron que se le confiriera el grado de Coronel.



B. Thompson (1753 – 1814)

En 1784 el Rey George III lo hizo Caballero del Imperio Británico y ese mismo año viajó a Baviera para trabajar como asesor del Elector Karl Theodor, quien quedó sumamente impresionado por su capacidad intelectual. En Baviera, Thompson desarrolló la mayor parte de sus investigaciones científicas acerca de la naturaleza del calor y también contribuyó a la reorganización y modernización de su ejército. En reconocimiento a todo lo que hizo para la Corte de Munich, en 1793, fue honrado con el título de Conde del Sacro Imperio Romano y en reconocimiento a sus inicios científicos y militares de la ciudad de Concord, New Hampshire, adoptó como título el antiguo nombre de esa ciudad: Rumford. En Baviera, llevó a cabo su famoso experimento de medir cuánta agua podía hervir con el calor liberado en el taladrado de un bloque de bronce.

Otra de las gratificaciones del Elector hacia Thompson fue nombrarlo Ministro Plenipotenciario ante la Corte de Inglaterra. Como tal, Thompson viajó a Londres, pero el Elector había omitido solicitar a Inglaterra su placet y, cuando llegó a Londres, se encontró con que George III, no lo aceptó como Ministro bávaro. Ese rechazo potenció su actividad científica y, en 1799, fue uno de los fundadores de la Royal Institution of Great Britain. Thompson se encargó de desarrollar a esa institución como una suerte de museo de ciencias y una escuela para el desarrollo de la Mecánica. El primer contratado para trabajar como *lecturer* en la Royal Institution fue Humphry Davy, quien

luego, teniendo a Michael Faraday y a Thomas Young como asistentes, logró que fuera considerada como una de las instituciones científicas más importantes de Europa.

Thompson instituyó la Medalla Rumford en la Royal Society y en la American Academy of Arts and Sciences y creó un profesorado en la Universidad de Harvard.

En 1804, Thomson que, en 1792, había enviudado de su esposa americana, se casó con la viuda de Lavoisier, Marie Ann Pierrette Paulze, pero el matrimonio entró en desavenencias y terminaron con la separación.

En Francia fue nombrado Asociado extranjero del *Institut de France* donde presentó varios trabajos de investigación. Su obra fue reconocida por las instituciones más importantes de la época.

Benjamin Thompson, Conde Rumford, falleció el 24 de agosto de 1814.

La teoría del flogisto por un lado y la teoría de Lavoisier, por el otro, hicieron que en la última década del siglo XVIII predominase el concepto de la naturaleza material del calor. Así se lo llamó “*el fluido ígneo*”, “*fluido de calor*” o “*calórico*”; esta última palabra fue acuñada en 1787 por Lavoisier y otros científicos franceses.

Thompson, sin embargo, encontró que había procesos, como el de cualquier cuerpo sometido a una fricción continua, en los que se desarrollaba calor que, si la teoría del calórico era correcta, deberían producir “fluido de calor” en cantidades prácticamente ilimitadas.

Puesto manos a la obra en los arsenales de Munich, realizó cuidadosos experimentos para determinar el calor liberado por la fricción de una broca sin filo contra el interior de un cilindro de bronce fijado en la boca de un cañón. La rotación del cañón sobre su propio eje producía calor por rozamiento. Dicho calor elevaba la temperatura del agua en la que el dispositivo estaba inmerso. Rumford cuidó todos los detalles para asegurarse que el calor liberado era producido exclusivamente por la fricción y no se debía a las partículas de bronce que podían desprenderse por el roce, ni a la broca, ni al aire (de cual el sistema estaba protegido) ni del calor del sol.

Regulando la marcha de dos caballos que hacían funcionar el dispositivo, logró que el cilindro girase a 32 vueltas por minuto. Las 18,77 libras de agua que cubrían el cilindro, que inicialmente se encontraban a 60 °F, fueron incrementando su temperatura y a las dos horas y media comenzaron a hervir.

De su trabajo “Heat is a Form of Motion: An Experiment in Boring Cannon”⁶⁰, remarcamos la parte final¹².

“La meditación de los resultados de todos estos experimentos nos trae naturalmente la gran pregunta que a menudo ha sido tema de especulación de los físicos, a saber: ¿Qué es el calor? ¿Existe alguna cosa como el fluido ígneo? ¿Hay alguna cosa que podamos llamar con propiedad “calórico”?

¹²*Philosophical Transactions*, (Vol. 88), 1798, 80 – 102.

Hemos visto que se puede excitar una muy considerable cantidad de calor mediante la fricción de dos superficies metálicas, este calor se emite en una corriente o flujo constante, en todas las direcciones, sin repetición ni interrupción y sin ningún signo de disminución o agotamiento.

¿De dónde viene el calor que continuamente se emitió de esa manera en los experimentos antedichos? ¿Fue suministrada por las pequeñas partículas de metal desprendidas de las masas sólidas grandes al ser frotadas? Como hemos visto, este no puede ser el caso.

¿Fue suministrado por el aire? Este tampoco pudo ser el caso, ya que en estos experimentos la maquinaria se mantuvo inmersa en agua, con lo que fue prevenido completamente el acceso del aire.

¿Fue suministrado por el agua que rodeaba a la maquinaria? Es evidente que no es el caso, primero porque estaba recibiendo continuamente calor de la maquinaria y no podría estar al mismo tiempo dando calor y recibiendo calor del mismo cuerpo y en segundo lugar porque no hubo descomposición química de ninguna parte del agua (lo que ciertamente no era esperable). Si alguna descomposición química del agua hubiese tenido lugar, uno de sus fluidos elásticos componentes (más probablemente hidrógeno) tendría que ser puesto en libertad al mismo tiempo y su escape a la atmósfera habría sido detectado, pero yo examiné frecuentemente el agua para ver si aparecían algunas burbujas y aún hice preparaciones para capturarlas a fin de examinarlas si alguna apareciese. No percibí nada, no había signos de descomposición de ninguna clase ni de cualquier otro proceso químico que pudiese ocurrir en el agua.

¿Es posible que el calor haya sido suministrado por la barra de hierro al final de la cual estaba fijada la broca desafilada? ¿O por el pequeño cuello mediante el cual el cilindro hueco estaba unido al cañón? Estas suposiciones parecen más improbables que las anteriormente mencionadas ya que el calor se escapaba continuamente fuera de la maquinaria durante todo el tiempo que el experimento se llevó a cabo.

Y, razonando sobre este tema, no debemos olvidar de considerar la más notable circunstancia: que en estos experimentos la fuente de calor generada por fricción evidentemente parece ser inagotable.

Es extremadamente necesario agregar que ningún cuerpo o sistema de cuerpos aislado puede continuar emitiendo sin limitación, no es posible [que lo que se emite] sea una sustancia material: y me parece que es extremadamente difícil, si no directamente imposible, formarme una idea de algo que pueda ser excitado y transmitido de la manera que el calor ha sido excitado y transmitido en estos experimentos, excepto que sea MOVIMIENTO.”

Rumford no hizo ninguna pretensión de saber “por qué invención mecánica ese tipo particular de movimiento en cuerpos que se supone que constituye el calor se excita, continúa y propaga.” En 1812¹³, evocó el caso de Newton quién, mientras afirmaba no saber cuál era la última causa de la gravedad, consideraba a su relación como una ley universal genuina. En el fenómeno del calor

¹³Thmpson, B., (1813): *Recherches sur les Bois et le Charbon*. Éverat Imprimeur–Libraire, Paris.

Rumford vio un rasgo mecánico del universo no menos fundamental que el mecanismo que subyace a la atracción gravitatoria. Al respecto escribió:

“Los efectos producidos en el mundo por la acción de calor son probablemente tan extensos, y realmente tan importantes como aquellos que se deben a la tendencia de las partículas de materia a interactuar; y no hay ninguna duda de que su funcionamiento está, en todos los casos, determinado igualmente por leyes inmutables.”

Entre las conjeturas sobre la causa mecánica de calor, puede mencionarse la que expuso Sir Humphry Davy quien sostuvo que el calor resulta de “la vibración de los corpúsculos de los cuerpos.”¹⁴

La teoría del calórico, sin embargo, tardó bastante en morir. Avanzado el siglo XIX muchos científicos seguían considerando todavía al calor como un fluido. Esto quedó reflejado en el artículo de la edición de 1860 de la Encyclopædia Britannica titulado “Calor”. En ese artículo la teoría mecánica de calor es descalificada como “vaga y poco satisfactoria”, mientras que el concepto de calor o calórico era definido como “un agente material de una naturaleza peculiar”.

Humphry Davy nació en Penzance en Cornwall, el 17 de diciembre de 1778. Su padre, Robert Davy, fue un artesano de la madera y su madre, Grace Millett, descendía de una familia tradicional



H. Davy (1778 – 1829)

de la zona. Humphry, fue el mayor de cinco hermanos y siendo niño, la familia se mudó a Varfell donde Humphry fue a una escuela dirigida por el Reverendo J. C. Coryton. Allí mostró su precocidad intelectual y su capacidad para comprender libros sobre distintos temas a la vez que componer baladas y escribir poemas. También se familiarizó con el funcionamiento de una pila galvánica y de la “botella de Leiden”. En 1793, viajó a Truro donde completó su formación bajo la dirección del Reverendo Dr. Cornelius Cardew. Al año siguiente comenzó a trabajar como aprendiz en una farmacia de Penzance donde se interesó por la Química y comenzó a realizar experimentos químicos.

Trabajando en la farmacia, conoció a Davies Gilbert, miembro de la Royal Society, quien quedó impresionado por la inteligencia y la capacidad de Davy y le ofreció la posibilidad de usar su biblioteca. También conoció al hijo de James Watt, Gregory, quien se ofreció a darle clases de Química. Gilbert contactó a Humphry con el Dr. Edwards, que era Profesor de Química, quien le permitió a Davy usar su laboratorio. En 1797, Davy se interesó en los trabajos de Lavoisier y repitió algunos de sus experimentos a la vez que desarrolló otros de su propia inventiva. Como resultado escribió un trabajo *Young man’s Researches on Heat and Light*.

¹⁴Davy, H., (1799): *An Essay on Heat, Light, and the Combinations of Light*, en (1935) *A Source Book in Physics*. William Francis Magie, ed. McGraw-Hill, New York.

En 1798, el Dr. Thomas Beddoes (1760 – 1808), quien fuera profesor de Química en Oxford, se encontró con Davies Gilbert, quien le presentó a Humphry Davy. En esa época, Beddoes estaba a cargo de la organización de la Pneumatic Medical Institution, un centro de estudios situado en Bristol que se dedicaría a investigar los tratamientos más adecuados para las enfermedades causadas por la inhalación de diferentes gases. Beddoes necesitaba un asistente para hacerse cargo del laboratorio de la institución y Gilbert le recomendó a Davy a la vez que Gregory Watt le entregó el manuscrito de *Young man's Researches on Heat and Light*, que luego sería publicado por Beddoes en el primer volumen de su obra *West-Country Contributions*.

El 2 de octubre de 1798, Davy comenzó a trabajar en la Pneumatic Institution donde se dedicó a analizar la composición de los óxidos de nitrógeno. Razonando acerca del fenómeno de la respiración se fue convenciendo de los errores de la teoría de Lavoisier. El 22 de febrero de 1799, en una carta a Davies Gilbert escribió “Ahora estoy tan convencido de la inexistencia del calórico como de la inexistencia de la luz”. El 10 de abril de ese año, en otra carta a Davies le expresó: “Ayer descubrí cuan necesario es repetir los experimentos. El óxido de azote gaseoso (N_2O , gas hilarante) es perfectamente respirable cuando es puro. Nunca es nocivo salvo cuando contiene gas nitroso (NO). En uno de sus experimentos aspiró dieciséis cuartos (1 cuarto = $\frac{1}{4}$ de galón = $0,946 \text{ dm}^3$) y no se intoxicó en absoluto. Ese año, publicó “*Researches, Chemical and Philosophical, chiefly concerning Nitrous Oxide and its Respiration.*” El libro describía tantos experimentos novedosos que tuvo una buena acogida entre los científicos de la época.

En 1799, el Conde Rumford propuso crear en Londres una “institución para difundir el conocimiento”, la “Royal Institution of Great Britain”. Tres años después, el Dr. Thomas Garnett (1766 – 1802) que era el “Lecturer” de la Institution, enfermó gravemente y tuvo que renunciar. Rumford propuso, y logró, que la Royal Institution nombrase a Davy “Assistant Lecturer in Chemistry” y director del laboratorio químico.

En esos años, Davy había producido algunos experimentos galvánicos descomponiendo exitosamente algunas sustancias compuestas.

El 20 de noviembre de 1806, leyó ante la Royal Society su trabajo “*On some chemical Agencies of Electricity,*”¹⁵ considerado el mejor trabajo de su producción. Entre otras cosas, demostró que en la electrólisis del agua, el ácido y la base que acompañaban a la formación del hidrógeno y el oxígeno dependían de las sales que estuvieran disueltas en el agua.

En noviembre de 1807 dio otra conferencia en la Royal Society titulada “*On some new phenomena of chemical changes produced by electricity, particularly the decomposition of the fixed alkalies, and the exhibition of the new substances which constitute their bases; and on the general nature of alkaline bodies,*”¹⁶. En este trabajo describió una serie de experimentos que lo llevaron a formular conclusiones importantes: “que toda sustancia que tiene afinidad química por otra tiene un estado particular de electricidad y que el grado de afinidad entre dos sustancias es proporcional a la intensidad de esos estados opuestos. Cuando una sustancia compuesta resultante de la afinidad de

¹⁵*Phil. Trans.* 1807, 1, pp. 1 – 56.

¹⁶*Phil. Trans.* 1808. 1 *et seq.* Reimpreso en “*Alembic Club Reprint*” N° 6.

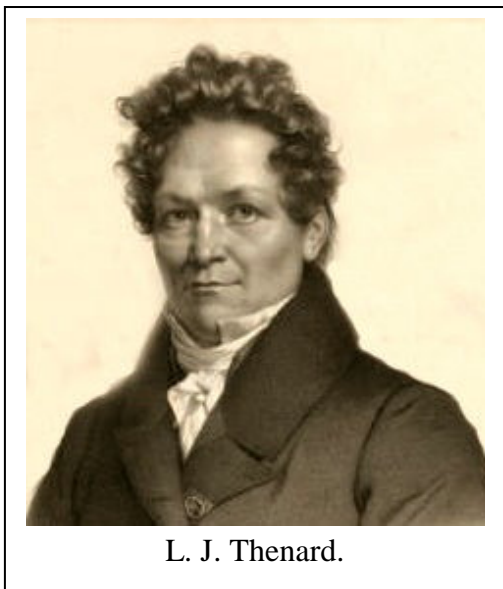
otras dos se pone en contacto con los polos de una batería galvánica, el polo positivo atrae al constituyente de la sustancia compuesta que tiene un estado de electricidad negativo y repele al otro constituyente. El polo negativo actúa de manera inversa, atrayendo al constituyente positivo y repeliendo al negativo. Cuanto mayor es la potencia de la batería, mayores son las fuerzas de esas atracciones y repulsiones. Por lo tanto, incrementando suficientemente la energía que suministra la batería podría descomponerse cualquier sustancia compuesta”. Davy concluyó que el oxígeno, el cloro, el bromo, el yodo, el cianógeno y los ácidos son cuerpos “negativos”, debido a que siempre se forman en el entorno del polo positivo, mientras que el hidrógeno, el “azote”, el carbono, el selenio, los metales, los álcalis, las “tierras” y los óxidos básicos se depositan alrededor del polo negativo y, por lo tanto, son cuerpos “positivos”.

De acuerdo con la opinión de Davy, la afinidad química es un mero caso de atracciones ejercidas por cuerpos en diferentes estados de electricidad y fue más allá de sus resultados experimentales al concluir que las atracciones que existen entre los *átomos* de las diferentes sustancias son meramente consecuencia de esos diferentes estados de electricidad.

Davy supuso que la electricidad consiste en “dos fluidos distintos que se atraen con una fuerza inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que los separa. Si las partículas de cada fluido repelen a las otras con una fuerza que varía según esa ley, entonces los átomos de cada sustancia deben estar cubiertos externamente con una capa de alguno de esos fluidos eléctricos y que esa cobertura debería tener mayor o menor extensión según la sustancia considerada”. El oxígeno y otras sustancias que favorecen la combustión tendrían sus átomos recubiertos de una capa de electricidad negativa, mientras que el hidrógeno, el carbono y los metales tendrían átomos recubiertos con electricidad positiva. No hizo referencia alguna de cuál es la causa de la adherencia de la electricidad a los átomos ni por qué esa cantidad de electricidad no es proporcional a la cantidad de materia sino a la superficie, pero afirmó que esa adherencia es fuerte.

La teoría de Davy sobre la afinidad eléctrica, si bien era bastante imperfecta, fue adoptada por los químicos de la época y modificada bastante debido a los trabajos de Jöns Jacob Berzelius.

Provisto de una máquina galvánica suficientemente potente, formada por 250 placas de cinc y de cobre de 24 pulgadas cuadradas de superficie y con un alambre de platino como polo negativo, Davy se abocó a la descomposición de la potasa, de la soda, la magnesia, la cal viva, la barita y la estronciana, obteniendo los respectivos metales a los que bautizó *potassium*, *sodium*, *magnesium*, *calcium*, *barium* y *strontium*, con lo que demostró que los llamados *álcalis fijos* y las *tierras alcalinas* son óxidos metálicos. Cuando en 1817, el químico sueco Johann Arfvedson (1792 – 1841) descubrió la “lithia”, Davy tuvo éxito en descomponerla mediante una batería, resolviéndola en oxígeno y un metal blanquecino al que bautizó *lithium*. En cambio, no pudo descomponer la glucinia (BeO) descubierta por Louis Nicolas Vauquelin en 1797, ni la yttria (Y₂O₃), descubierta por Johann Gadolin en 1794, ni la zirconia (ZrO₂) descubierta por Martin Heinrich Klaproth en 1789, lo que sí lograría Berzelius en 1824. Tampoco pudo descomponer la alúmina. Estas sustancias no eran lo suficientemente buenas conductoras de la electricidad como para poder ser descompuestas por la batería de Davy, pero ningún químico de la época, que conociera el tema, podía dudar que eran óxidos metálicos. Años más tarde estos óxidos fueron descompuestos mediante la acción conjunta de cloro y potasio, obteniéndose los respectivos metales.



L. J. Thenard.

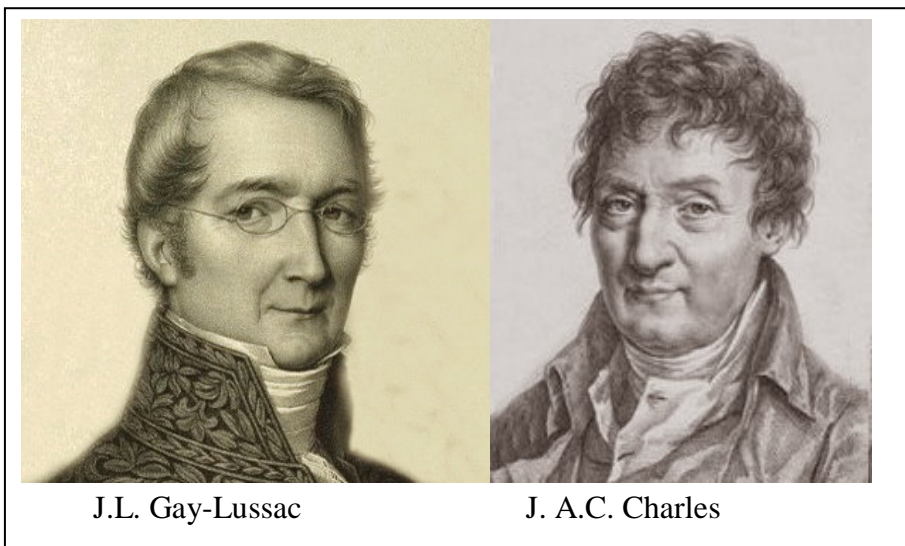
De esta manera, los trabajos de Davy lograron que las bases que antes se distinguían en cuatro clases, álcalis, tierras alcalinas, tierras propiamente dichas y óxidos metálicos, comenzaran a ser consideradas como integrantes de una sola clase ya que eran todos óxidos metálicos.

El cloro fue descubierto en 1774 por el químico sueco Carl Wilhelm Scheele calentando pirolusita (MnO_2) con ácido clorhídrico.



Scheele bautizó al gas formado como “ácido marino deflogisticado” pero no lo consideró un elemento. Claude

Louis Berthollet¹⁷ repitió y mejoró los experimentos de Scheele y de ellos concluyó que el ácido clorhídrico se combinaba con el oxígeno del dióxido de manganeso formando un ácido oxigenado, de allí el nombre de *ácido oximuriático* impuesto al cloro. La opinión de Berthollet fue aceptada por los químicos de la época. Joseph – Louis Gay Lussac (1778 – 1850) y Louis Jacques Thenard (1777

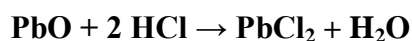


J.L. Gay-Lussac

J. A.C. Charles

– 1857) intentaron vanamente descomponer el ácido oximuriático y resolverlo en ácido muriático y oxígeno. Sus conclusiones fueron que “no hay una evidencia directa que pueda inducir a probar que el oxígeno es uno de sus constituyentes”. De sus experimentos, postularon que el ácido clorhídrico contenía agua como constituyente

esencial. Para determinar el porcentaje de agua contenido, lo hicieron pasar sobre litargirio caliente, observando que se formaba una sal y agua. En rigor la reacción que ocurría era:



Estos resultados experimentales, presentados por Gay Lussac y Thenard a la Academia de Ciencias el 27 de febrero de 1809, motivaron que Davy volviese a investigar las propiedades del cloruro de hidrógeno. Ya en 1808 había observado que al tratar potasio con cloruro de hidrógeno gaseoso se forma cloruro de potasio desprendiéndose una cantidad importante de hidrógeno, alrededor de un tercio del volumen del cloruro de hidrógeno empleado. También demostró que no

¹⁷Mémoires de l'Académie Royal 1785, pp. 276 – 295.

puede obtenerse cloruro de hidrógeno a partir de cloro a menos que haya presente agua. Esta última conclusión fue corroborada por Gay Lussac y Thenard en 1810 y, en julio de ese año, presentó ante la Royal Society un trabajo probando que el llamado “ácido oxi-muriático” es una sustancia simple a la que bautizó con el nombre de “cloro” y que el ácido muriático es un compuesto formado por cloro e hidrógeno. Ese año, Davy fue admitido como “Fellow” de la Royal Society

La conclusión de Davy implicaba una contradicción con la teoría química vigente de magnitud tan importante como fue la introducida por Lavoisier respecto de la acción del oxígeno en los procesos de combustión y calcinación. Davy refutó la hipótesis de que el oxígeno es el principio acidificante y que todos los ácidos contienen oxígeno y dio una interpretación diferente a la reacción estudiada por Gay Lussac y Thenard: “cuando el ácido muriático gaseoso reacciona con el litargirio en caliente, se produce una doble descomposición, el cloro se une al plomo y el hidrógeno del ácido muriático se une al oxígeno del litargirio formando agua, siendo esto la verdadera causa de la formación del agua”.

No fue fácil que los químicos aceptasen un cambio tan importante en el paradigma vigente. Claude Louis Berthollet no participó de la controversia. Gay-Lussac y Thenard, en su *Recherches physico-chimiques* publicado en 1811, manifestaron sus razones para preferir la vieja hipótesis. Sin embargo, a menos de un año de esa publicación, ambos aceptaron la opinión de Davy, de que el cloro es una sustancia simple y que el “ácido muriático” es un compuesto de hidrógeno y cloro. Berzelius apoyó la vieja teoría del ácido oximuriático en un trabajo que publicó en los *Annals of Philosophy*. El posterior descubrimiento del yodo y la analogía de los compuestos de yodo con los de cloro lograron que los químicos se sintieran satisfechos con la teoría de Davy. Durante algunos años, Berzelius siguió negando que el cloro fuese una sustancia simple pero en 1820 terminó por aceptarlo convirtiéndose en un defensor de la teoría de Davy, la que fue ratificada, en 1826, cuando el químico, Antoine-Jérôme Balard, (1802 – 1876) encontró sales de bromo en las cenizas de las algas marinas de Montpellier¹⁸. A partir de esas sales pudo obtener bromo y con ese resultado se ratificó la teoría de Davy.

En 1812 Davy fue ordenado Caballero del Imperio Británico, se casó con Jane Apreece —una viuda elegante y rica, — y publicó su primer tomo de su *Elements of Chemical Philosophy*. Tuvo también varios accidentes que le produjeron daños físicos. Ya en 1801 se había intoxicado con N₂O contaminado con NO que, con el agua, le formó HNO₂ en los pulmones. En 1812, una proyección de tricloramina salpicó sus ojos lo que le afectó la visión. Ese mismo año, perdió dos dedos y un ojo en dos explosiones que ocurrieron en su laboratorio. A partir de entonces, fue secundado continuamente por Michael Faraday.

En abril de 1813 comenzó a estudiar las propiedades y reacciones de los compuestos de flúor y, aunque no pudo aislarlo, pudo demostrar que el flúor es un elemento. Recién en 1886 Henri Moissan (1852 – 1907) logró aislarlo por electrólisis de fluoruro de potasio en una solución de fluorhídrico. En octubre de 1813, Davy viajó a Francia acompañado por su esposa y Michael Faraday, que era su asistente y su valet. Allí recibió una medalla y 3000 francos con la que

¹⁸El bromo también había sido descubierto el año anterior por el Dr. Carl Jacob Löwig (1803 – 1890) de la Universidad de Heidelberg, por lo que se lo considera también el descubridor de ese elemento.

Napoleón Bonaparte lo premió por sus trabajos sobre electroquímica. Estando en París, fue nombrado Miembro del Institut de France. Gay-Lussac le pidió que investigue una misteriosa sustancia que en 1811 había aislado el químico francés Bernard Curtois (1777 – 1838). Curtois — que en 1802 había aislado el primer alcaloide del opio: la morfina— al agregar un poco de ácido sulfúrico a las cenizas de las algas marinas observó que se producían vapores de color violáceo. Al sublimar, los vapores producían un sólido de brillo casi metálico. Usando un pequeño laboratorio portátil que llevaba consigo, Davy preparó diversos compuestos de yodo y comprobó que esa sustancia tenía un comportamiento similar al del cloro, por lo que consideró que era una sustancia simple y a la que bautizó con el nombre de *iodine*.

En diciembre de 1813, los tres se trasladaron a Italia. Estando en Florencia Davy, realizó varios experimentos con la ayuda de Faraday. Entre ellos el de quemar un diamante con una lente para determinar que es una sustancia formada exclusivamente por carbono. De Florencia se trasladaron a Roma y en junio de 1814 se encontraron en Milán con Alessandro Volta, luego de lo cual retornaron a Inglaterra. En 1815, se dedicó a desarrollar una lámpara para iluminar los túneles y excavaciones mineras que ofreciera seguridad ya que en los años anteriores se habían producido explosiones debido al gas grisú y al metano, gases abundantes en las minas. A Davy se le ocurrió revestir la lámpara con una malla cilíndrica de hierro que previniera que la llama salga fuera de la lámpara. Si bien la lámpara de seguridad había sido inventada en 1813 por el ingeniero irlandés William Reid Clanny (1770 – 1850), la lámpara de Davy lo hizo acreedor a un premio de 2000£ y a la medalla Rumford otorgado por la Royal Society. Para la misma época, el ingeniero George Stephenson (1781 – 1848) presentó ante la Royal Society una lámpara basada en el mismo principio, pero que en vez de tener una malla metálica, estaba encerrada en un cilindro de vidrio que tenía pequeños agujeros para la entrada de aire. Davy siempre creyó que Stephenson le había robado la idea, lo cual no era cierto. La lámpara de Davy, y las modificaciones que se hicieron a partir de ella, se usaron en las minas del sur de Gran Bretaña, mientras que la de Stephenson se popularizó en las minas del norte del reino.

Como consecuencia de sus trabajos demostrando que había ácidos que carecían de oxígeno, en 1815 Davy propuso una modificación sustancial a la teoría ácido – base de Lavoisier. Sugirió que los ácidos son sustancias que contienen hidrógeno reemplazable, es decir, hidrógeno que puede ser reemplazado total o parcialmente por metales. Cuando los ácidos reaccionan con metales, liberan su hidrógeno como gas y forman sales. En cambio, las bases son sustancias que cuando reaccionan con ácidos forman sales y agua. Estas definiciones fueron aceptadas, casi sin modificaciones, a lo largo del siglo XIX.

En enero de 1819, Davy fue nombrado “Baronet” un título nobiliario intermedio entre Barón y Caballero, en esa época el honor más alto concedido jamás a un hombre de ciencia en Gran Bretaña¹⁹. Al año siguiente fue electo Presidente de la Royal Society cargo al cual renunció en 1827 debido a su estado de salud. Viajó a Italia para vivir en un clima más templado que en Inglaterra, pero en 1829, estando en Génova enfermó gravemente y el 29 de mayo falleció.

¹⁹En 1892, la Corona Británica le concedería el título de Barón a William Thomson (luego Lord Kelvin of Largs) pero no por su contribución a la Física o a la Termodinámica sino por su contribución al establecimiento de un cable telegráfico que unió London con New York.

Entre 1802 y 1804, realizó varios experimentos sobre las características de la luz y su interacción con la materia.

Tratando de dilucidar la naturaleza de la luz²⁰, provocó un violento impacto de un trozo de pedernal sobre una pequeña pieza de acero recubierta de cera y ubicada en un recinto en el que había evacuado el aire mediante una bomba de vacío. Si bien la pieza elevó muchísimo su temperatura, no produjo luz, con lo que concluyó que “Si la luz fuese una modificación o un efecto del calor, tendría que haberse producido en este experimento, ya que el calor generado por el impacto fue suficiente para fundir el acero, un grado de calor muy por encima del llamado, impropriamente, calor blanco.”

Luego de afirmar que “la luz no puede ser calórico en un estado de proyección” sostuvo que tampoco podía ser “como suponen algunos filósofos, una vibración del imaginario fluido etéreo. Ya que, admitiendo la existencia de ese fluido, debe estar presente en el recinto evacuado, y en el gas carbónico, tanto como en el aire, y si la luz es una vibración de ese fluido, generada por la colisión entre el pedernal y el acero en el aire atmosférico, de la misma manera debería producirse en el recinto evacuado donde hay presente una mayor cantidad de éter, lo que no ocurre.”

Quizás el experimento más conocido (y, en su época, discutido) fue la fricción de dos trozos de hielo que produce su fusión parcial sin que haya ningún otro cuerpo que suministre calor. Davy lo describió así:

“A 29°F, dos paralelepípedos de hielo, de 6 pulgadas de largo, 2 de ancho y 2/3 de pulgada de espesor, fueron ajustados mediante alambres a dos barras de hierro. Sus caras fueron puestas en contacto y friccionadas violentamente durante unos minutos. Los trozos de hielo fundieron casi completamente. Luego de permanecer durante unos minutos a una temperatura menor que la de fusión, el agua recogida quedó a 35°F. La fusión tuvo lugar sólo en el plano de contacto entre los dos trozos de hielo que fueron los únicos materiales que se friccionaron. De este experimento, resulta evidente que, de acuerdo con su capacidad [calorífica], ésta había disminuido; pero es un hecho muy bien conocido que la capacidad del agua por el calor es mucho mayor que de la del hielo, y el hielo debió haber adicionado una cantidad absoluta de calor antes de convertirse en agua. Consecuentemente, la fricción no disminuye las capacidades de los cuerpos por el calor.

De este experimento, es también evidente, que el aumento de la temperatura resultante de la fricción no puede surgir de la descomposición del gas oxígeno en contacto, ya que el hielo no experimenta atracción por el oxígeno. Dado que el incremento de temperatura, consecuencia de la fricción, no puede surgir de la disminución de la capacidad [calorífica], o la oxidación de los cuerpos actuantes, la única suposición que queda es que ese incremento surge de una cantidad absoluta de calor adicionada a ellos, por lo que el calor debe ser atraído por los cuerpos en contacto. Luego, la fricción debe inducir algún cambio en los cuerpos, habilitándolos para atraer calor de los cuerpos con los que se contactan.”

²⁰ “An essay on heat, light, and the combinations of light”, Davy, John (Editor): “*The collected works of Sir Humphry Davy, Bart. LL.d. F.R.S.*”, Vol. II, Early miscellaneous papers. Smith, Elder and Co., London, 1839, pp.5 – 24.

Estos resultados experimentales estaban en evidente contradicción con la teoría del calórico. Sin embargo, las conclusiones de Davy fueron criticados, porque en el texto no hay ninguna referencia a que el experimento se hubiera realizado en el vacío.



J.B.J. Fourier (1768 -1830)

11 – 4. Fourier y su teoría analítica del calor.

Jean-Baptiste Joseph Fourier (1738 – 1830) Nació en Auxerre y fue el décimo hijo de Joseph Fourier (el séptimo que tuvo su padre con la segunda esposa Edmée Germaine Lebègue). A los 10 años quedó huérfano de ambos padres y fue adoptado por Joseph Pallais, a la sazón el organista del templo de Auxerre, quien le dio una instrucción básica. Ingresó a la Escuela Superior Benedictina de Auxerre, que en 1781 fue convertida en una academia militar. Allí demostró una inusual capacidad para las matemáticas, al punto que a los catorce años ya había

completado el estudio de los seis volúmenes del “*Cours de Mathématiques à l’usage des gardes du pavillon et de la marine*” de Étienne Bézout. En 1789, ingresó como Profesor de Matemáticas en la escuela donde había estudiado. A fines de ese año, presentó ante la Académie des Sciences una memoria sobre la resolución de ecuaciones numéricas. Al producirse la Revolución Francesa, se involucró activamente en la misma, integrando, en 1793, en la Societé Populaire de Auxerre, un comité popular de apoyo a la Revolución francesa. Sus ideas políticas de esa época se pueden sintetizar en una frase que se le atribuye: “... deseo sublime de establecer un Gobierno liberado de reyes y sacerdotes y liberar el suelo de Europa de ese doble yugo...” Durante la época del Terror criticó duramente esa metodología por lo que, en 1794, fue encarcelado, pero liberado después de la muerte de Robespierre. Ese mismo año ingresó a la École Normal Supérieure, donde entre otros, tuvo como profesores a Joseph-Louis Lagrange, y Pierre-Simon de La place. En esa escuela, la politización era muy grande. Con frecuencia se interrumpían las clases para realizar debates donde se invertían los roles, los estudiantes interrogaban a los profesores. Por recomendación de La place, en 1797, lo reemplazó en la École Polytechnique.

No estuvo mucho tiempo en la École Polytechnique. En 1798 participó como asesor científico de la expedición de Napoleón Bonaparte a Egipto. En su estancia en Egipto cumplió funciones diplomáticas y culturales y fue nombrado Secretario perpetuo del Institut d’Égypte, que allí había creado Napoleón. En esa institución, presidida por Gaspard Monge, presentó varias memorias, publicadas en *La Décade égyptienne*²¹ y en el *Courrier de l’Égypte* y dirigió una de las comisiones destinadas a la exploración del Alto Egipto para buscar los restos de la antigua Memphis. También fue nombrado Comisario francés en el Divan²² de El Cairo. Su función era la de intermediario entre

²¹El primer trabajo presentado en este medio versó sobre una máquina para irrigación que se movía por la fuerza del viento.

²²Consejo de notables que asesoraba al Gobierno de Egipto.

el General en Jefe de todo el ejército francés y cualquier ciudadano de Egipto que presentase ante el Gobierno una queja de agresión contra su persona, su propiedad, sus costumbres o sus creencias. La rectitud de Fourier, y su trato amable, morigeraron sensiblemente las rispideces inevitables entre la población musulmana de El Cairo y las tropas francesas.

En la nave en que embarcó hacia Egipto se hizo amigo, y luego asesor, de Jean-Baptiste Kléber, General en Jefe del Ejército de oriente, asesinado por un fanático sirio en junio de 1800. En su estada en Egipto se interiorizó de la cultura antigua y se convirtió en un experto en Egiptología. Años más tarde, conoció y forjó una amistad con Jean-François Champollion, quien en 1822, descifró la escritura jeroglífica grabada en la piedra de Rosetta.

Regresó a Francia en 1801 y, en enero de 1802, Napoleón lo nombró prefecto del Departamento de Isère. En 1807 remitió al Institut de France sus conclusiones experimentales sobre la propagación del calor en sólidos cuyo extracto se publicó al año siguiente²³, las que fueron muy criticadas por los académicos de la época. En 1816, amplió sus estudios sobre el calor en un trabajo publicado en los *Annales de Chimie et de Physique*²⁴ y, al año siguiente, una nota sobre ese trabajo, agregando las características del calor radiante, en la misma revista.²⁵

En 1817 se incorporó como miembro de la Académie des Sciences, y en 1822, fue electo Secretario perpetuo de esa institución. Falleció en París el 16 de mayo de 1830.

En “La teoría analítica del calor”, Fourier hizo una distinción entre el “calórico” transmitido por conducción y el propagado por rayos caloríficos, de comportamiento similar a la radiación luminosa.

Sobre la base de que “los efectos del calor están sujetos a leyes constantes que no pueden descubrirse sin la ayuda del análisis matemático” Fourier se propuso presentar una teoría que pretende “demostrar estas leyes, reduciendo toda la investigación física sobre la propagación del calor a cuestiones de cálculo integral, cuyos elementos están dados por la experiencia”. Para ello afirmó que “la cuestión de la propagación del calor consiste en determinar cuál es la temperatura de cada punto de un cuerpo en un instante dado, suponiendo que las temperaturas iniciales son conocidas”. Luego de dar varios ejemplos, concluyó que la solución a los problemas de la propagación del calor, dependen, para cada cuerpo sólido, de tres cualidades elementales que son, la capacidad calorífica, la conductibilidad propia y la conductibilidad exterior. La conductibilidad propia, o interior, de un cuerpo expresa la facilidad con que el calor se propaga al pasar de una parte a la otra en el interior del cuerpo. En cambio, la conductibilidad exterior, o relativa, de un cuerpo sólido depende de la facilidad con la que el calor atraviesa su superficie y pasa a un medio dado o pasa de un medio al cuerpo sólido. Estas tres cualidades están representadas en las fórmulas de Fourier mediante números constantes y sus valores se obtienen experimentalmente.

²³ «Mémoire sur la propagation de la chaleur dans les corps solide » : *Bulletin de la Société philomathique*, T. I, p. 112-116; mars 1808)

²⁴ « Théorie de la chaleur », T. III, 1816, pp. 350 – 376.

²⁵ « Note sur la chaleur rayonnante », T. IV, 1817, pp. 128 – 145.

Las ecuaciones generales de la propagación se expresan en diferencias parciales y, aunque su forma no es complicada, los métodos conocidos no proporcionaban medios generales para su integración. El mérito de Fourier fue usar, en ese trabajo, el sistema de desarrollo en series infinitas de funciones trigonométricas, que lo harían tan famoso en el campo de las matemáticas.

En la Sección II, se dedicó a dar las definiciones que luego usaría en su obra (termómetro, temperatura, unidades, cantidad de calor, calor específico, conductibilidad, etc.) y formas en que se cuantifican esas magnitudes. También expresó algunas nociones sobre el calor radiante y la reflexión de esa forma de calor planteando, además, una ecuación que describe su movimiento. En la Sección siguiente, describió las formas en que se transmite el calor y supuso que, si el medio es de naturaleza uniforme, la trayectoria de los rayos calóricos es rectilínea. También estableció el concepto de flujo de una magnitud a través de una superficie.

En la Sección V, estableció la ley que da el flujo de calor, en régimen estacionario, a través de un lámina de poco espesor y en la siguiente, dedujo la ecuación que da la propagación del calor a través de espacios cerrados.

El capítulo III está dedicado a la propagación del calor en un sólido rectangular de dimensiones infinitas. Allí es donde explicó la manera de utilizar las series trigonométricas para la resolución de los problemas de transmisión de calor. Luego de explicar su método (páginas 141 – 169 y 185 – 231), obtuvo la solución general para la temperatura de un punto de una superficie rectangular.

$$\frac{\pi}{2}v = \text{arc tan} \frac{2\cos y}{e^x - e^{-x}}$$

donde v es la temperatura y x e y son las coordenadas del punto.

El Capítulo IV está dedicado a cambios variables en las temperaturas, en los intercambios de calor entre cuerpos disjuntos y el Capítulo V a la propagación del calor en una esfera sólida. El Capítulo VI a la propagación del calor en un cilindro sólido y el Capítulo VII, a la propagación del calor en un prisma rectangular. El Capítulo VIII, a la propagación del calor en un cubo sólido.

El Capítulo IX está dedicado a la difusión del calor. Allí analizó los casos del movimiento libre del calor a través de una línea infinita, en un sólido infinito, las temperaturas más altas que se pueden alcanzar en un sólido infinito,

Además de sus extensos trabajos sobre la propagación del calor, Fourier publicó « Sur l'usage du théorème de Descartes dans la recherche des limites des racines » : *Bulletin de la Société philomathique*; 1820, pp.156 –165 y pp. 181–187), « Solution d'une question particulière du Calcul des Inégalités »: *Bulletin de la Société philomathique*; 1826, pp. 99 –100). « Remarques générales sur l'application des principes de l'Analyse algébrique aux équations transcendentes » : *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t.X, 1831, pp. 119 – 146.

11 – 5. Carnot y el rendimiento de las máquinas térmicas.

Nicolas - Léonard Sadi Carnot nació el 1º de junio de 1796, en el Petit Luxembourg²⁶. Esa era la porción del Palacio que, entonces, habitaba su padre, Lazare Nicolas Marguerite Carnot, como miembro del primer Directorio (1795 – 1797) que gobernó a Francia a partir de la sanción de la Constitución del Año III. El nombre “Sadi” lo puso el padre en homenaje al poeta y moralista persa Saadi²⁷ (1213 – 1291), reconocido por la profundidad de su sensibilidad social. En 1797, al producirse el golpe de Fructidor, Lazar Carnot se asiló primero en Suiza y luego en Alemania, mientras que su esposa, Jacqueline Sophie Dupont de Maringheur; con el pequeño Sadi se refugió en Saint Omer, un pequeño pueblo en el Norte de Francia. En 1800, el Directorio dio paso al Consulado. Lazar Carnot regresó a París y pudo reunirse con



N.L.S. Carnot (1796 – 1832)

su esposa e hijo. El primer Cónsul, Napoleón Bonaparte, que había sido su protegido en los inicios de su carrera militar, lo llamó para que se haga cargo del Ministerio de Guerra. Ya como Ministro, era habitual que al reunirse con Napoleón, Lazare llevase a su hijo de cuatro años que quedaba a cargo de “Josephine”²⁸ la esposa del Cónsul. Cuando era niño, Sadi Carnot era de constitución física delicada, que fue subsanando mediante ejercicios físicos adecuados. Desde temprana edad mostró curiosidad por algunas aplicaciones de la Mecánica y de la Física, lo que llevó a su padre a dirigir su educación hacia la Ciencia. Si bien, él mismo podía llevar a cabo la preparación, sus ocupaciones en el Ministerio lo obligaron a inscribir al joven en el Liceo Charlemagne donde recibió la preparación para el ingreso a la École Polytechnique. En 1812, Sadi Carnot ingresó como cadete, siendo el vigésimo cuarto de su promoción. Pero al año siguiente fue el primero de la especialidad Artillería. Sin embargo, se consideró muy joven para continuar la especialidad en la Escuela de Aplicación de Artillería e Ingeniería de Metz y prefirió continuar sus estudios en París. En marzo de 1814, formando parte del Batallón de la École Polytechnique, colaboró con las tropas francesas del General Daumesnil, ante el sitio de Vincennes por tropas prusianas, rusas y austríacas. En octubre de ese año, egresó de la École Polytechnique clasificado sexto en la lista de los jóvenes destinados al Departamento de Ingeniería y fue destinado a Metz como subteniente para hacer el curso de Aplicación. Algunos trabajos científicos que allí elaboró tuvieron el reconocimiento de sus superiores, particularmente, una Memoria muy ingeniosa sobre el teodolito.

Después de Waterloo, Lazar Carnot dejó de ser Ministro, los Borbones recuperaron el trono de Francia y Sadi fue enviado a varias fortificaciones militares para cumplir su trabajo de ingeniero.

En 1818, mediante una ordenanza real, se autorizó a todos los oficiales de todas las armas a presentarse a concurso para integrar el nuevo cuerpo de Estado Mayor. Sadi Carnot, consideró que en

²⁶Un pequeño hotel cercano al Senado donde habitualmente residían los miembros del Directorio, que en aquella época eran los cinco integrantes del Poder Ejecutivo de Francia.

²⁷Musharrif al-Din ibn Mushlih al-Din.

²⁸Marie Josèphe Rose Tascher de la Pagerie.

este cuerpo, podría cumplir un papel más importante que en el Cuerpo de Ingenieros. Por lo que se presentó al concurso y, a principios de 1819, fue ascendido a teniente del Estado Mayor. Las nuevas funciones le dieron tiempo libre para dedicarse intensamente a los estudios científicos, asistir a cursos del Collège de France, de la Sorbonne, de la École des Mines, sin descuidar otros intereses culturales y tener tiempo para perfeccionar sus interpretaciones en el piano y en el violín.

El año de su ascenso trabó amistad con el científico Nicolas Clément-Desormes²⁹, a la sazón Profesor en el *Conservatoire des Arts et Métiers*, quien lo interesó sobre las propiedades térmicas de los gases y con quien haría varios trabajos para la determinación de los calores específicos de algunos gases. Estas investigaciones conjuntamente con estudios sobre el funcionamiento de las máquinas a vapor, lo llevaron a escribir y publicar, en 1824, sus “*Réflexions sur la puissance motrice du feu*”.

Fue ascendido a Capitán en 1826, pero el Ejército lo destinó nuevamente al Cuerpo de Ingenieros, donde debía cumplir tareas rutinarias que le restaban mucho tiempo para sus investigaciones científicas, por lo que pidió la baja en 1828.

Las investigaciones posteriores a la publicación de su libro, fueron interrumpidas por la Revolución de julio de 1830. Carnot adhirió a ella con entusiasmo y apoyó al nuevo Rey, Louis Philippe de Orleans, que era partidario de una monarquía constitucional.

Antes de 1830, Carnot intervino de una reunión politécnica industrial, — en la que participaron antiguos alumnos de la École Polytechnique, — destinada a la realización de estudios conjuntos sobre aplicaciones industriales, el mismo año se constituyó la Association Polytechnique cuyo objetivo era la propagación popular de conocimientos útiles.

Desencantado por las medidas que había tomado el Rey Louis Philippe I, Carnot se volcó por completo a la investigación de las propiedades físicas de gases y vapores, las que quedaron inconclusas por su muerte, pero que fueron completadas por Victor Regnault.

Carnot enfermó a fines de junio de 1832. Según la carta que le envió a un amigo tuvo una inflamación en la garganta y luego escarlatina que lo hicieron pasar doce días sin dormir ni comer, lo que lo dejaron muy debilitado. Tuvo varias recaídas con alta fiebre y cuando parecía recuperarse contrajo cólera y falleció el 24 de agosto de 1832 en el Hospital Ivry-sur-Seine. A su muerte sus efectos personales y buena parte de sus trabajos fueron incinerados para evitar la propagación de la enfermedad.

Casi medio siglo después de la muerte de Sadi Carnot, su hermano menor Lazare Hippolyte, encontró unos “fragmentos de sus anotaciones” posteriores a la publicación de las *Reflexions*. En algunas de esas anotaciones, Sadi expresaba su convicción de que el calórico no era un gas imponderable sino una forma de expresión del movimiento de los cuerpos. Siendo Senador de la

²⁹Nicolas Clément (1779 – 1841) se casó con la hija del ingeniero Charles Bernard Desormes (1777 – 1838) y adoptó Desormes como segundo apellido. Con su suegro, hizo muchos trabajos de investigación, especialmente sobre la propagación del calor en los gases.

Tercera República, Lazare Hippolyte, donó esos documentos a la Académie des Sciences, el 30 de noviembre de 1878, los que fueron publicados por Gauthier- Villars en diciembre de ese año.

Carnot puede ser considerado con todo derecho como el precursor de la Termodinámica a pesar de haber usado el concepto de calórico de Lavoisier veinte años después que Rumford y Davy lo hubiesen desacreditado. Las “*Réflexions*” comienzan como un libro dedicado a estudiantes de ingeniería. En su libro enfatiza la importancia de las máquinas térmicas, su utilidad para el desarrollo industrial y sus mejoras. Pero ya en las primeras páginas encontramos:

« *Le phénomène de la production du mouvement par la chaleur n’a pas été considéré sous un point de vue assez général. On l’a considéré seulement dans des machines dont la nature et le mode d’action ne lui permettaient pas de prendre toute l’étendue dont il est susceptible. Dans de pareilles machines le phénomène se trouve en quelque sorte tronqué, incomplet; il devient difficile de reconnaître ses principes et d’étudier ses lois.*» « *Pour envisager dans toute sa généralité le principe de la production du mouvement par la chaleur, il faut établir des raisonnemens applicables, non seulement aux machines à vapeur, mais à toute machine à feu imaginable, quelle que soit la manière dont on agisse sur elle.*»³⁰

Aquí Carnot ya no sólo se muestra como un ingeniero militar sino como un científico dedicado a la búsqueda de generalizaciones. El párrafo que le sigue ratifica que el objeto del libro es esa búsqueda:

« *Les machines qui ne reçoivent pas leur mouvement de la chaleur, celles qui ont pour moteur la force des hommes ou des animaux, une chute d’eau, un courant d’air, etc., peuvent être étudiées jusque dans leurs moindres détails par la théorie mécanique. Tous les cas sont prévus, tous les mouvements imaginables sont soumis à des principes généraux solidement établis et applicables en toute circonstance. C’est le caractère d’une théorie complète. Une semblable théorie manque évidemment pour machines à feu. On ne la possédera que lorsque les lois de la physique seront assez étendues, assez généralisées, pour faire connaître à l’avance tous les effets de la chaleur agissant d’une manière déterminée sur un corps quelconque.*»³¹

³⁰“El fenómeno de producción de movimiento por el fuego no ha sido considerado desde un punto de vista lo suficientemente general. Sólo se ha considerado en las máquinas cuya naturaleza y modo de acción no han permitido tomar la extensión completa de lo que es capaz de lograr. En dichas máquinas, el fenómeno se encuentra de algún modo trunco, incompleto; se hace difícil reconocer sus principios y estudiar sus leyes.

Para considerar en toda su generalidad el principio de la producción de movimiento por el calor, se deben establecer los razonamientos aplicables no solamente a las máquinas de vapor, sino a toda máquina imaginable [que funcione por] el fuego, cualquiera sea la manera en que se actúa sobre ella...” **Carnot, N. L., (1824): *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, Bachelier, Paris, pp. 7,8.**

³¹“Las máquinas que no reciben su movimiento del fuego, aquellas que tienen por motor la fuerza humana o de los animales, una caída de agua, una corriente de aire, etc. pueden ser estudiadas aún en sus más mínimos detalles mediante la teoría mecánica. Todos los casos se prevén, todos los movimientos imaginables están sujetos a los principios generales sólidamente establecidos y aplicables en todas las circunstancias. Este es el carácter de una teoría completa. Evidentemente, para las máquinas de fuego falta una teoría similar. La poseeremos cuando las leyes de la Física sean bastante extendidas, bastante generalizadas, para permitir conocer de antemano todos los efectos de la actuación del calor de una manera determinada sobre cualquier cuerpo”. *Ibidem.*, p. 8.

Luego estableció la relación entre la transmisión de “calórico” fundada en la búsqueda del equilibrio térmico y la producción de trabajo:

« *La production du mouvement dans les machines à vapeur est toujours accompagnée d'une circonstance sur laquelle nous devons fixer l'attention. Cette circonstance est le rétablissement d'équilibre dans le calorique, c'est-à-dire son passage d'un corps où la température est plus ou moins élevée à un autre où elle est plus basse* ». ³²

Más adelante aclaró que la producción de potencia motriz no se debe a un consumo real de “calórico” sino al transporte de calórico de un cuerpo cálido a uno frío a fin de restablecer el equilibrio:

« *La production de la puissance motrice est donc due, dans les machines à vapeur, non à une consommation réelle du calorique, mais à son transport d'un corps chaud à un corps froid, c'est-à-dire à son rétablissement d'équilibre, équilibre supposé rompu par quelque cause que ce soit, par une action chimique, telle que la combustion, ou par toute autre. Nous verrons bientôt que ce principe est applicable à toute machine mise en mouvement par la chaleur* » ³³.

Y, a continuación, hizo hincapié en la necesidad de la existencia de una fuente fría:

« *D'après ce principe, il ne suffit pas, pour donner naissance à la puissance motrice, de produire de la chaleur: il faut encore se procurer du froid; sans lui la chaleur serait inutile* ». ³⁴

Luego de analizar las características de las distintas máquinas térmicas concluyó que:

« *Partout où il existe une différence de température, il peut y avoir production de puissance motrice.* » ³⁵

11 – 6. El ciclo de Carnot.

Para poder desarrollar su teoría acerca de la producción de potencia motriz mediante dos “fuentes” ³⁶ Carnot propuso varias transformaciones. En la página 17 de su libro propuso el siguiente funcionamiento:

³²En las máquinas a vapor, la producción de movimiento va siempre acompañada por una circunstancia sobre la cual debemos fijar la atención. Esta es el restablecimiento del equilibrio en el calórico, es decir, el pasaje de calórico de un cuerpo cuya temperatura es más o menos alta a otro donde la temperatura es más baja. Ibidem., pp, 8 – 9,

³³En las máquinas de vapor, la producción de potencia motriz se debe, no a un consumo real de calórico, sino a su transporte de un cuerpo caliente a un cuerpo frío, es decir al restablecimiento de su equilibrio, equilibrio supuesto roto por la causa que fuera, por un acción química, tal como la combustión o por cualquier otra causa. Pronto veremos que este principio es aplicable a cualquier máquina que se pone en movimiento por el calor.... Ibid., pp. 11 – 11.

³⁴De acuerdo con este principio, el suministro de calórico solamente, no es suficiente para dar origen a la potencia motriz: es necesario que allí también haya una fuente fría, sin la cual el calórico suministrado sería inútil, Ibid., p. 11.

³⁵Dondequiera que exista una diferencia de temperatura, puede haber producción de potencia motriz.

Concevons deux corps A et B entretenus chacun à une température constante, celle de A étant plus élevée que celle de B: ces deux corps, auxquels on peut donner ou enlever de la chaleur sans faire varier leur température, feront les fonctions de deux réservoirs indéfinis de calorique. Nous nommerons le premier foyer et le second réfrigérant. Si l'on veut donner naissance à de la puissance motrice par le transport d'une certaine quantité de chaleur du corps A au corps B, l'on pourra procéder de la manière suivante;

1°. Emprunter du calorique au corps A pour en former de la vapeur, c'est-à-dire faire remplir à ce corps les fonctions du foyer, ou plutôt du métal composant la chaudière, dans les machines ordinaires: nous supposerons ici que la vapeur prend naissance à la température même du corps A.

2°. La vapeur ayant été reçue dans une capacité extensible, telle qu'un cylindre muni d'un piston, augmenter le volume de cette capacité et, par conséquent, aussi celui de la vapeur. Ainsi raréfiée, elle descendra spontanément de température, comme cela arrive pour tous les fluides élastiques: admettons que la raréfaction soit poussée jusqu'au point où la température devient précisément celle du corps B.

3°. Condenser la vapeur en la mettant en contact avec le corps B, et en exerçant en même temps sur elle une pression constante, jusqu'à ce qu'elle soit entièrement liquéfiée. Le corps B remplit ici le rôle de l'eau d'injection dans les machines ordinaires, avec cette différence qu'il condense la vapeur sans se mêler avec elle et sans changer lui-même de température.³⁷

En los párrafos siguientes, Carnot reconoció, implícitamente, que las transformaciones deben ser reversibles:

Les opérations que nous venons de décrire eussent pu être faites dans un sens et dans un ordre inverse. [...] Par nos premières opérations, il y avait eu à la fois production de puissance motrice et transport du calorique du corps A au corps B; par les opérations inverses, il y a à la fois dépense de puissance motrice et retour du calorique du corps B au corps A. Mais si l'on a agi de part et d'autre sur la même quantité de vapeur, s'il ne s'est fait aucune perte ni de puissance motrice ni de calorique, la quantité de puissance motrice produite dans le premier cas sera égale à celle qui aura

³⁶ Aquí usamos fuente en su acepción moderna, como sistema que puede entregar o absorber calor sin variar sensiblemente su temperatura.

³⁷ Imaginemos dos cuerpos A y B cada uno mantenido a una temperatura constante, la temperatura del cuerpo A es mayor que la de B: estos dos cuerpos, que pueden dar o absorber calor sin variar su temperatura, cumplen las funciones de dos reservorios indefinidos de calórico. Vamos a llamar al primero: "hogar" y al segundo: "refrigerante". Si se quiere generar potencia motriz mediante el transporte de una cierta cantidad de calor del cuerpo A al cuerpo B, se podría proceder de la siguiente manera:

1°. Tomar calórico del cuerpo A para formar vapor de agua, es decir, hacer cumplir a ese cuerpo las funciones de un hogar, o más bien al metal que compone la caldera de las máquinas térmicas ordinarias. Supondremos aquí que el vapor se genera a la misma temperatura del cuerpo A. 2° El vapor que se recibe en un recipiente de capacidad extensible, tal como un cilindro munido de un pistón, que aumenta el volumen de esa capacidad y por lo tanto también la del vapor. Así dilatado, el vapor disminuirá espontáneamente su temperatura, como ocurre con todos los fluidos elásticos: Supongamos que la dilatación ocurre hasta el punto en que la temperatura del vapor es, precisamente, la del cuerpo B. 3° Se hace condensar el vapor poniéndolo en contacto con el cuerpo B y al mismo tiempo ejerciendo sobre el vapor una presión constante, hasta que esté completamente al estado líquido. El cuerpo B aquí cumple el papel de la agua de inyección en las máquinas ordinarias, excepto que el vapor se condensa con él y sin cambiar su propia temperatura.

*été dépensée dans le second, et la quantité de calorique passée, dans le premier cas, du corps A au corps B sera égale à la quantité qui repasse, dans le second, du corps B au corps A, ...*³⁸

Luego concluyó que la potencia motriz producida mediante estas transformaciones reversibles es la máxima potencia que se puede obtener, ya que, en caso contrario, se podría construir un móvil perpetuo:

*Or, s'il existait des moyens d'employer la chaleur préférables à ceux dont nous avons fait usage, c'est-à-dire s'il était possible, par quelque méthode que ce fût, de faire produire au calorique une quantité de puissance motrice plus grande que nous ne l'avons fait par notre première série d'opérations, il suffirait de distraire une portion de cette puissance pour faire remonter, par la méthode qui vient d'être indiquée, le calorique du corps B au corps A, du réfrigérant au foyer, pour rétablir les choses dans leur état primitif et se mettre par-là en mesure de recommencer une opération entièrement semblable à la première, et ainsi de suite ce serait non-seulement le mouvement perpétuel, mais une création indéfinie de force motrice consommation ni de calorique ni de quelque autre agent que ce soit. Une semblable création est tout à fait contraire aux idées reçues jusqu'à présent, aux lois de la Mécanique et de la saine Physique; elle est inadmissible.*³⁹

Y, a continuación ratificó la conclusión:

*On doit donc conclure que le maximum de puissance motrice résultant de l'emploi de la vapeur est aussi le maximum de puissance motrice réalisable par quelque moyen que ce soit.*⁴⁰

En seguida explicó cuándo se alcanza la potencia máxima debida al intercambio de “calórico” entre dos cuerpos:

...pour peu qu'on y réfléchisse, on s'apercevra que tout changement de température qui n'est pas dû à un changement de volume des corps ne peut être qu'un rétablissement inutile d'équilibre dans le calorique. La condition nécessaire du maximum est donc qu'il ne se fasse dans les corps

³⁸ Las operaciones descritas anteriormente se podrían haber hecho en una dirección y en un orden inverso. [...] Para nuestras primeras operaciones, se habría producido tanto la generación de potencia motriz como el transporte del calórico del cuerpo A al B; mediante las operaciones inversas, se produciría, a la vez, el gasto de potencia motriz y la devolución de calórico del cuerpo B al cuerpo A. Pero si en ambos lados intervino la misma cantidad de vapor de agua y si no hubiera habido pérdida de potencia motriz o de calórico, la cantidad de potencia motriz generada en el primer caso será igual a la que se ha gastado en el segundo, y la cantidad de calórico transferido en el primer caso, del cuerpo A al cuerpo B será igual a la cantidad que se devuelve en el segundo, del cuerpo B al cuerpo A, ... Páginas 19 – 20.

³⁹ Ahora, si hubiera maneras de utilizar el calor, preferibles a las que hemos utilizado, es decir, si fuera posible, por cualquier método que sea, producir una cantidad de potencia motriz mayor que la que hemos calculado en nuestra primera serie de operaciones, sería suficiente desviar una parte de esa potencia, por el método que se acaba de indicar, para usar el calórico que el cuerpo B le entrega al cuerpo A, del refrigerante al hogar, para restablecer las cosas a su estado original y usar el excedente para iniciar una operación totalmente similar a la primera y de ese modo se tendría no sólo el movimiento perpetuo, sino una indefinida creación de potencia motriz y consumo de calórico, cualquiera sea el otro agente. Una creación similar de potencia motriz es bastante contraria a las ideas sostenidas hasta el presente, para las leyes de la Mecánica y de la Física sana, eso es inadmisibile. Página 20.

⁴⁰ Por lo tanto, hay que concluir que la potencia motriz máxima resultante del empleo de vapor es también la potencia motriz máxima alcanzable por cualquier otro medio. Página 21.

*employés à réaliser la puissance motrice de la chaleur aucun changement de température qui ne soit due à un changement de volume. Réciproquement, toutes les fois que cette condition sera remplie, le maximum sera atteint.*⁴¹

Carnot describió su famoso ciclo de la siguiente manera:

...imaginons un fluide élastique, de l'air atmosphérique, par exemple, renfermé dans un vaisseau cylindrique $abcd$ (fig.1), muni d'un diaphragme mobile ou piston cd soient en outre les deux corps A, B , entretenus chacun à une température constante, celle de A étant plus élevée que celle de B ; figurons nous maintenant la suite des opérations qui vont être décrites:

1° Contact du corps A avec l'air renfermé dans la capacité $abcd$, ou avec la paroi de cette capacité, paroi que nous supposons transmettre facilement le calorique. L'air se trouve par ce contact à la température même du corps A ; cd est la position actuelle du piston.

*2° Le piston s'élève graduellement et vient prendre la position ef . Le contact a toujours lieu entre le corps A et l'air, qui se trouve ainsi maintenu à une température constante pendant la raréfaction. Le corps A , fournit le calorique nécessaire pour maintenir la constance de température.*⁴²

En las expansiones y compresiones de los gases, Carnot supone que los mismos cumplen con las leyes de Boyle-Mariotte y de Gay-Lussac, es decir, supone que en todas las evoluciones el comportamiento es ideal. Por lo tanto, en esta etapa del proceso, un gas de comportamiento ideal se expande a presión constante.

*3° Le corps A est éloigné, et l'air ne se trouve plus en contact avec aucun corps capable de lui fournir du calorique; le piston continue cependant à se mouvoir, et passe de la position e/k la position gh . L'air se raréfie sans recevoir de calorique, et sa température s'abaisse. Imaginons qu'elle s'abaisse ainsi jusqu'à devenir égale à celle du corps B : à ce moment le piston s'arrête et occupe la position gh .*⁴³

⁴¹ ...por poco que reflexionemos, se percibirá que todo cambio en la temperatura, que no se deba a un cambio de volumen del cuerpo sólo puede ser una restauración inútil del equilibrio en el calórico. La condición necesaria para el máximo es que no ocurra en los cuerpos empleados para producir la potencia motriz del calor ningún cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen. Recíprocamente, cada vez que se cumple esta condición, se alcanza el máximo.

⁴² ...imaginemos un fluido elástico, por ejemplo, el aire atmosférico, contenido en un recipiente cilíndrico $abcd$ (Fig. 1), provisto de un diafragma o un pistón móvil cd . Sean también dos cuerpos A, B , cada uno mantenido a una temperatura constante, sea la de A mayor que la de B ; Supongamos ahora que se efectúa la serie de operaciones que se describirán:

1°. Poner en contacto el cuerpo A con el aire contenido en la capacidad $abcd$, o con la pared de esta capacidad, pared que suponemos transmite fácilmente el calórico. Por este contacto, el aire se encuentra a la misma temperatura del cuerpo A ; cd es la posición actual del pistón.

2° El pistón se eleva gradualmente y llega a tomar la posición ef . El contacto siempre tiene lugar entre el cuerpo A y el aire, que se encuentra así mantenido a una temperatura constante durante la expansión. El cuerpo A proporciona el calórico necesario para mantener la temperatura constante. Páginas 32 – 33.

⁴³ El cuerpo A es retirado y el aire ya no está en contacto con algún cuerpo capaz de proporcionarle calórico; no obstante, el pistón continúa moviéndose, y se mueve desde la posición ek a la posición gh . El aire se dilata sin recibir caló-

Al decir que el aire se expande sin estar en contacto con algún cuerpo que le pueda suministrar calórico, estaba suponiendo que esa expansión es adiabática.

4° *L'air est mis en contact avec le corps B; il est comprimé par le retour du piston, que l'on ramène de la position gh à la position cd. Cet air reste cependant à une température constante, à cause de son contact avec le corps B, auquel il cède son calorique.*⁴⁴

En esta etapa, el aire que se supone de comportamiento ideal sufre una compresión isotérmica.

5° *Le corps B est écarté, et l'on continue la compression de l'air, qui, se trouvant alors isolé, s'élève de température. La compression est continuée jusqu' à ce que l'air ait acquis la température du corps A. Le piston passe pendant ce temps de la position cd à la position ik.*⁴⁵

En esta etapa, el aire se encuentra aislado de todo contacto con cuerpos que le puedan absorber el calor que desarrolla su compresión, por lo que la transformación es adiabática.

El ciclo se completa con:

6° *L'air est remis en contact avec le corps A; le piston retourne de la position ik à la position ef; la température demeure invariable.*⁴⁶

Vuelto el sistema al estado inicial, supone que como,

*Toutes les opérations ci-dessus décrites peuvent être exécutées dans un sens et dans un ordre inverse.*⁴⁷

Por lo que, al ser todas las transformaciones reversibles, el ciclo se puede repetir indefinidamente:

7° *La période décrite sous le n° 3 se renouvelle, puis successivement les périodes 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5, et ainsi de suite.*⁴⁸

rico y su temperatura descende. Imaginemos que la temperatura disminuye hasta ser igual a la del cuerpo B; en ese momento el pistón se detiene y ocupa la posición *gh*.

⁴⁴4°. El aire se pone en contacto con el cuerpo B; y es comprimido por el retorno del pistón, que lo lleva de la posición *gh* a la posición *cd*. Este aire se mantiene a una temperatura constante, a causa de su contacto con el cuerpo B, al que le da su calórico. Página 33.

⁴⁵5°. Se separa el cuerpo B, y se continua la compresión del aire, que al encontrarse aislado, eleva su temperatura. La compresión continúa hasta que todo el aire ha adquirido la temperatura del cuerpo A. Durante ese tiempo, el pistón se mueve de la posición *cd* a la posición *ik*. Página 34.

⁴⁶6°. El aire se vuelve a poner en contacto con el cuerpo A; el pistón vuelve de la posición *ik* a la posición *ef* y la temperatura permanece constante. Página 34.

⁴⁷

⁴⁸7°. A continuación, se renueva el período descrito con el número 3, y, sucesivamente se repiten los períodos 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5, y así sucesivamente. Página 34.

En términos modernos, si llamamos T_2 a la temperatura de la caldera y T_1 a la del condensador, el trabajo W_I realizado contra el medio exterior, en una expansión en la que el volumen pasa de V_A a V_B comportándose idealmente, que podemos llamar *Etapa I*, estará dado por la expresión

$$W_I = RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} \quad (11 - 1)$$

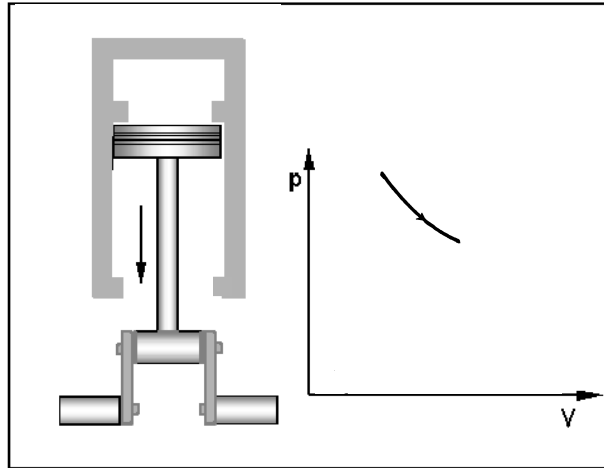


Figura 10.6.1 Etapa I: Expansión isotérmica de una masa gaseosa ideal y su representación en un diagrama $p=f(V)$

Como en una expansión isotérmica de un gas que se comporta idealmente no hay variación de la energía interna, el calor Q_2 intercambiado en la Etapa I con el manantial será igual al trabajo de expansión.

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} \quad (11 - 2)$$

En la segunda etapa se rodea al cilindro con el material aislante y se provoca una expansión reversible y adiabática hasta que el gas alcanza la temperatura del refrigerante, T_1 y un volumen V_C ,

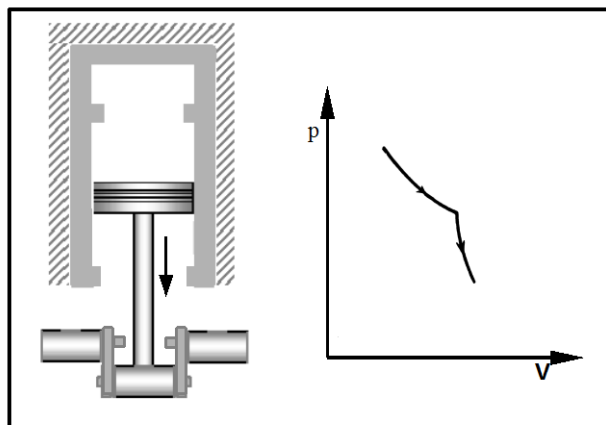


Figura 10.6.2. Etapa II. Expansión adiabática de una masa gaseosa ideal

El calor intercambiado en esta etapa es cero y el trabajo efectuado contra el medio exterior, suponiendo que la capacidad calorífica a volumen constante no varía con la temperatura, es:

$$W_{II} = -C_V(T_1 - T_2) = C_V(T_2 - T_1) \quad (11 - 3)$$

En la tercera etapa se quita el material aislante y se comprime reversiblemente el cilindro a la temperatura del refrigerante T_1 hasta alcanzar un volumen V_D . Esta etapa se representa mediante la tercera curva en el diagrama $p - V$ de la Figura 10.6.3. El trabajo de compresión viene dado por

$$W_{III} = RT_1 \ln \frac{V_D}{V_C} \quad (11 - 4)$$

Siendo $V_D < V_C$ el trabajo W_{III} en esta etapa será negativo y el calor intercambiado en esta etapa es igual al trabajo de compresión.

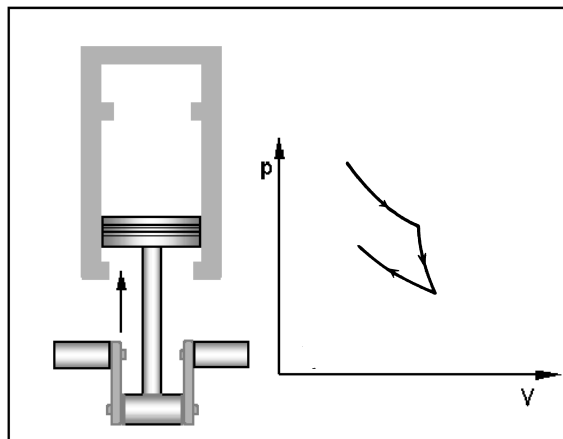


Figura 10.6.3. Etapa III. Compresión isotérmica de una masa gaseosa ideal

El volumen V_C se elige de manera tal que se encuentre sobre la misma adiabática que V_A .

En la cuarta y última etapa (Figura 10.6.4.) se coloca nuevamente el material aislante y se comprime el gas en forma reversible y adiabática hasta que el gas alcance la temperatura del manantial T_2 en la que el gas ocupa el volumen V_A . El calor intercambiado en esta etapa es nulo y el trabajo de compresión es

$$W_{IV} = C_V(T_1 - T_2) \quad (11 - 5)$$

donde C_V tiene el mismo valor constante que en la etapa II (ya que para un gas ideal C_V es independiente del volumen y la presión)

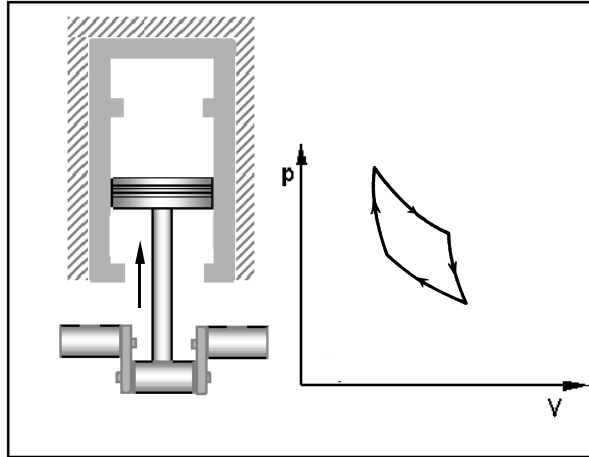


Figura 10.6.4. Etapa IV. Compresión adiabática de una masa gaseosa ideal.

Al cabo de todo el ciclo, la variación de la energía interna es cero. El trabajo total viene dado por la suma de los trabajos realizados en las cuatro etapas.

$$W = W_I + W_{II} + W_{III} + W_{IV} \quad (11 - 6)$$

Los trabajos efectuados en las transformaciones adiabáticas, ecuaciones (11 - 3) y (11 - 5), tienen el mismo valor absoluto y signo contrario. Por lo tanto

$$W = W_I + W_{III} = RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} + RT_1 \ln \frac{V_D}{V_C} \quad (11 - 7)$$

Los volúmenes V_A y V_D están sobre la misma adiabática y los volúmenes V_B y V_C están también sobre una misma adiabática. Como el gas es ideal, esto nos permite escribir

$$\left(\frac{V_D}{V_A} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}$$

y

$$\left(\frac{V_C}{V_B} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}$$

y la (11 - 7) se puede transformar en

$$\begin{aligned} W &= RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} + RT_1 \ln \frac{V_A}{V_B} = \\ &= R (T_2 - T_1) \ln \frac{V_B}{V_A} \end{aligned} \quad (11 - 8)$$

$$\frac{W}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \quad (11 - 9)$$

El primer miembro de la (11 - 9) es el rendimiento de la máquina térmica (η) y se puede escribir

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \quad (11 - 10)$$

Nótese que, dado que la máquina opera reversiblemente, su rendimiento sólo depende de las temperaturas absolutas de las fuentes caliente y fría.

11 -7. El Teorema de Carnot.

En el trabajo de Carnot mencionado anteriormente, éste deducía que dos máquinas térmicas que operasen reversiblemente entre dos temperaturas dadas tendrían el mismo rendimiento, independientemente del modo de operación y de la naturaleza de los materiales presentes en esas máquinas. Carnot llegó a esta conclusión sobre la base de suponer que si una de las máquinas tuviese mayor rendimiento que la otra, se las podría acoplar y generar trabajo sin consumo de calor Esa conclusión se suele demostrar por reducción al absurdo.

Sean A y B dos máquinas térmicas que están conectadas al mismo manantial cuya temperatura es T_2 y al mismo refrigerante, cuya temperatura es T_1 . Sea $T_2 > T_1$. Supongamos que la máquina A tiene un rendimiento mayor que la máquina B

$$\eta_A > \eta_B, \text{ es decir } \frac{W}{Q_2} > \frac{W'}{Q'_2}$$

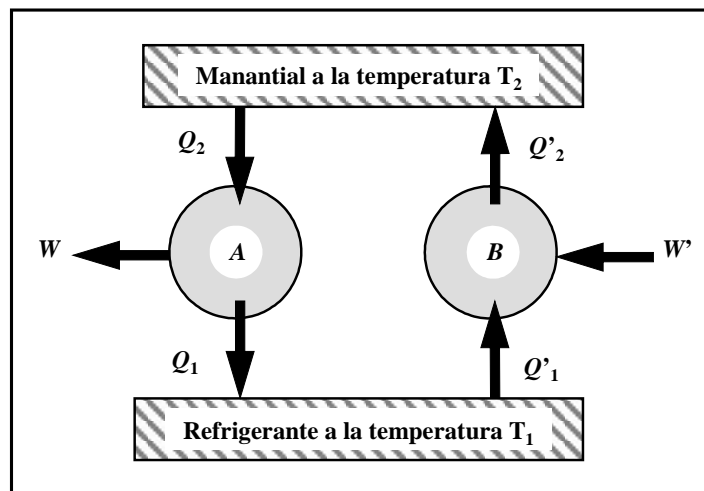


Figura 10.6.5. Máquinas térmicas que operan reversiblemente con las mismas fuentes.

Supongamos, ahora, que acoplamos ambas máquinas de modo que en un cierto intervalo de tiempo la máquina *A* tome reversiblemente calor Q_2 del manantial, transforme parte de ese calor en trabajo W y el exceso Q_1 lo transfiera reversiblemente al refrigerante y que, en el mismo lapso, absorbiendo un trabajo menor W' la máquina *B* tome reversiblemente el calor $Q'_1 = Q_1$ del refrigerante y entregue reversiblemente calor $Q'_2 = Q_2$ al manantial; (Figura 10.6.5.).

Así acopladas, las máquinas *A* y *B* efectúan transformaciones cíclicas. Al cabo de cualquier ciclo, no hay variación de la energía interna del sistema. El calor intercambiado con el manantial será $Q_2 - Q'_2 = 0$ y el calor intercambiado con el refrigerante $Q'_1 - Q_1 = 0$. Pero como la máquina *A* produce un trabajo W mayor que el que absorbe la máquina *B*, el trabajo neto al cabo de cada ciclo será $W - W' > 0$. De modo que sin consumo de calor la máquina combinada podría suministrar un trabajo equivalente a la diferencia entre los trabajos de las dos máquinas individuales y se habría construido, al menos en teoría, un *perpetuum mobile artificiae*.

La construcción de un *perpetuum mobile artificiae*⁴⁹, propuesta por Arquímedes e intentada por Herón de Alejandría, quien diseñó un dispositivo a tal fin llamado “eolípila”, fue un objetivo de muchos científicos de la Antigüedad y la Edad Media Sin embargo, ya en el siglo XIII el *doctor mirabilis* Roger Bacon había comentado la imposibilidad de su construcción. Gerolamo Cardano, en el siglo XVI adhirió a esa tesis y la imposibilidad fue afirmada en el siglo XVII por Simon Stevin, Galileo Galilei, Wilhelm Leibniz y Christiaan Huygens. Esa imposibilidad de la construcción de un móvil perpetuo artificial parece constituir la base de los razonamientos de Carnot. Lo aceptó como verdad indestructible sin asignarle un fundamento; dejó abierto el problema de si el principio es un axioma *a priori* o más bien un hecho empírico, deducido de las numerosas tentativas, siempre infructuosas, de producir el verdadero movimiento eterno. Carnot no logró asir la conservación de la energía, de la cual, sin saberlo, no lo separó más que un paso. Consideramos que el obstáculo que le impidió dar el paso decisivo fue su adhesión a la hipótesis de que el calor era un fluido indestructible, hipótesis compartida entonces por buena parte de los físicos, especialmente por Jean Baptiste Joseph Fourier, cuya obra fundamental precede en dos años a la de Carnot⁸⁸

La imposibilidad de la construcción de un móvil perpetuo artificial formó la base de los razonamientos de Carnot, por lo que concluyó:

*El rendimiento de cualquier máquina térmica que opere reversiblemente entre dos temperaturas depende exclusivamente de esas temperaturas.*⁵⁰

Esta conclusión es una de las más importantes de la Termodinámica no sólo por sus implicancias teóricas sino también por sus aplicaciones prácticas en el desarrollo de máquinas térmicas cada vez más eficientes.

Carnot no logró darse cuenta de la conservación de la energía, de la cual, sin saberlo, no lo separó más que un paso. El obstáculo que le impidió dar el paso decisivo fue su adhesión a la hipótesis de

⁴⁹ Diferente del *perpetuum mobile naturæ* cuyos ejemplos eran el movimiento del Sol, la Luna y los planetas, los flujos y reflujos de los mares, la corriente de los ríos y otros.

⁵⁰ Siendo las temperaturas, las de las fuentes con las que la máquina intercambia calor.

que el calor era un fluido indestructible, el *calórico*, hipótesis compartida entonces por buena parte de los físicos⁵¹.

Carnot comparó la máquina térmica con un molino a agua; al igual que se necesita una caída de agua para hacer marchar un motor hidráulico, se requiere una caída de calórico para hacer marchar un motor térmico. Esta imagen le llevó a la conclusión de que el calor produce trabajo sólo por su descenso y que llega a la temperatura inferior sin que su cantidad haya disminuido. Basta, sostuvo Carnot, que el calórico pase del cuerpo caliente al cuerpo frío mediante una diferencia insignificante de temperaturas para que la variación de volumen del cuerpo que lo recibe produzca efectos mecánicos. ¿Cómo fue posible que Carnot, desconociendo la profunda transformación del calor en trabajo y mediante la suposición que la cantidad de calor pasa por la máquina sin experimentar variación, haya llegado a conclusiones exactas? Este sorprendente hecho se explica porque en la demostración de Carnot sólo se consideran las cantidades de calor que entran y salen a la temperatura superior, sin necesidad de decir algo respecto de aquellas que salen a la temperatura inferior.

Así se produjo la paradoja de que Carnot llegara a un resultado cierto, aunque su hipótesis era errónea⁵².

⁵¹Fourier, cuya obra fundamental precede en dos años a la de Carnot, también había considerado el calórico como sustancia, claro que para el logro de su propósito — la descripción matemática de la conducción térmica — la naturaleza íntima del calor era indiferente.

⁵²En 1878, casi medio siglo después de su muerte, el hermano donó a la Academia Francesa las notas inéditas que Carnot había escrito con posterioridad a la publicación de las “*Reflexions*”. Estas “Notas” prueban que Carnot revisó en los últimos años de su vida la hipótesis y que trató de calcular una cifra para el equivalente mecánico del calor. Su precoz y repentina muerte le impidió completar su labor; terminó sus días a los 36 años, víctima del cólera asiático. Su obra tan rica en ideas pasó inadvertida y pronto cayó en completo olvido, a pesar de los esfuerzos de Benoît Paul Emile Clapeyron quien, en 1834, le dio forma analítica a los razonamientos de Carnot y les agregó comentarios de notable claridad.

XII. EL CALOR COMO FORMA DE ENERGÍA

12 -1. Joule y el equivalente mecánico del calor.

James Prescott Joule (1818 – 1889) fue el segundo hijo de un cervecero adinerado, lo que le



J. P. Joule (1818 - 1889)

permitió disponer de los medios para consagrar su vida a la investigación. Desde muy joven tuvo serios problemas de salud derivados de una lesión en su columna vertebral, por lo que no fue a la universidad. Tomó clases particulares de Física, Química y Meteorología con John Dalton pero, en general, fue un autodidacta aunque él mismo reconoció siempre, al igual que Michael Faraday, sus dificultades en Matemáticas. Su padre lo animó y le proporcionó un laboratorio en su propia casa.

Joule era fanático de las mediciones. Vale la pena mencionar que estando de luna de miel se tomó el tiempo para inventar un termómetro especial con el cual midió la temperatura del agua en la cima y en el fondo de una cascada que había visitado con su esposa.

En su adolescencia publicó algunos trabajos referidos a la medición del calor desarrollado en los motores eléctricos.

A pesar de su salud precaria, en 1833 Joule tuvo que hacerse cargo de la cervecería, aunque sin descuidar sus labores científicas. En 1840 ya había encontrado la fórmula que describe el desarrollo de calor por una corriente eléctrica⁵³. Durante más de dos décadas se dedicó a medir el calor producido en una gran variedad de procesos: en la agitación de agua y mercurio mediante paletas, haciendo pasar agua a través de pequeños agujeros para que la fricción la calentase. Provocó la expansión y compresión de gases para medir el calor absorbido o liberado en tales procesos. Incluso las mediciones de la temperatura de la cascada que efectuó en su luna de miel estaban basadas en el pensamiento de que la energía desarrollada en la caída de agua debía convertirse en calor, por lo que su temperatura en la base de la cascada debía ser mayor que su temperatura en la cima.

En todos esos casos calculó la cantidad de trabajo que había entrado en el sistema y la cantidad de calor que se liberaba y encontró, tal como Rumford había afirmado a fines del siglo XIX, que los dos estaban estrechamente relacionados. Una cantidad particular de trabajo siempre produce una

⁵³ Conocida como ley de Joule: el calor desarrollado es proporcional al cuadrado de la intensidad de corriente multiplicada por el valor de la resistencia del circuito.

cantidad particular de calor. De hecho, en valores actuales $4,184 \text{ newton} \times \text{metro}$ de trabajo equivalen a una caloría de calor. Esta relación se llama el “*equivalente mecánico de calor*”.

De su carta a los editores del “*Philosophical Magazine*” para la publicación del artículo “*On the Existence of an Equivalent Relation between Heat and the ordinary Forms of Mechanical Power*” series 3, Vol. XXVII, p 205) extractamos los siguientes párrafos:

“El aparato exhibido ante la Asociación consistía en una rueda de paletas de latón que trabaja horizontalmente en un recipiente con agua. El movimiento puede comunicarse a estas paletas por medio de los pesos, poleas, etc., exactamente de la misma manera que ha sido descrita en un trabajo anterior”.⁵⁴

“Las paletas se mueven con gran resistencia en el recipiente con agua, de modo que los pesos (cada uno de cuatro libras) descienden a la lenta velocidad de aproximadamente un pie por segundo. La altura de las poleas respecto de la tierra era doce yardas y, por consiguiente, cuando los pesos descendían de esa distancia tenían que ser enrollados de nuevo a fin de renovar el movimiento de las paletas. Después de que esta operación fuera repetida dieciséis veces, se determinó el aumento de la temperatura del agua por medio de un termómetro muy sensible y exacto.”

“Se realizó una serie de nueve experimentos de la manera anterior, y se hicieron nueve experimentos para eliminar los efectos de enfriamiento o calentamiento de la atmósfera. Después de reducir el resultado a la capacidad calorífica de una libra de agua, encontramos que por cada grado de calor evolucionado por la fricción del agua se había gastado una potencia mecánica igual a la que puede levantar un peso de 890 lb. a la altura de un pie.”

“Los equivalentes que yo ya he obtenido son; Primero: 823 lb., obtenido a partir de los experimentos magneto-eléctricos (*Phil. Mag. ser. 3 Vol. XXVIII. pp. 263, 347*); Segundo: 795 lb., deducido del frío producido por el rarefacción de aire (*Ibid. May 1845, pág. 369*); y tercero: 774 lb de los experimentos (hasta aquí inéditos) en el movimiento de agua a través de tubos estrechos. Esta última clase de experimentos que es similar a la de la rueda de paletas. Podemos tomar como promedio de 774 y 890, un valor de 832 lb, como el equivalente deducido de la fricción de agua. En tan delicados experimentos, donde sólo se obtiene un único resultado difícilmente pueda esperarse otro que el exhibido anteriormente. Por consiguiente, puedo concluir que la existencia de una relación equivalente entre el calor y las formas ordinarias de potencia mecánica queda demostrada; y supone como 817 lb, el promedio de los resultados de tres clases distintas de experimentos, como el equivalente, hasta que se hayan hecho experimentos más exactos.”

“Cualquiera de sus lectores que son tan afortunados de residir en medio del paisaje romántico de Gales o Escocia podría, no dudo, confirmar mis experimentos probando la temperatura del agua en la cima y en la base de una cascada. Si mis cálculos son correctos, una caída de 817 pies generará

⁵⁴*Phil. Mag. ser. 3, vol. xxiii, p. 436.* La rueda de paletas usada por Rennie en sus experimentos sobre la fricción del agua (*Phil. Trans. 1831, plate xi, fig. 1*) era algo similar a la mía. Sin embargo, yo he empleado un mayor número de “flotadores” y también un correspondiente número de flotadores estacionarios a fin de prevenir el movimiento rotatorio del recipiente.

un grado de calor, y la temperatura del río Niágara aumentará aproximadamente uno quinto de un grado por su caída de 160 pies.”

“Admitiendo la exactitud del equivalente que he mencionado, es obvio que la vis viva⁵⁵ de las partículas de una libra de agua a (digamos) 51° son iguales a la vis viva poseída por una libra de agua a los 50° más la vis viva que sería adquirido por un peso de 817 lb después de haber caído en forma perpendicular desde una altura de un pie.”

La primera descripción completa de los experimentos y la conclusión de la existencia de una equivalencia completamente general entre el trabajo y el calor aparece recién en 1847. Su trabajo no sólo no fue elogiado por los científicos de la época sino que fue rechazado por varias revistas especializadas así como por la Royal Society. Este rechazo lo obligó a presentarlo en una conferencia pública cuyo título fue “*On Matter, Living Force, and Heat*” en Manchester. De esta manera consiguió que su discurso fuera publicado completo por el periódico Manchester Courier, en el que su hermano era crítico de música.

La indiferencia o el rechazo que provocó la tesis de Joule pudieron deberse, en parte al hecho que Joule carecía de formación académica y sus presentaciones carecían de un estilo ortodoxo y en parte debido al hecho que sus conclusiones estaban basadas sobre determinaciones de diferencias de temperaturas muy pequeñas. Joule usó inicialmente termómetros graduados a 0,020 °F y, más tarde, a 0,0050 °F, de modo que sus experimentos no nada eran espectaculares.

Finalmente, unos meses más tarde logró presentarlo ante de una reunión científica de la Universidad de Oxford en la *British Association for the Advancement of Science* y su presentación habría pasado casi inadvertida a no ser porque entre el público se encontraba un joven de 23 años llamado William Thomson, (y más tarde sería nombrado Lord Kelvin) cuyos comentarios sobre el trabajo de Joule fueron lo suficientemente sutiles y lógicos como para despertar el interés y el entusiasmo de varios científicos importantes, entre ellos George Gabriel Stokes, con lo que la reputación de Joule comenzó a consolidarse. El reconocimiento pleno vino en 1849 cuando Joule leyó un trabajo ante la Royal Society, siendo el propio Faraday su patrocinador. En este trabajo, Joule rehizo los cálculos sobre la base del método del calor liberado por el paso de una corriente eléctrica a través de una resistencia de platino encontrando el valor de 772 libras-fuerza por pie para incrementar la temperatura de una libra de agua en 1°F⁵⁶.

Debemos aclarar que Joule no fue el primero en determinar el equivalente mecánico de calor. Rumford lo había intentado, pero había encontrado un valor que era demasiado alto. Carnot había encontrado un valor relativamente bueno en 1829 pero no lo publicó y sus notas recién se conocieron en 1878, Julius Mayer había encontrado un valor bastante bueno cinco años antes que Joule. Pero el de Joule era — para su tiempo — muy exacto, y estaba apoyado en una variedad muy grande

⁵⁵“*Vis viva*” (“living force”, para Newton) era el nombre dado por Leibniz al producto de la masa de un cuerpo en movimiento por el cuadrado de su velocidad ($m \times v^2$) que, obviamente tiene las dimensiones de energía.

⁵⁶Siendo 1 libra-fuerza por pie equivalente a 1,3558 J y el calor que absorbe 1 libra masa para aumentar su temperatura en 1°F 252,0 cal; resulta que el resultado obtenido por Joule es de 4,153 J/cal, apenas un 0,7% por debajo del valor que se acepta actualmente.

de cuidadosos datos experimentales y sobre todo contó con el apoyo incondicional de Thomson quien con sus argumentos forzó su aceptación por el mundo de la ciencia. Por tanto, él consiguió el crédito, y en su honor la unidad de trabajo en el Sistema Internacional se llama joule (4,184 joules equivalen a 1 caloría).

La determinación del equivalente mecánico del calor resolvió uno de los problemas existentes en la Mecánica desde la época de Newton: la falta de conservación de la energía mecánica cuando en el movimiento hay procesos de fricción.

Si el calor se reconoce como una forma de energía y, más aún, si se reconoce que la pérdida de energía mecánica a través de la fricción se debe a la disipación de una cantidad equivalente de calor, entonces surge la hipótesis de que esa energía total se conserva.

Ésta es la hipótesis de la conservación de la energía que afirma que la energía no puede crearse ni destruirse, pero que puede cambiarse de una forma a otra. Ésta es una de las generalizaciones más importantes en la historia de la ciencia. Es tan importante en relación con el estudio de las interacciones de calor y trabajo que, aceptada como axioma, constituye el “Primer Principio de la Termodinámica”.

En el siglo y medio desde su aceptación este principio ha sido puesto en duda varias veces, notablemente cuando fue descubierta la radioactividad y cuando fue estudiada en detalle la emisión radiactiva de electrones. A través del trabajo de hombres como Einstein y Pauli, el Primer Principio se ha restablecido más firmemente que antes.

Aunque Joule reconoció el principio de la conservación de energía, y así lo hizo Mayer antes que él, la comunidad científica le acreditó el mérito a Hermann Helmholtz quien en 1847 publicó un trabajo donde fundamentaba explícitamente su generalización.

Durante 1850 – 1860 Joule siguió trabajando en colaboración con su joven amigo Thomson. Juntos demostraron que cuando a un gas se expande libremente, (contra el vacío) su temperatura desciende ligeramente. Esta observación, establecida en 1852, se llama “efecto Joule –Thomson” y ha servido de base para lograr temperaturas muy bajas al punto que ya a principios del siglo XX la aplicación de ese efecto mediante compresiones isotérmicas y expansiones adiabáticas permitió alcanzar valores cercanos al cero absoluto. El estudio de las capacidades caloríficas de los materiales a temperaturas tan bajas, condujo a la enunciación del llamado “Tercer Principio de la Termodinámica” que comentaremos más adelante.

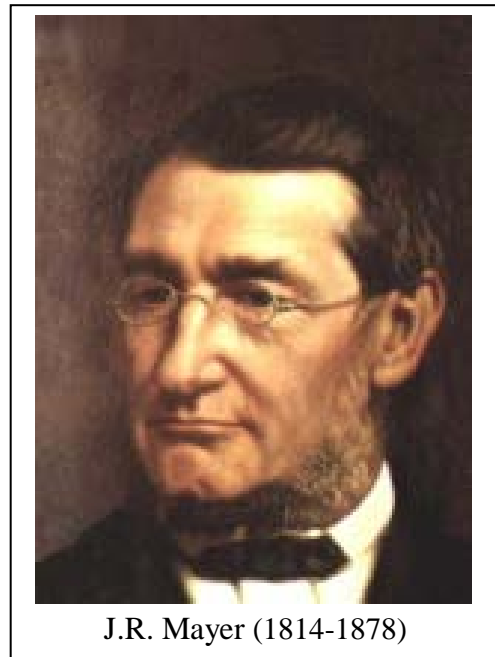
Joule fue elegido miembro de la Royal Society en 1850, recibió la medalla Copley⁵⁷ en 1866 y fue presidente de la Asociación Británica para el Avance de Ciencia en 1872 y en 1887.

⁵⁷ La medalla Copley es la distinción máxima (aparte del ejercicio de la Presidencia) que otorga la Royal Society.

12 – 2. La conservación de la energía y sus descubridores. Mayer y Helmholtz.

La Historia muestra a menudo que un gran descubrimiento es realizado casi simultáneamente por varios investigadores. Eso mismo ocurrió con el Primer Principio de la Termodinámica. Carnot no pudo entreverlo debido a su concepción de que el calórico era una sustancia indestructible que se transfería de una fuente caliente a una fuente fría. Joule se limitó a establecer la equivalencia entre dos magnitudes pero sin plasmar en sus artículos ninguna afirmación acerca de la imposibilidad de generar trabajo sin otro consumo de energía. El mérito de enunciar por primera vez ese principio le correspondió a una persona que no era “físico” sino un modesto médico alemán llamado Julius Robert Mayer (1814-1878).

Mayer, nacido en Heilbronn, era hijo de un boticario y se recibió de médico en la Universidad de Tübingen. En febrero de 1840, a la edad de 26 años, emprendió un viaje a Java, como médico de a bordo en un barco holandés. Durante el largo viaje tuvo muchos ratos de ocio los que dedicó a la meditación y a la lectura. Particularmente se interesó en temas de Física, pero los libros que leía a bordo del barco no le satisfacían. Los fenómenos descritos en el material que llevaba, le parecían incoherentes; a menudo se encontraba con la descripción de efectos de los cuales no había interpretación de las causas, o por el contrario, causas que parecían carecer de efectos. ¿Cómo explicar el origen del calor de frotamiento? se preguntaba ¿Existe alguna similitud entre el calor liberado por rozamiento y el calor animal, producido por la combustión fisiológica de los alimentos? En este tipo de problemas ocupaba su tiempo libre. Al llegar a Java, tuvo que sangrar a algunos tripulantes y observó sorprendido que su sangre venosa era más roja bajo el calor tropical que en el frío invierno del norte de Europa. Para encontrar una explicación a este fenómeno, Mayer se formuló la hipótesis de que, gracias a la temperatura ambiente más elevada, el cuerpo no necesita — para mantener su temperatura constante — una combustión tan intensa de los alimentos como en las latitudes frías y, por lo tanto, en un clima cálido la sangre venosa tiene mayor proporción de oxígeno no utilizado. Esto es lo que le confiere su brillante tinte rojo⁵⁸. Al comprobar que la sangre venosa de un individuo en reposo es más roja que cuando el individuo despliega una actividad física intensa comenzó a relacionar dos cosas tan distintas como el calor y el trabajo mecánico. Estimó que son como “dos aspectos del mismo ser, transformables el uno en el otro”. Allí, en Surabaya, Mayer comenzó a pensar en el sentido del principio de la conservación de la energía.



En julio de 1841, de regreso a Alemania, Mayer envió una exposición de su descubrimiento al físico berlinés Johann Poggendorff, director de la revista “Annalen der Physik”. Sin embargo, Poggendorff no la publicó. El rechazo de Poggendorff tuvo una consecuencia ventajosa: Mayer

⁵⁸El color rojo más intenso se debe a que el catión Fe^{2+} de la hemoglobina no está combinado con el oxígeno que transporta la sangre.

escribió una nueva memoria, dando a su teoría una forma más concisa y exacta cuyo título es “*Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur*”⁵⁹. La suerte le acompañó esta vez. Apenas redactada, su disertación fue publicada en la revista de los dos famosos químicos Justus von Liebig y Friedrich Wöhler: *Annalen der Chemie und Pharmacie*.⁶⁰ De esta publicación merecen destacarse algunos párrafos:

“¿Qué entendemos nosotros por “Fuerzas”?⁶¹ y ¿Cómo se relacionan las diferentes fuerzas entre sí? En tanto que el término materia implica la posesión, por el objeto al que se aplica, de propiedades muy definidas, como peso y extensión; la término fuerza lleva la idea de algo desconocido, indescifrable, e hipotético” ... “Las fuerzas son causas: concordantemente, podemos respecto a ellas hacer aplicación plena del principio “*causa aequat effectum*”. Si la causa “c” tiene el efecto “e”, entonces $c = e$; si, a su vez, “e” es la causa de un segundo efecto “f”, tenemos $e = f... = c$. En una cadena de causas y efectos, un término o una parte de un término no puede nunca volverse igual a nada, tal como simplemente surge de la naturaleza de una ecuación. A esta primera propiedad de todas las causas la llamamos su indestructibilidad”.

“... Si la causa dada “c” ha producido un efecto “e” igual a sí mismo, se tiene que en ese mismo acto cesó de ser “c” y se ha vuelto “e” ... debemos considerar a estas magnitudes como formas diferentes bajo las cuales el mismo objeto hace su aparición. Esta capacidad de asumir varias formas es la segunda de las propiedades esenciales de todas las causas. Tomando juntas ambas propiedades, podemos decir, las causas son (cuantitativamente) indestructibles y (cualitativamente) objetos convertibles.”

“Dos clases de causas ocurren en la naturaleza que, según la experiencia, nunca pasan de una a otra. La primera clase consiste en tales causas como las que poseen las propiedades de peso y impenetrabilidad; éstos son tipos de Materia: la otra clase se compone de causas que simplemente carecen de las propiedades mencionadas, a saber las Fuerzas, también llamadas Imponderables, debido a la propiedad negativa que se ha indicado. Las fuerzas son por consiguiente objetos *imponderables indestructibles y convertibles*.”

“ ... En innumerables casos vemos cesación del movimiento sin que el cuerpo que lo experimenta haya causado otro movimiento o levantado un peso; Una vez en existencia una fuerza no puede aniquilarse, sólo puede cambiar su forma; y la pregunta que surge por consiguiente es, ¿Qué otras

⁵⁹Comentarios sobre las Fuerzas de Naturaleza Inorgánica. 99 43, 233 (1842).

⁶⁰43, 233 (1842).

⁶¹Mayer no empleó la palabra energía, la llamó *fuerza*. No obstante, el concepto actual de la energía aparece claramente desde su primer escrito. Cinco años más tarde, Helmholtz seguiría hablando de “la conservación de la fuerza”. Fue el ingeniero escocés William John Macquom Rankine quien en 1855 introdujo a palabra “energía” en la Física, en su libro *Outlines of the Science of Energetics*. Los físicos solían usar también el término “trabajo mecánico”, creado por los franceses Gaspard Coriolis y Jean Victor Poncelet, hacia 1825. Este último propuso como unidad de trabajo mecánico al kilográmetro.

formas de fuerza son capaces de asumir las que hemos nombrado como fuerza de caída y movimiento?⁶²”

“ ... si frotamos dos chapas metálicas, vemos desaparecer el movimiento mientras que por otro lado, hace su aparición el calor, y ahora sólo tenemos que preguntar si el movimiento es la causa de calor, si el movimiento no tiene algún otro efecto que la producción de calor, y si el calor tiene alguna otra causa que el movimiento.”

“ ... Si suponemos que una cierta cantidad de movimiento “v” se gasta en la conversión por frotamiento de una sustancia m a n, entonces debemos tener $m + v = n$, y cuando n es reconvertida en m, se tendrá $n = m + v$; v debe aparecer de nuevo en alguna u otra forma. Mediante la fricción de dos placas metálicas en forma continuada durante un tiempo muy largo, podemos causar gradualmente la cesación de una inmensa cantidad de movimiento ... Sin el reconocimiento de una conexión causal entre el movimiento y calor, es tan difícil explicar la producción de calor como dar cuenta del movimiento que desaparece.”

Más adelante, Mayer estableció una diferencia notoria con la exposición de Carnot. Mientras Carnot consideraba que el “calórico” era un fluido indestructible que se transfería en virtud de una diferencia de temperaturas, Mayer puntualizó la conversión de una forma en otra:

“ ... nos inclinamos a inferir más bien que, antes de que pueda transformarse en calor, el movimiento — sea simple, o vibratorio como en el caso de la luz o del calor radiante, etc. — debe dejar de existir como movimiento.”

“Si la fuerza de caída y movimiento son equivalentes al calor, el calor también debe ser naturalmente equivalente al movimiento y la fuerza de caída. Así como el calor aparece como un efecto de la disminución de volumen y de la cesación de movimiento, también el calor debe desaparecer como una causa cuando sus efectos se producen en la forma de movimiento, expansión, o elevación de un peso”

Mayer indicó un método para calcular el equivalente mecánico del calor, o sea el número de los kilográmetros equivalentes a una gran caloría. Sabiendo que la diferencia de los calores específicos de los gases simples, entonces conocidos, es constante y sobre la base de que esa diferencia se debe al calor adicional que necesita absorber el gas para efectuar el trabajo de expansión al mismo tiempo que aumenta su temperatura, encontró un valor del equivalente igual a 365 kilográmetros por kilocaloría.

“¿Cuán grande es la cantidad de calor que corresponde a una cantidad dada de movimiento o de fuerza de caída? Por ejemplo, debemos determinar cuán alto exige ser levantado un peso sobre la tierra para que la fuerza de la caída pueda ser equivalente a un aumento de la temperatura de un peso igual de agua de 0° a 1°C”

⁶² Para Mayer, la “fuerza de caída” es lo que hoy en día se entiende como energía potencial y “movimiento” como energía cinética.

El esfuerzo por mostrar que semejante ecuación es la expresión de una verdad física puede considerarse como la conclusión de los comentarios anteriores.

“Aplicando los principios que han sido divulgados sobre las relaciones que subsisten entre la temperatura y el volumen de gases, encontramos que el hundimiento de una columna del mercurio por la que un gas está comprimido es equivalente a la cantidad calor liberado por la compresión; y de aquí se sigue que si la razón entre la capacidad calorífica de aire bajo la presión constante y su capacidad bajo el volumen constante, se toma como $-1,421$; el calentamiento de un peso dado de agua de 0° a 1°C corresponde a la caída de un peso igual desde una altura de aproximadamente 365 metros.”

Finalmente hizo una observación sobre la eficiencia de las máquinas de vapor:

“Si comparamos con este resultado el funcionamiento de nuestras mejores máquinas de vapor, vemos cuán pequeña es la parte del calor aplicado bajo la caldera que realmente se transforma en movimiento o la elevación de pesos; y esto puede servir como justificación para los esfuerzos para producir movimiento aprovechable por algún otro método como el gasto de la diferencia química entre el carbón y oxígeno — más particularmente por la transformación en el movimiento de electricidad obtenido por medios químicos.”

En 1848, Victor Regnault demostraría que los cálculos de Mayer eran 15% menores que los reales. Como Mayer no disponía de valores numéricos precisos para los calores específicos de los gases, su cálculo del equivalente no podía ser exacto, aunque su método haya sido impecable.

El primer trabajo referido a las “fuerzas de la naturaleza inanimada” fue enriquecido por Mayer tres años más tarde (1845) en una segunda y más enjundiosa memoria que se extendía a los fenómenos orgánicos. En esta memoria reafirma que las formas de energía pasan por perpetuas metamorfosis, sólo su cantidad permanece constante a través de todos los cambios:

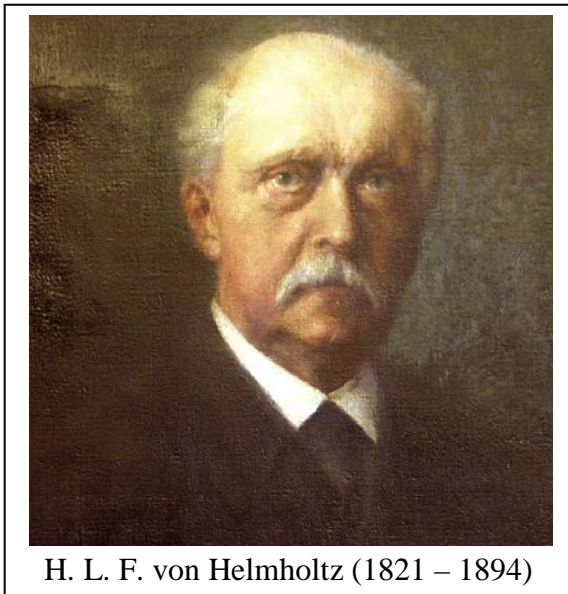
“No hay, en realidad, más que una sola y única fuerza. En cambios eternos circula a través de la naturaleza muerta y viviente. Ningún proceso es concebible sin cambio de sus formas”

Finalmente, en 1848, en un tercer escrito extendió sus conclusiones las al Universo, llegando a afirmar que la fuente última de todas las energías sobre la Tierra, tanto inanimadas como vivientes, es la energía solar. Esa energía proviene o de la contracción del Sol o de algún choque anterior de este con un meteorito, en cuyo caso, la energía cinética se habría convertido en energía radiante. (Helmholtz y Kelvin le dieron crédito a esta última idea)

Las ideas de Mayer chocaron con la indiferencia y aun con la incompreensión de parte de los físicos. Cuando en 1848, después de las demostraciones de Helmholtz y los experimentos de Joule, el principio de la conservación de la energía comienza a llamar la atención de los investigadores, Mayer reclamó la paternidad de la idea pero la misma le fue negada. En la pequeña ciudad de Heilbronn, donde vivía, se le consideró un megalómano que se atribuía méritos de otros. El año 1849 estuvo signado por varias desgracias, murieron dos de sus hijos y su hermano estuvo involucrado en actividades revolucionarias. Bajo el peso de tantas amarguras, entró en un estado de tal depresión que intentó suicidarse arrojándose desde la ventana de un tercer piso. Falló en el intento, fracturán-

dose gravemente las piernas que lo dejarían inválido por vida. Este acto de desesperación indujo a su familia a encerrarlo en un hospicio para enfermos mentales, donde este hombre, uno de los más lúcidos que Alemania dio a la ciencia, pasó dos años sometido a los tratamientos más crueles. Luego se recluyó en su casa y nadie supo nada de él al punto que cuando en 1858, Liebig leyó su trabajo de 1845, lo mencionó como “el difunto Doctor Mayer”. Por fin, en la última fase de su vida tuvo un reconocimiento a su trabajo: el físico inglés John Tyndall, sucesor de Faraday en la Royal Society, defendió el derecho de Mayer a ser el primero en establecer el Primer Principio y así lo expresó en su libro “Heat as a mode of Motion”. Ese reconocimiento también se lo dio Helmholtz quien afirmó, en 1863, “La posibilidad de que [el principio de equivalencia] sea una aplicación universal fue enunciada por primera vez por el Dr. Julius Robert Mayer – un médico de Schwaben que ahora vive en Heilbronn — en 1842⁶³. Tuvo también su reconocimiento en Alemania cuyo gobierno lo honró en 1867 con el derecho a incluir “von” en su apellido, distinción equivalente al de Caballero que otorga la corona británica. En 1871, recibió la medalla Copley. Algunos científicos alemanes llegaron a llamarlo “el Galileo alemán”

Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz(1821 – 1894) es otro de los considerados padres del Primer Principio de la Termodinámica. En 1843 se graduó en Medicina en el Instituto Real de Medicina y Cirugía Friedrich – Wilhelm, en Berlín y fue asignado a un regimiento militar en Potsdam donde ocupaba su tiempo libre haciendo investigación sobre temas de fisiología. Estaba especialmente interesado en demostrar que la fuerza muscular derivaba de procesos químicos y fisiológicos. “Si existiera alguna fuerza vital, razonaba, se tornaría posible un *perpetuum mobile*”. Helmholtz trató de vincular el problema del calor animal con la fuerza mecánica producida por la acción muscular. Para ese propósito era importante demostrar que el calor se producía en el mismo músculo. Para corroborar su idea armó un dispositivo consistente en una termocupla muy sensible unida a un galvanómetro estático y una bobina amplificadora que podía detectar diferencias de temperaturas del orden del milésimo de Celsius. Mediante cuidadosos experimentos realizados sobre las patas de las ranas, Helmholtz puso en evidencia que el calor se generaba directamente en el tejido muscular y que era causado por procesos químicos. Además demostró que la producción de calor en los nervios era despreciable (con lo que la “teoría vital” podía ser descartada sobre bases empíricas)



H. L. F. von Helmholtz (1821 – 1894)

Mediante cuidadosos experimentos realizados sobre las patas de las ranas, Helmholtz puso en evidencia que el calor se generaba directamente en el tejido muscular y que era causado por procesos químicos. Además demostró que la producción de calor en los nervios era despreciable (con lo que la “teoría vital” podía ser descartada sobre bases empíricas)

Los resultados de esta investigación experimental sobre la fuente del calor animal lo condujeron a escribir su “*Über die Erhaltung der Kraft*” donde analizó los principios matemáticos subyacentes a la conservación de la energía. Este trabajo ofrece una reinterpretación de resultados conocidos so-

⁶³ Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz: On The Conservation Of Force, 1863.

bre la base de la conservación de la “fuerza” cuyo trasfondo es, por un lado, la aceptación de la imposibilidad de un *perpetuum mobile artificæ* y por el otro la hipótesis newtoniana de fuerza.

El 23 de julio de 1847, Helmholtz presentó su “*Erhaltung*” en la *Physikalische Gesellschaft*. Sin embargo, tanto Heinrich Gustav Magnus como Poggendorff presentaron tantas objeciones que la publicación en los *Annalen* de Poggendorff fue rechazada. El ensayo fue finalmente publicado en Berlín por Reimer.

La edición de Reimer del “*Erhaltung*” contiene una introducción de carácter metodológico y filosófico. Los seis capítulos siguientes tratan diversos problemas físicos. Los primeros dos capítulos, — “El principio de la conservación de la “*vis viva*” y “El principio de la conservación de la fuerza” — están dedicados a formular el principio de la conservación de la energía. Los siguientes cuatro capítulos están dedicados a las aplicaciones del principio en los siguientes campos: “Mecánica”, “Termología”, “Electrostática y galvanismo” y “Magnetismo y electromagnetismo”.

La estructura del “*Erhaltung*” establece dos suposiciones físicas (“*physikalischen Voraussetzung*”): la existencia de fuerzas newtonianas centrales y la imposibilidad del *perpetuum mobile*. Apunta al logro de cuatro relevantes objetivos metodológicos a) establecer la equivalencia entre calor y trabajo, b) deducir como consecuencia (“*Folgerungen*”) de esa equivalencia una ley teórica (“*die Herleitung der aufgestellten Sätze*”): el principio de la conservación de la energía c) comparar este principio general con las leyes empíricas (“*erfahrungsmässigen Gesetzen*”) y d) comprobar la vigencia del principio de conservación en los fenómenos naturales (“*Naturerscheinungen*”) en diversos campos de la Física.

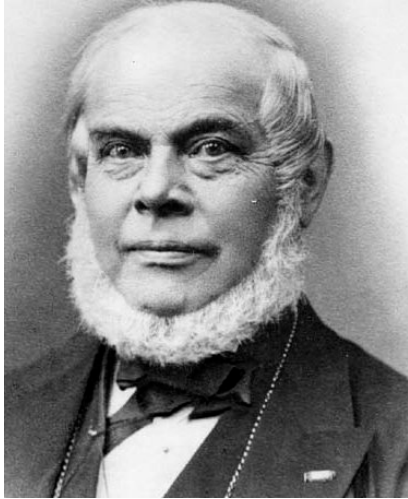
De esta manera, Helmholtz intentó ofrecer una variante respecto de las demás investigaciones referidas a los problemas de conservación o a una formulación específica de las cantidades conservadas en los distintos procesos. Propuso que las leyes empíricas no sólo deben contrastarse con los fenómenos naturales sino con un principio general. No es de extrañar, entonces el rechazo de Magnus y Poggendorff al trabajo de un joven fisiólogo que sin presentar más resultados experimentales que las investigaciones sobre el calor desarrollado por las patas de las ranas durante las contracciones musculares, le agregaba nuevos niveles a la práctica corriente de la Física.

En el primer capítulo Helmholtz trata de demostrar la equivalencia de sus dos suposiciones básicas (fuerzas centrales e imposibilidad de *perpetuum mobile*) a través del análisis del principio de la *vis viva*. Su razonamiento parte de la enunciación del principio de la imposibilidad de *perpetuum mobile*:

“Comenzaremos nuestro análisis a partir de la suposición de que es imposible producir continuamente fuerza motriz de la nada” (p. 7)

La suposición de que el trabajo no puede producirse continuamente de la nada lo lleva a la conservación de la energía cinética.

Este principio lo aplicó a una variedad de situaciones. Demostró que en varias situaciones en donde la energía parece haber desaparecido, en rigor lo que hay es una conversión en energía térmi-



L. A. Colding

ca. Esto ocurre en las colisiones, en la expansión de gases, en la contracción muscular y en otros casos.

No podemos dejar de mencionar a otro de los científicos que establecieron independientemente el principio de la conservación de la energía. Ludvig August Colding (1815 – 1888) fue un ingeniero danamarqués que en 1843 enunció la ley en su generalidad. “*Los fenómenos en el mundo físico*”, aseguró, “*no son más que metamorfosis de una fuerza única que permanece siempre igual en su cantidad*”. Colding realizó también un conjunto de experimentos sobre el calor liberado en la fricción de metales aunque sus resultados no son tan precisos como los de Joule. Sus opiniones se opacan al tornarse metafísicas. En efecto, mediante una serie de

razonamientos metafísicos terminó por considerar que la energía es una entidad inmaterial de naturaleza espiritual.

Bibliografía:

Berry, R. S., (2019): *Three Laws of nature; A Little Book on Thermodynamics*, Yale University Press, New Haven.

Joule, J.P. (1884): *The Scientific Papers of James Prescott Joule*, Cambridge University Press, Cambridge.

Katz, M., (2016): *¿Qué es esa cosa llamada entropía?*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.

Katz, M., (2016): *Calor y termodinámica Química*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.

Koenigsberger, L., (1906): *Hermann von Helmholtz*, Clarendon Press, London.

Lindsay, R. B., (1973): *Julius Robert Mayer, prophet of energy*, Pergamon Press, London.

Müller, I., (2007): *A History of Thermodynamics: The Doctrine of Energy and Entropy*, Springer, Berlin.

XIII. EL SEGUNDO PRINCIPIO DE LA TERMODINÁMICA.

13 – 1. William Thomson y el rendimiento de las máquinas térmicas.

William Thomson, nació en Belfast el 26 de junio de 1824 y cuando tenía siete años, su padre fue nombrado profesor de Matemáticas en la Universidad de Glasgow por lo que la familia se trasladó allí. William fue un niño tan precoz que a los ocho años asistía como alumno libre a las clases de su padre. A los diez años pudo matricularse oficialmente obteniendo su primer grado académico antes de cumplir los catorce. Más tarde, fue a estudiar al St. Peter College para especializarse en Matemáticas. Luego de graduarse, y con sólo 21 años, ocupó la cátedra de Física en la Universidad de Glasgow en la que permaneció cincuenta y tres años. Desde épocas muy tempranas estuvo interesado por los problemas de transmisión de calor. Tenía sólo quince años cuando se publicó su primer trabajo en los *Proceedings of the Cambridge Mathematical Society*, trabajo relacionado con el análisis matemático del flujo de calor. También, antes de graduarse en Cambridge, estuvo unos meses trabajando con Victor Regnault en el Collège de France, Paris. Por ese entonces Regnault se ocupaba en problemas de termometría, tratando de establecer una escala universal y objetiva que se independizase de la naturaleza del material termométrico, tema que apasionó a Thomson.

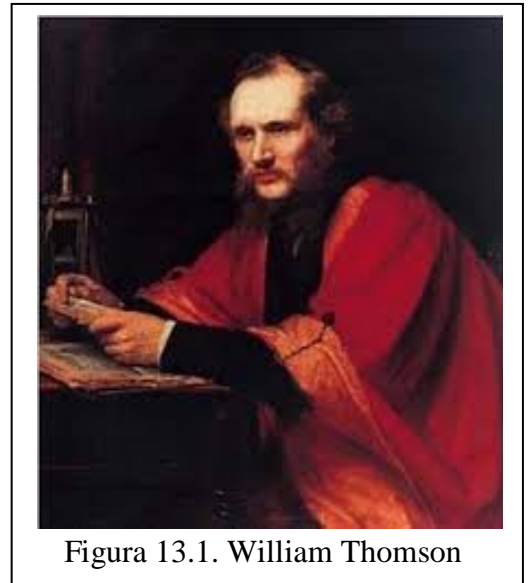


Figura 13.1. William Thomson

En 1847, Thomson asistió a una reunión científica que ofrecía la Universidad de Oxford en la British Association for the Advancement of Science donde Joule exponía sus experimentos sobre la equivalencia entre trabajo y calor. Thomson quedó muy impresionado con las palabras de Joule:

“Having proved that the heat is generated by the magneto-electrical machine, and that by means of the inductive power of magnetism, we can diminish or increase at pleasure the heat due to chemical changes, it became an object of great interest to inquire whether a constant ratio existed between it and the mechanical power gained or lost”.⁶⁴

Entusiasmado por la descripción que hacía Joule de sus aparatos para medir temperaturas y avizorando la posibilidad de verificar la constancia de la relación de equivalencia, Thomson le propuso

⁶⁴ Habiendo probado que el calor es generado por la máquina electromagnética y que mediante la potencia inductiva del magnetismo podemos disminuir o aumentar a gusto el calor debido a los cambios químicos, se tornó un objeto de gran interés averiguar si existe una relación constante entre ese calor y la potencia mecánica ganada o perdida.

a Joule efectuar algunos trabajos en común, siendo ese el inicio de una fructífera camaradería que duraría de por vida.

Sus concepciones sobre el calor y el Primer Principio quedaron plasmadas en su memoria: "On the Dynamical Theory of Heat, with numerical results deduced from, Mr. Joule's equivalent of a Thermal Unit and M. Regnault's Observations on Steam". *Phil. Mag.* 4 (1852). De ella, extractamos los siguientes párrafos:

"La teoría dinámica del calor así establecida por Sir Humpry Davy, fue extendida al calor radiante al descubrirse ciertos fenómenos, especialmente aquellos referidos a la polarización del calor radiante, que suministran una evidencia — que es excesivamente probable — de que el calor que se propaga a través del "espacio vacío" o a través de sustancias diatermanas consiste en ondas o vibraciones transversales en el medio que nos rodea."

"3) Tanto los recientes descubrimientos hechos por Mayer y Joule [2] sobre la generación de calor mediante la fricción de fluidos en movimiento como por la excitación electromagnética de corrientes galvánicas serían suficientes para demostrar la naturaleza inmaterial del calor y de esa manera ofrecerían una perfecta confirmación de las opiniones de Sir Humpry Davy."

"4) Considerando que se ha establecido así que el calor no es una sustancia sino una forma dinámica de un efecto mecánico, percibimos que debe haber una equivalencia entre trabajo mecánico y calor como entre causa y efecto. La primera aseveración de este principio parece estar en *Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur* [3], de Mayer que contiene algunos puntos de vista correctos respecto a la convertibilidad mutua entre calor y efecto mecánico junto con una falsa analogía entre la caída a tierra de un peso y la disminución del volumen de una sustancia continua sobre el cual se basó el intento de encontrar numéricamente el equivalente mecánico de una cantidad de calor. En un trabajo publicado unos catorce meses después "Sobre los Efectos Calóricos del Electromagnetismo y el Valor Mecánico del Calor" [4] el Sr. Joule, de Manchester, expresó muy claramente las consecuencias relativas a la convertibilidad mutua entre el calor y el efecto mecánico que resultan del hecho que el calor no es una sustancia sino un estado de movimiento e investigó sobre los incuestionables principios de las 'relaciones numéricas absolutas' de acuerdo con las cuales el calor está conectado con la potencia mecánica, verificando experimentalmente que cada vez que se genera calor a partir de acciones puramente mecánicas, y no se produce otro efecto, ya sea por fricción de fluidos o por la excitación electromagnética de corrientes galvánicas, la misma cantidad de calor es generada por el mismo monto de trabajo gastado y determinó la cantidad real de trabajo en libras - pie requeridas para generar una unidad de calor que él llamó 'el equivalente mecánico del calor'. Desde la publicación de ese trabajo, el Sr. Joule ha hecho numerosas series de experimentos para determinar con la mayor precisión posible el así definido equivalente mecánico del calor y ha dado cuenta de ello en varias comunicaciones a la British Association, al Philosophical Magazine, a la Royal Society, y al Institut Français."

[2] En Mayo de 1842, Mayer anunció en los *Annalen* de Wöhler y Liebig, que había elevado la temperatura del agua de 12° a 13° Cent. por agitación. En agosto de 1843, Joule anunció en la British Association que 'Se desarrolla calor en el pasaje de agua a través de tubos estrechos;' y que había obtenido 'un grado de calor por libra de agua de la fuerza mecánica capaz de elevar 770 libras a

una altura de un pie' y que se genera calor cuando se gasta trabajo en convertir una máquina magneto-eléctrica en una máquina electromagnética. (Ver su trabajo 'On the Calorific Effects of Magneto-Electricity', y 'On the Mechanical Value of Heat.'-*Phil. Mag.*, Vol. XXIII., 1843.)

"[3]*Annalen* de Wöhler y Leibig, May, 1842."

"[4]*British Association*, August, 1843; and *Phil. Mag.*, September, 1843."

Una de las más importantes contribuciones de William Thomson a la ciencia es la escala termodinámica o absoluta de temperaturas, que elaboró sobre la base de la máquina térmica reversible ideada por Carnot y que, en rigor, se fundamenta en el segundo principio de la Termodinámica. Las ideas que había analizado en sus trabajos con Regnault podían ahora plasmarse en un sistema que fuera independiente del material termométrico. Si cualquier artefacto que opere cíclicamente en forma reversible entre dos temperaturas extremas tiene la misma eficiencia, cualquiera sea el material que forme dicho artefacto o la manera de efectuar la transformación cíclica, esa eficiencia puede usarse para establecer una escala absoluta de temperaturas — es decir, una escala que sea independiente del material termométrico o de la estructura del termómetro. Tal escala pone el punto de fusión del hielo a 273° C. El punto inicial de esa escala es pues el mismo cero absoluto que Gay-Lussac, cinco décadas antes, dedujo del coeficiente de dilatación de los gases.

Refiriéndose a la definición de temperatura y a la escala absoluta Kelvin escribió:

"Definición de temperatura y suposición termométrica general: si se ponen en contacto dos cuerpos y ninguno le transfiere calor a otro se dice que sus temperaturas son las mismas, pero si uno le transfiere calor al otro se dice que su temperatura es mayor [...] Las temperaturas de dos cuerpos son proporcionales a las cantidades de calor absorbidas o cedidas respectivamente por un sistema material sujeto a un ciclo completo de operaciones termodinámicas perfectamente reversibles [...] o, los valores absolutos de dos temperaturas están uno a otro en la proporción del calor absorbido o cedido en un dispositivo termodinámico perfecto que trabaja con una fuente y un refrigerador a mayor y menor temperatura, respectivamente."

"La convención particular es que la diferencia entre los puntos de congelación y ebullición del agua bajo la presión atmosférica estándar se llame 100 grados. La determinación de las temperaturas absolutas de los puntos fijos debe ser efectuada mediante las observaciones que indiquen la eficiencia de un dispositivo termodinámico perfecto siendo las temperaturas, mayor y menor, respectivamente, las de la fuente y el refrigerador. La clase de observación que mejor se adapta para este objeto fue inventada por el Sr. Joule cuyos trabajos entre 1844-9 establecieron las bases de la teoría y abrieron las puertas a la investigación experimental y ha sido llevada a cabo por él, conjuntamente conmigo ... En lo que respecta a esta determinación, el mejor resultado que hasta ahora hemos podido obtener es que la temperatura de congelación del agua en la escala absoluta es 273,7 y consecuentemente, el punto de ebullición es 373,7" .*"On the Dynamical Theory of Heat"* Part VI, *Thermoelectric Currents. Phil. Mag.* 4 (1852).

En la parte titulada “*Fundamental Principles in the Theory of the Motive Power of Heat*” aparece el enunciado del Segundo Principio de la Termodinámica, establecido como proposición:

“It is impossible, by means of inanimate material agency, to derive mechanical effect from any portion of matter by cooling it below the temperature of the coldest of the surrounding objects”⁶⁵.

A lo largo del tiempo, Kelvin fue modificando el enunciado del Segundo Principio de la Termodinámica.

En 1854, al analizar el rendimiento de un ciclo de Carnot reversible según el cual el rendimiento de tal ciclo sería igual a 1, sólo si la temperatura absoluta de la fuente fría fuera cero, enuncia el Segundo Principio como. "Es imposible construir una máquina térmica que al cabo de un cierto número de ciclos logre transformar íntegramente en trabajo el calor suministrado por una fuente con la misma temperatura en todos sus puntos". Tal máquina térmica sería el llamado "*móvil perpetuo de segunda especie*".

En todos los libros de Termodinámica se explica la equivalencia de este enunciado con el de Clausius referido a la imposibilidad de transferir calor a un cuerpo de temperatura mayor sin la producción de algún efecto externo. Sin embargo, en 1925, Tatiana Ehrenfest-Afanassjewa⁶⁶ puso en evidencia que ambas formulaciones sólo se tornan equivalentes si se añade un axioma adicional: "Todas las temperaturas tienen el mismo signo". Cuando analizamos sistemas que tengan temperaturas absolutas negativas – y ninguna derivación de los principios de la Termodinámica que lo prohíba — se pueden hacer distinciones entre esas dos formulaciones. Su observación se volvió menos teórica cuando Norman Foster Ramsey⁶⁷ dio ejemplos concretos de sistemas físicos con temperaturas absolutas negativas⁶⁸ y demostró que un sistema con temperatura absoluta negativa tiene mayor energía que el mismo sistema a la misma temperatura pero positiva. En los últimos años, con la concreción experimental de tales temperaturas, las afirmaciones de Ramsey pudieron confirmarse.

No menos famosos que las contribuciones teóricas de William Thomson a la ciencia, fueron sus instrumentos para mediciones eléctricas, el electrómetro absoluto, el electrómetro de cuadrantes y sus amperímetros. También fue el creador del compás compensado, cuyas indicaciones no son perturbadas por las partes metálicas del navío. Otra invención de orden naval, su *Tide predictor*, permite prever las curvas de las mareas. La más famosa de sus realizaciones técnicas es, sin duda, el *sip-*

⁶⁵ Es imposible, por medio de un agente material inanimado, obtener un efecto mecánico de cualquier porción de materia enfriándola por debajo de la temperatura del objeto más frío del entorno. Hay una nota al pie: “Si este axioma fuese negado para todas las temperaturas debería admitirse que podría ponerse a trabajar una máquina autopropulsada y que produzca efectos mecánicos por enfriamiento del mar o de la tierra sin otro límite que la pérdida total de calor de la tierra o del mar o de todo el mundo material.

⁶⁶ **Ehrenfest-Afanassjewa, T. (1925)** *Zur Axiomatisierung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik*, Zeitschrift für Physik 33, 933-945; 34, 638.

⁶⁷ **Ramsey, N.F (1956)** Thermodynamics and statistical mechanics at negative absolute temperatures. *Physical Review* 103, 20.

⁶⁸ Tatiana Ehrenfest-Afanassjewa sostuvo que cuando permitimos sistemas tanto con temperaturas absolutas positivas como negativas, se viola el principio de Clausius pero no el de Kelvin. La opinión de Ramsey (*op. cit.*) es la opuesta.

hon recorder, aparato receptor para cablegramas (1867), gracias al cual después de tantos ensayos infructuosos pudo tenderse un cable submarino que cruzando el Atlántico unió las comunicaciones entre Londres y Nueva York⁶⁹. Estos éxitos dieron a su genio inventivo celebridad mundial, mas ellos sólo forman una parte — y no la más importante — de su obra. El interés de Thomson volcado en sus comienzos sobre todo a los fenómenos térmicos, termoeléctricos y electrostáticos, se volcó después hacia la cosmología y la física del planeta, a las que enriqueció con valiosas investigaciones sobre el magnetismo terrestre y la electricidad atmosférica.

Sus restos descansan en el mausoleo de los reyes británicos, en la Abadía de Westminster muy próximo a los de Isaac Newton.

13 – 2. Clausius y la entropía.

Si a Carnot no lo hubiese sorprendido la muerte a una edad tan temprana quizás sus notas se hubiesen publicado diez o quince años antes que los trabajos de Joule y Kelvin y hoy estaríamos reconociendo en él al primer científico que no sólo estableció que el calor se transforma en trabajo mediante una relación de equivalencia regida por el principio general de la conservación, sino que su trabajo sobre las máquinas térmicas que operan reversiblemente podrían haberlo conducido a la formulación del Segundo Principio. Esto último ocurriría un cuarto de siglo después de la publicación de las “*Reflexions*” gracias a Clausius quien, con justicia, es considerado uno de los padres de la Termodinámica y el primero en formular (en 1850) el Segundo Principio.

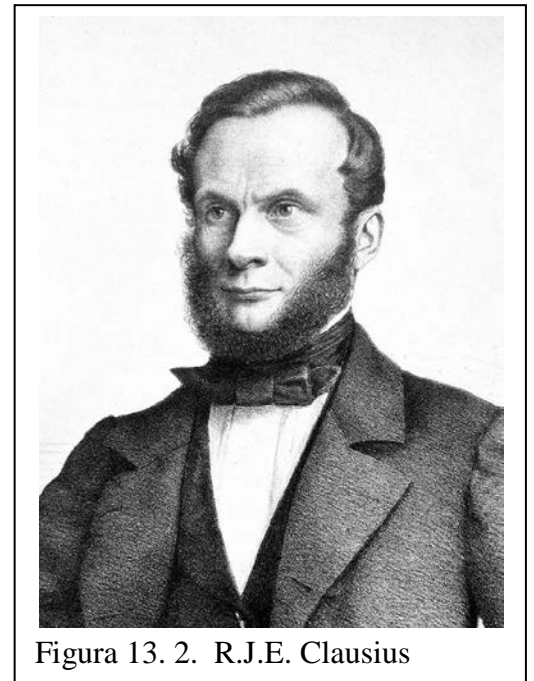


Figura 13. 2. R.J.E. Clausius

Rudolf Julius Emanuel Clausius (1822 -1888) nació en Köslin (actualmente Koszalin, Polonia) sexto hijo de un maestro de escuela que tuvo dieciocho hijos, estudió en las universidades de Berlín y Halle. Debutó como profesor en la escuela de artillería, en Berlín. Durante la guerra franco-prusiana, se enroló voluntariamente en el servicio sanitario y fue condecorado por los dos gobiernos en lucha. Jamás hizo experimentos, fue un teórico puro. A pesar de su excepcional capacidad matemática, nunca perdió de vista el significado físico de las ecuaciones matemáticas y, además, supo deducir admirables conclusiones de los resultados empíricos de otros. Siempre atento al sentido físico de los símbolos, al tratar matemáticamente el problema de Carnot, descubrió la noción fundamental de la entropía, que había pasado inadvertida a Car-

⁶⁹El invento y la consultoría de Thomson fueron factores tan decisivos para este logro que, cuando el Parlamento decidió nombrarlo Barón (Par del Rey) y Thomson tuvo que elegir su título, estuvo a punto de elegir el de Lord Cable. Finalmente optó por Lord Kelvin of Largs siendo Kelvin un riacho de Largs, en las proximidades de la Universidad de Glasgow.

not, Clapeyron y aun a William Thomson, que se acercó a ella en su primer estudio (1849), sin reconocerla.

Carnot había afirmado que en el funcionamiento de cualquier máquina térmica el calor pasa de los cuerpos calientes a los fríos. Para hacer pasar calor en sentido opuesto, agrega Clausius, de los cuerpos fríos a los calientes, es necesario invertir un trabajo por lo menos igual a aquel que produciría el correspondiente proceso inverso. *El calor no puede ascender espontáneamente de la temperatura baja a la superior.* Esta es la ley que Clausius enuncia en su memoria "*Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus ableiten lassen*" (Poggendorffs "Annalen", 1850). 1850 se considera como el año de nacimiento de la Termodinámica, de la cual la afirmación de Clausius es uno de sus pilares. Hoy llamamos a esa afirmación su Segundo Principio, siendo el primero el de la conservación de la energía. En ese trabajo encontramos por primera vez, un claro rechazo a la conservación del calor mientras que, sin embargo, mantiene la validez del teorema de Carnot. Clausius demostró que ese teorema podría además derivarse de otro argumento, en el cual la conservación del calor era remplazada por el principio de equivalencia de Mayer y Joule afirmando que se puede producir calor a partir del trabajo y viceversa, con una tasa de conversión universal ($J = 4,2 \text{ Nm/cal}$). Esto es para Clausius la "primera ley de la termodinámica". De este trabajo rescatamos:

“Cuando un cuerpo cualquiera cambia de volumen, al mismo tiempo, por regla general, se produce o consume trabajo mecánico. Pero en la mayoría de los casos no es posible determinar a éste con exactitud, porque junto con el trabajo exterior se produce también comúnmente un trabajo interior desconocido. Para sortear este inconveniente, Carnot empleó el ingenioso método, ya mencionado anteriormente, de hacer experimentar al cuerpo diferentes transformaciones consecutivas, ordenadas de tal manera que al final vuelva exactamente a su estado primitivo. Entonces, si en alguna de las transformaciones se ha realizado trabajo interior, éste debe quedar exactamente anulado por el de las otras, y se tendrá la seguridad de que el trabajo exterior que eventualmente se produzca en las transformaciones será también el trabajo total...”

Luego de utilizar un diagrama de Clapeyron para representar el ciclo de Carnot llegó a la conclusión:

“El exceso del primer trabajo (la expansión isotérmica) sobre el último (la compresión isotérmica) debe considerarse como el trabajo total producido durante las transformaciones, y está representado por el cuadrilátero *abcd*. Si todo el proceso antes descrito se realiza en orden inverso, se obtiene la misma cantidad *abcd* como exceso del trabajo consumido sobre el producido.”

Y, a continuación, extrae las consecuencias del ciclo de Carnot:

Consecuencias del principio de Carnot

“Carnot ha supuesto que a la producción de trabajo le corresponde un mero pasaje de calor de un cuerpo caliente a otro frío, sin que la cantidad de calor disminuya en dicho pasaje.

La última parte de esta hipótesis, a saber, que la cantidad de calor no resulta disminuida, contradice a nuestro principio anterior y por lo tanto, si queremos conservar éste, debe ser rechazada. La

primera parte, en cambio, puede mantenerse atendiendo a su contenido esencial. Puesto que, si bien ya no necesitamos más un equivalente propio para el trabajo producido, desde que hemos admitido como tal un *consumo* real de calor, es todavía posible, sin embargo, que aquel pasaje se produzca *simultáneamente* con el consumo, y asimismo que esté en una relación determinada con el trabajo.“

Luego analizó la transferencia de calor en un proceso cíclico:

“Un pasaje de calor de un cuerpo caliente a otro frío ocurre positivamente en aquellos casos en que se produce trabajo por acción del calor y al mismo tiempo se cumple la condición de que la sustancia que interviene se encuentre de nuevo al final en el mismo estado que al principio.”

Y estableció la condición para el trabajo máximo:

“... para poder relacionar este calor transportado con el trabajo, es necesaria aún otra limitación. En efecto, dado que también puede tener lugar un transporte de calor sin efecto mecánico, — cuando un cuerpo caliente y uno frío están inmediatamente en contacto y el calor fluye del uno al otro por conducción, — entonces, si se desea lograr el máximo de trabajo para el pasaje de una determinada cantidad de calor entre dos cuerpos de determinadas temperaturas t y τ , debe conducirse el proceso de tal modo que, como ha ocurrido en los casos anteriores, nunca se pongan en contacto dos cuerpos de diferente temperatura.

Ahora bien, es este *máximo* del trabajo el que se debe comparar con el pasaje de calor, y se encuentra que, en realidad, tenemos motivos para admitir, con Carnot, que sólo depende de la cantidad del calor transportado y de las temperaturas t y τ de los dos cuerpos, A y B, pero no de la naturaleza del cuerpo intermediario. Este trabajo máximo tiene, en efecto, la propiedad de que por el consumo del mismo también se puede transportar de nuevo del cuerpo frío B al cuerpo caliente A una cantidad del calor igual a la que tenía al pasar de A a B.”

A fin de obtener el teorema de Carnot, Clausius supuso la imposibilidad de lo que hoy llamamos “móvil perpetuo de segunda especie”: una máquina que operando periódicamente produce como único efecto el transporte de calor de una temperatura más baja a una más alta.

“Si nos imaginamos ahora que existieran dos sustancias, de las cuales una pueda dar mayor trabajo qué la otra con un determinado pasaje de calor, o, lo que es lo mismo, que para producir un determinado trabajo necesite transportar menos calor de A hacia B que la otra, entonces podríamos utilizar alternadamente a estas dos sustancias de modo tal que con la primera se produzca trabajo por el proceso antedicho, y con la última se realice el proceso inverso consumiendo el mismo trabajo. Entonces ambos cuerpos estarían de nuevo, al final, en su estado primitivo; además, el trabajo producido y el consumido se habrán anulado exactamente, de modo que también de acuerdo con el principio anterior la cantidad de calor no pudo haber aumentado ni disminuido. Sólo respecto a la *distribución* del calor habría ocurrido una diferencia, en el sentido de que se habría transportado más calor de B hacia A que desde A hacia B, y de este modo *habría tenido lugar, en total, un transporte de B hacia A*. Por repetición alternada de ambos procesos se podría entonces, sin ningún gasto de fuerza, o alguna otra transformación, llevar tanto calor como se quisiera de un cuerpo frío a otro caliente, lo que contradice el comportamiento ordinario del calor, puesto que en todas partes

muestra la tendencia a igualar las diferencias de temperatura, y a pasar por lo tanto de los cuerpos calientes a los fríos.”

El argumento descansa, al igual que el de Carnot, en una reducción al absurdo. Clausius razonaba que si el teorema de Carnot era falso, podría construirse una máquina combinada que operando cíclicamente tendría como *único* efecto el transporte de calor de un reservorio frío a uno caliente. Pero esto sería absurdo ya que contradice el comportamiento ordinario del calor. En consecuencia afirmó

“... parece *teóricamente* lícito mantener la primera parte, y en realidad la fundamental, de la hipótesis de Carnot, y emplearla como *segundo principio* junto con el [principio de equivalencia] anteriormente establecido; la exactitud de este procedimiento, como en seguida veremos, ya ha sido también confirmada varias veces por los *resultados*.”

En este contexto, él dejó en claro que esta equivalencia debe entenderse como referida a la cantidad máxima de trabajo que puede ser producida por un ciclo mediante una transferencia de calor entre dos reservorios a determinadas temperaturas. El enunciado anterior acerca del comportamiento natural del calor es sólo un elemento en su argumento para establecer este “*zweiten Grundsatz*” (segundo enunciado fundamental)

Un año antes, William Thomson había sugerido que sólo una determinada parte del calor disponible puede ser transformada en trabajo. La demostración de que el segundo principio define esta fracción que, en una máquina ideal perfectamente reversible, es transformable en trabajo, es el más valioso resultado de la memoria de Clausius. Al hacer los cálculos relativos al ciclo de Carnot, en el caso de un gas ideal, Clausius reconoció que en la máquina que trabaja entre dos temperaturas dadas, la fracción transformada en trabajo es igual a la diferencia de estas dos temperaturas dividida por la temperatura absoluta más elevada, dado que el rendimiento es independiente de la construcción de la máquina, la conclusión de Clausius tiene un alcance completamente general.

En el curso de sus cálculos, Clausius encontró, con frecuencia, cierta función, que reconoció que podía expresarse como el cociente entre la cantidad de calor y la temperatura absoluta. En 1854, encontró que ese cociente permanece constante en todas las operaciones mecánicas reversibles. Desde ese momento, se planteó la cuestión si ese cociente podría tener una significación importante y buscó el sentido físico de tal enigmática magnitud. Si Q_1 es la cantidad de calor tomada de la fuente a temperatura T_1 , y Q_2 el calor cedido al cuerpo a temperatura T_2 , entonces, en el caso de un proceso cíclico $Q_2/T_2 = Q_1/T_1$ y, considerando el calor cedido como negativo, $Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0$ en un ciclo reversible la suma de las variaciones del cociente Q/T . Acoplando una cantidad de ciclos reversibles de modo que la fuente fría de cada uno actúe como fuente caliente del siguiente encontró que $\sum Q/T = 0$. Si esos ciclos son infinitesimales, se puede cambiar el signo sumatoria por el de integral, de modo que $\int dQ/T = 0$. Pero no ocurre lo mismo con los ciclos no reversibles. En estos casos sus cálculos le indicaban que $\int dQ/T$, tendría un valor mayor que cero. En 1864, a esta magnitud, Clausius la bautizó *entropía* (del griego $\epsilon\nu\tau\rho\omicron\pi\eta$: *evolución*). Luego extendió su razonamiento a las llamadas transformaciones abiertas (en las que los estados inicial y final son diferentes) encontrando también en ese caso que, si el sistema que las experimenta está adiabáticamente aislado (es decir está imposibilitado de intercambiar calor con su entorno), la entropía aumenta en las transformacio-

nes irreversibles y permanece constante en las reversibles. En la búsqueda de una generalización, su razonamiento lo llevó a sostener que, como la casi totalidad de los procesos que ocurren en el Universo son irreversibles y fuera del Universo no hay nada — esto es, consideró al Universo como sistema aislado — llegó a la conclusión

[. . .] man [kann] die den beiden Hauptsätzen der mechanischen Wärmetheorie entsprechenden Grundgesetze des Weltalls in folgender einfacher Form aussprechen:

- 1) *Die Energie der Welt ist constant.*
- 2) *Die Entropie der Welt strebt einem Maximum zu.*⁷⁰

Este fue el enunciado más famoso de Clausius, que despertó muchas críticas y el mismo autor debió haberse dado cuenta que, al carecer de límites definidos, el Universo no es un sistema termodinámico, por lo que en la edición de 1876 de su obra, el enunciado no figura.

La obra de Clausius quedó plasmada en varios libros. En "*Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie*" Braunschweig, 1864–67) le dió unidad a todos sus trabajos anteriores. Posteriormente se publicó una segunda edición en tres volúmenes Vol. 1: "*Die mechanische Wärmetheorie*", (1876), Vol. 2: "*Die mechanische Behandlung der Elektrizität*" (1879), Vol. 3: "*Entwicklung der besonderen Vorstellung von der Natur der Wärme als eine Art der Bewegung*" (luego editado por Planck y Pulfrich como "*Kinetische Theorie der Gase*" (1889-91).

Desde 1855 hasta su muerte fue sucesivamente profesor en el Instituto Politécnico de Zurich y en las universidades de Würzburg y Bonn. Los últimos años de su vida los dedicó a establecer una vinculación entre el Segundo Principio de la Termodinámica y los principios de la Mecánica utilizando como nexo la Teoría Cinética de los gases

13 – 3. Boltzmann y el Segundo Principio como probabilidad.

Ludwig Edward Boltzmann (1844 – 1906) nació en Viena, Austria. Fue educado en Linz y en Viena, recibiendo su doctorado en 1866 en la Universidad de Viena, donde estudió con Josef Stefan (de quien sería asistente) y con Johann Josef Loschmidt. Dedicó su carrera principalmente a la búsqueda de las relaciones entre el comportamiento macroscópico de la materia y la teoría atómica imperante en su época. Ya antes de doctorarse había publicado un artículo titulado "Sobre el significado mecánico de la Segunda Ley" en la que intentó relacionar el más controvertido de los principios de la Termodinámica con el principio de mínima acción de Hamilton. Al año siguiente al conocerse la carta de Maxwell a Peter Guthrie Tait sugiriendo que el Segundo Principio de la Termo-

⁷⁰ "Uno puede expresar las leyes fundamentales del Universo que corresponden a las dos leyes principales de la Termodinámica de la forma simple siguiente

1. La energía del Universo es constante.

2 La entropía del Universo tiende a un máximo" *Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie*, Vol. 2, (Braunschweig: F. Vieweg).

dinámica es únicamente válido si se lo considera estadísticamente, dicha sugerencia fue discutida en los ámbitos científicos, con posiciones encontradas.

Entre los que se oponían a la tesis de Maxwell estaba Rudolf Clausius, quien sostenía que el Segundo Principio podía derivarse de las leyes de la Mecánica, con la exactitud y rigor que a esa disciplina se le adjudicaba desde los trabajos de Newton y de Laplace. A raíz de esas discusiones, Boltzmann cambió de idea y se dedicó a la tarea de vincular la Termodinámica con la Estadística. En 1868 fue nombrado Profesor de Física Matemática en la Universidad de Graz (donde conoció a su alumna y luego esposa Henrietta von Aigentler). Allí analizó el trabajo de Maxwell sobre la ley de distribución $f(v)$ de las velocidades moleculares en sistemas gaseosos en equilibrio térmico. Extendió esta ley considerando la acción de una fuerza de potencial $V(x)$, obteniendo: $f(v) = (\text{const.}) \exp[-(mv^2/2 + V(x))/kT]$. En este mismo trabajo de 1868, dedujo la ley de distribución de energías suponiendo que la energía total podía dividirse en pequeñas cantidades discretas, y considerando que todas las combinaciones tenían la misma probabilidad de ocurrencia⁷¹. La idea de trabajar con cantidades discretas, puesta en práctica por Boltzmann, sería aplicado años más tarde por Planck dando lugar al surgimiento de la teoría cuántica.



Fig. 13.3. L. E. Boltzmann

Al tratar la situación del equilibrio térmico, tanto Maxwell como Boltzmann se interesaron en mostrar que un gas fuera del equilibrio tendería a una situación de equilibrio expresada por la función $f(v)$. Boltzmann se dedicó más a este problema. En 1871, demostró que todas las propiedades de un sistema gaseoso ideal se pueden calcular a partir de su función de distribución $f(v)$. En 1872 presentó una deducción conocida como Teorema- H . En esta deducción, consideró los diferentes tipos de choques entre moléculas de gas, usando una hipótesis de Maxwell según la cual las velocidades de dos moléculas que colisionan serían estadísticamente independientes, o sea, $F(v_1, v_2) = f(v_1) f(v_2)$. Una característica de este modelo es que las probabilidades de colisión directa e inversa son las mismas, o sea, las colisiones son tratadas como perfectamente reversibles, lo que es consistente con la mecánica clásica. Finalmente, llegó a una ecuación que expresa de que manera la distribución $f(v)$ varía con el tiempo, mostrando que el sistema tiende a la distribución de velocidades de Maxwell. Boltzmann propuso entonces este modelo como una explicación mecánica para la irrever-

⁷¹En 1859, Maxwell había encontrado y publicado la ley de distribución de las velocidades de los gases bajo comportamiento ideal. Dado que bajo ese comportamiento los gases sólo presentan energía cinética, también encontró la ley de distribución de las energías, pero al comparar los valores con los resultados experimentales de las capacidades caloríficas de los gases, encontró diferencias de hasta el 60%, por lo que no publicó esta distribución. En esa época privaba el criterio de Dalton, según el cual las sustancias simples gaseosas son monoatómicas. Ese año, en el Congreso de Karlsruhe, Stanislao Cannizzaro convenció a los principales asistentes sobre la hipótesis de Avogadro que comenzaron a aceptar que, los gases hidrógeno, oxígeno, nitrógeno, cloro, etc. eran diatómicos, por lo que sus capacidades caloríficas a volumen constante rondaban los $5/2R$ y no los $3/2R$ que había utilizado Maxwell.

sibilidad expresada por el Segundo Principio de la Termodinámica. Para eso, definió una magnitud E (que más tarde se tornaría H) que representaría a la entropía termodinámica (con el signo cambiado) para situaciones fuera del equilibrio, y que nunca aumentaría. Esta era la primera expresión probabilística para la entropía de un gas ideal. La presentación del trabajo se hizo en una conferencia en la *Physik Gesellschaft zu Berlin*. Boltzmann le escribiría luego a su madre que prácticamente nadie lo pudo entender, excepto Helmholtz, con quien tuvo una interesante discusión. El propio Maxwell le escribió, en 1873, a Tait “*By the study of Boltzmann I have been unable to understand him. He could not understand me on account of my shortness, and his length was and is an equal stumbling block to me.*” Siendo incomprensible para Maxwell, no es de extrañar que nadie entendiese el artículo que, además, tenía una extensión de 89 páginas. En este trabajo, Boltzmann dedujo también una ecuación general de transporte, que hoy recibe su nombre, y a partir de la cual se pueden derivar los coeficientes de difusión, viscosidad y conducción térmica de un gas. Esta ecuación diferencial es de difícil solución, salvo para el caso en que las moléculas interactúan con fuerzas proporcionales a r^{-5} , caso que ya había sido tratado por Maxwell⁷².

La discusión sobre el teorema-H fue muy intensa. Boltzmann consideraba que su Teorema-H representaba la manera de expresar el aumento unidireccional del desorden con el tiempo. Sin embargo, Johann Josef Loschmidt (1873) y Lord Kelvin (1874) y plantearon la "paradoja de la reversibilidad" (como el matrimonio Ehrenfest la llamaría en 1911): ¿cómo es posible que un conjunto de colisiones reversibles entre pares de moléculas pueden llevar a que el comportamiento de todo el conjunto de moléculas sea irreversible?

En 1877, Boltzmann propuso una nueva definición estadística de entropía⁷³, pero esta vez para situaciones de equilibrio, que no padecía los problemas encontrados por el Teorema-H. La idea era considerar que un estado macroscópico de un gas (o de cualquier otro sistema en el cual sus partículas últimas no interactúan), definido por los valores de magnitudes termodinámicas como presión y temperatura, es consistente con un gran número W de estados microscópicos ("configuraciones", en la terminología de Boltzmann, o "complexiones", para Planck), definidos por las posiciones y velocidades de cada molécula del gas. Adoptando la hipótesis ergódica (introducida por Maxwell), según la cual todos los estados microscópicos del sistema son igualmente probables, Boltzmann concluyó que la probabilidad de que el sistema se encuentre en un macroestado dado es proporcional a W . Naturalmente, para poder definir el número de microestados es preciso considerar que la energía de los mismos no puede variar en forma continua, — lo que haría a su número infinito — sino que toma valores discretos. Para garantizar que la entropía sea una magnitud aditiva (al tiempo que las probabilidades son multiplicativas), Boltzmann propuso que la entropía S fuera dada por $S = k \log W$, en la que k es la constante de proporcionalidad. A su vez, esta ecuación permite deducir otras magnitudes termodinámicas en términos de la función de distribución. Esta definición probabilística de la entropía se acepta hasta el presente e implica una interpretación de la entropía como

⁷² Boltzmann haría varias tentativas en la década de 1880 de obtener soluciones aproximadas, problema este que sólo sería resuelto satisfactoriamente en 1916 por el físico sueco David Enskog (1884 – 1947), mientras que en 1917 el geofísico británico Sydney Chapman (1880 – 1970) encontró la solución general para la ecuación de transporte de Maxwell.

⁷³ Boltzmann, L. E.(1877) “*Über die Beziehung zwischen des zweiten Hauptsatze der mechanischen der Wärmetheorie*” *Sitzungsberichte, K. Akademie der Wissenschaften in Wien, Math.-Naturwiss.*, **75**, 67–73.

"desorden". Como W es proporcional a la probabilidad de un estado macroscópico y, en ausencia de efectos exteriores, los sistemas tienden hacia el equilibrio, el equilibrio termodinámico es el estado más probable de cada sistema. Esta relación, que Planck usó para deducir la fórmula de la distribución de la intensidad de la energía radiante de un cuerpo negro, fue bautizada por Einstein como "el principio de Boltzmann" y es la que está grabada en la lápida de su tumba.

A menudo se le asigna a Boltzmann la determinación de k . Sin embargo, en su Autobiografía Científica, Planck afirmó

" k representa la llamada constante absoluta de los gases, referida no a molécula-gramo o mol, sino a moléculas reales. Esta constante es frecuentemente llamada constante de Boltzmann. Sin embargo, hay que señalar que Boltzmann nunca la expuso o, por lo menos, hasta donde yo sé, nunca pensó en investigar su valor numérico. De haberlo hecho, habría tenido que examinar el problema del número de átomos reales, tarea que dejó a su colega J. Loschmidt, mientras él, en sus cálculos propios, siempre tuvo presente la posibilidad de que la teoría cinética de los gases pudiera representar sólo una descripción mecánica. Por eso se conformó con detenerse ante los átomos-gramos. El signo k fue siendo aceptado gradualmente. Varios años después de su introducción aún se acostumbraba calcular con el número L de Loschmidt."

En 1883, Boltzmann leyó el trabajo de Bartoli sobre la presión de radiación, lo que lo llevó a deducir teóricamente a partir de la segunda ley de la termodinámica y de la teoría electromagnética de Maxwell la ley (empírica) de la cuarta-potencia de Stéfán ($J_{\lambda,T} = \sigma_N T^4$, donde $J_{\lambda,T}$ es la exitancia radiante total del cuerpo negro, T es la temperatura y σ_N una constante). Esta ley es hoy conocida como ley de Stéfán-Boltzmann.

En 1888 sucedió a Kirchhoff en la cátedra de la Universidad de Berlín donde compartió la docencia con Helmholtz. Sin embargo dos años después se trasladó a la Universidad de Viena⁷⁴ para suceder a Stéfán donde se dedicó por completo a la Física Teórica.

En 1890, Henri Poincaré (1854-1912) desarrolló el llamado "Teorema de la recurrencia". Según este teorema, si un sistema tiene una energía total constante que restringe sus transformaciones dinámicas a subsistemas limitados de su espacio de estados, entonces el sistema retornará eventualmente, y en forma tan próxima como se desee, a cualquier conjunto inicial dado de posiciones y velocidades.

Este teorema apuntaba directamente contra el Teorema- H de Boltzmann. En este teorema, la función H no puede aumentar, sino que decrece continuamente con el tiempo. Como H es equiva-

⁷⁴Boltzmann desarrolló lo podría llamarse una carrera itinerante. De la Universidad de Viena, pasó a la de Graz, luego a la de Heidelberg, siguió en la de Berlín donde además de ejercer la docencia estudió con Kirchhoff y Helmholtz- Fue profesor en Munich y luego retornó a la Universidad de Viena pero cuando Ernst Mach fue nombrado Profesor de Historia y Filosofía de la Ciencia en esa Universidad las continuas disputas — que no siempre terminaban en forma amistosa — hiciera que se fuese a la de Leipzig — donde tendría otros encontronazos con Wilhelm Ostwald. Al retirarse Mach, Boltzmann vuelve a la Universidad de Viena. Boltzmann solía bromear acerca de su carrera itinerante diciendo que la razón en que se moviese tanto era que había nacido la noche del Martes de Carnaval el 20 de febrero de 1844, lo que había convertido a su vida en un baile de Carnaval.

lente a la entropía cambiada de signo, su traducción es que la entropía no puede disminuir. Pero para el Teorema de la recurrencia, si la entropía está determinada por esas variables, en algún momento retornará a un valor original dado, de modo que si aumenta durante un período decrecerá durante otro.

Esta contradicción entre el comportamiento mecánico de un conjunto de moléculas gaseosas ideales y el Segundo Principio se conoce históricamente como “Paradoja de la recurrencia” y durante la década de 1890 fue motivo de muchos debates. Así en 1890, E. P. Culverwell presentó en Dublín, lo que podría llamarse “la objeción de la reversibilidad al Teorema- H ”⁷⁵. Culverwell se preguntaba cómo era posible que fuera válido el Teorema- H que estaba basado en la suposición que los movimientos moleculares y colisiones son reversibles, y sugirió que la irreversibilidad podría entrar al nivel molecular, quizás como resultado de interacciones con el éter.

La objeción de Culverwell se discutió a las reuniones de la Asociación Británica para el Avance de las Ciencias⁷⁶ y en las columnas de *Nature*⁷⁷ durante los años siguientes. En 1894, Samuel Hawksley Burbury (1831-1911), puntualizó que la prueba del Teorema- H depende de la suposición de Maxwell-Boltzmann que los choques moleculares no están correlacionados. Mientras que ésta puede ser una suposición plausible de aceptar antes de la primera colisión, es válido suponer que la propia colisión introduce una correlación entre las moléculas que acaban de chocar, de modo que la suposición de la independencia del comportamiento molecular no sería válida para las colisiones siguientes. Burbury⁷⁸ sugirió que la suposición podría justificarse invocando algún tipo de “perturbación fortuita desde afuera [del sistema]”

En 1896 Ernst Zermelo (1871 – 1953), un discípulo de Planck, encontró una falla en la demostración estricta del Teorema- H . Boltzmann omitía en su deducción cualquier referencia a un presupuesto indispensable para la validez de su teorema: el desorden molecular. Sin ese presupuesto, para un sistema aislado, la función H podría aumentar. Esto implicaría que la entropía de un sistema aislado podría disminuir. El trabajo de Zermelo había sido publicado con la aprobación de Planck. Esto enfrió durante años la relación de Boltzmann con Planck.

A raíz de las críticas a su Teorema- H y en virtud del Teorema de Recurrencia, Boltzmann adopta en 1896 la hipótesis del desorden molecular que resuelve las paradojas de la reversibilidad y de la recurrencia. Boltzmann, que había participado en las discusiones británicas del Teorema- H , aceptó la conclusión de Burbury y la objeción de Zermelo acerca de que se necesitaba una suposición adicional, y la llamó la hipótesis del “desorden molecular.” Él expuso que la aleatoriedad de las velocidades antes y después de los choques moleculares podría justificarse suponiendo que el camino libre medio en un gas es muy grande comparado con la distancia media entre dos moléculas vecinas,

⁷⁵**Culverwell, E. P. (1890)** “Note on Boltzmann’s Kinetic Theory of Gases, and on Sir W. Thomson’s Address to Section A, British Association, 1884”, *Philosophical Magazine*, **30**, 95–99.

⁷⁶**Culverwell, E. P. (1890)** “Possibility of Irreversible Molecular Motions”, Report of the British Association for the Advancement of Science, **60**, 744

⁷⁷**Culverwell, E. P. (1890)**: “Dr. Watson’s Proof of Boltzmann’s Theorem on Permanence of Distributions”, *Nature*, **50**, 617. **Burbury, S. H., (1894)**: “Boltzmann’s Minimum Function”, *Nature*, **51**, 320. **Boltzmann, L. E. (1895)** “On Certain Questions of the Theory of Gases,” *Nature*, **51**, 413–15.

⁷⁸**Burbury, S. H., (1894)** “Boltzmann’s Minimum Function”, *Nature*, **51**, 78.

de modo que una molécula dada raramente encontraría de nuevo a una molécula específica con la que había chocado, para establecer una correlación con ella.⁷⁹

El "Desorden molecular" no es meramente la hipótesis que los estados de las moléculas individuales ocurren completamente al azar; más bien es lo que provoca una exclusión de estados especialmente ordenados del gas que llevaría a las violaciones de la Segundo Principio. De hecho, tales estados ordenados se generarían mediante un proceso aleatorio, tal como Boltzmann notó en su discusión de la paradoja de la recurrencia.

De esta manera Boltzmann terminó por aceptar que la entropía de un sistema aislado aumenta "casi siempre" en lugar de "siempre". Pero consideraba que si bien el teorema de Poincaré es, en teoría, correcto el regreso a un estado original es imposible de observar debido a que el tiempo en que el sistema regresa a un estado próximo al original es demasiado grande. De este modo la irreversibilidad se debería únicamente a los límites de nuestra paciencia.

La década de 1890 fue muy agitada en la vida de Boltzmann. Ya en 1885, a raíz del fallecimiento de su madre, había tenido su primera crisis depresiva que lo llevó a estar meses sin escribir una sola palabra. Con el tiempo, los períodos depresivos comenzaron a hacerse más largos. En 1894 regresó a la Universidad de Munich donde tuvo algunos meses apacibles pero su ánimo comenzó a alterarse con la designación de Ernst Mach en la cátedra de Filosofía e Historia de la Ciencia. Mach tenía un trato muy hosco y adhería al positivismo científico que consideraba innecesaria la postulación de entidades no-observables como los átomos, mientras que para Boltzmann, la existencia de los átomos era imprescindible para la explicación de las propiedades termodinámicas de los sistemas macroscópicos. Mach solía enrostrarle los defectos y errores de la teoría cinética de los gases, las fallas en la predicción de los valores de los calores específicos de gases poliatómicos, los defectos del Teorema-*H*, la falta de consistencia en algunos aspectos de la teoría del desorden molecular. Habitualmente las discusiones terminaban a los gritos. La influencia de estas discusiones en el ánimo de Boltzmann era tan profunda que en 1900 abandonó la cátedra de la Universidad de Viena y tomó la de Física en la Universidad de Leipzig donde era profesor Wilhelm Ostwald. Ostwald adhería a lo que en su momento se llamó la "ciencia de los energéticos". La primera proposición fundamental de los energéticos, era exactamente igual a la de Clausius, expresaba el principio de la conservación de la energía; pero la segunda proposición, que supuestamente formulaba la dirección de los fenómenos, postulaba una analogía perfecta entre el paso del calor de una temperatura más alta a otra más baja y la caída de un peso desde una altura mayor a una menor. Al respecto comentó Planck⁸⁰:

"Como consecuencia de este punto de vista, [la analogía entre la conducción del calor y el comportamiento mecánico] se declaraba que el supuesto de la irreversibilidad para probar la segunda ley de la termodinámica no era esencial; más aún, se discutía la existencia del cero absoluto en la temperatura alegando que tanto en la temperatura como en la altura lo único que puede medirse es la diferencia."

⁷⁹**Boltzmann, L. E. (1896-98)** *Vorlesungen über Gastheorie* (2 vols. Leipzig, Traducido al inglés por S.G. Brush (1964): *Lectures on Gas Theory* .Oxford University Press. Berkeley. Págs. 40 –41.

⁸⁰**Planck, M. (1948)** *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig. Pág. 8

Ostwald consideraba también innecesaria la existencia real de los átomos. Las polémicas entre ambos fueron notables, especialmente la ocurrida en una Conferencia en Lübeck realizada en 1895. Sommerfeld⁸¹ cuenta que en ella Ostwald presentó un trabajo donde negaba la posibilidad de explicar los principios de la Termodinámica sobre la base del comportamiento mecánico de sus partículas últimas. Al respecto Ostwald afirmaba:

“La real irreversibilidad de los fenómenos naturales prueba así la existencia de procesos que no pueden describirse mediante ecuaciones mecánicas y con esto queda establecido el veredicto sobre el materialismo científico.”

Más adelante Sommerfeld agregó:

“Boltzmann era secundado por Felix Klein. La batalla entre Boltzmann y Ostwald parecía la batalla entre un toro y un púgil habilidoso. Sin embargo, esta vez el toro salió victorioso... Los argumentos de Boltzmann salieron airosos. Nosotros, que en esa época éramos jóvenes matemáticos, estábamos todos del lado de Boltzmann...”

Respecto de esa polémica, Planck escribió⁸²:

“... la batalla en la que Boltzmann y Ostwald representaban las posiciones contrarias fue empeñada en forma bastante acalorada, y produjo efectos drásticos, dado que los dos antagonistas estaban a igual altura en agudeza e ingenio. Yo sólo tuve un papel secundario al lado de Boltzmann, y mis servicios de segundón no fueron evidentemente apreciados y ni siquiera tomados en cuenta. Y es que Boltzmann sabía muy bien la diferencia básica entre mi punto de vista y el suyo. Le molestaba especialmente el hecho de que yo no sólo fuera indiferente sino, en cierta medida, hostil a la teoría atómica, fundamento de toda su investigación. La razón de esto consistía en que en aquella época yo consideraba que el principio del incremento de la entropía no era menos inmutablemente válido que el principio de conservación de la energía, mientras que Boltzmann trataba este último como una mera ley de probabilidades; en otras palabras, como un principio que podía admitir excepciones.”

A diferencia de Mach, y salvo durante alguna discusión acalorada, Ostwald trataba en forma cordial y afectuosa a Boltzmann.

En 1901, Mach sufrió una apoplejía que lo forzó a retirarse de su cátedra. Esto movió a Boltzmann a regresar a Viena para ocupar la cátedra que había dejado y que había quedado vacante. El Emperador Francisco José lo nombró bajo la condición de que diera su palabra de honor que nunca aceptaría otra posición académica fuera del Impero Austrohúngaro. Boltzmann retomó no sólo la cátedra de Física Teórica sino que ocupó una posición similar a la de Mach: fue nombrado Profesor de Historia y Teoría de las Ciencias Inductivas. Comenzó a dar conferencias sobre filosofía de la ciencia que pronto trascendieron el ámbito universitario al punto que el aula magna de la Universi-

⁸¹ *Sommerfeld papiers*. Deutsches Museum. D 80306. Munchen. Alemania

⁸² **Planck, M. (1948)** *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig. Págs. 8-9

dad quedaba chica ante la gran afluencia de público. Eso motivó que el Emperador lo recibiera y le entregara una medalla.

En 1904, Boltzmann visitó la Feria Mundial en St. Louis, USA y dio varias conferencias en las Universidades de Berkeley y Stanford.

En 1905 publicó sus *Populäre Schriften* donde trató de explicar cómo puede describirse el mundo físico mediante ecuaciones diferenciales que representan la visión macroscópica de los fenómenos sin referirse a la estructura atómica subyacente.

Este trabajo, basado en el atomismo, fue muy criticado por científicos europeos y Boltzmann entró en un período de depresión grave. Su esposa lo convenció de tomar unas vacaciones. En septiembre de 1906, viajó con su esposa y una de sus hijas a la Bahía de Duino, cerca de Trieste. El 5 de septiembre, mientras que su esposa e hija estaban en la playa, se ahorcó en la habitación del hotel. Nunca se sabrá con certeza si su suicidio obedeció a la falta de aceptación de sus ideas o a otros motivos personales.

Tres años más tarde, Jean Perrin encontró una evidencia experimental de la existencia de los átomos que dan justificación teórica a los trabajos de Boltzmann. Uno de los primeros “conversos” (en el sentido kuhneano) fue precisamente Wilhelm Ostwald.

No todo en el aspecto científico de Boltzmann fue rechazo. Sus méritos fueron reconocidos por científicos e instituciones. En 1899 fue nombrado “Fellow” de la Royal Society, además de miembro honorario de varias academias, recibiendo varias medallas e incluso un doctorado “honoris causa” de la Universidad de Oxford. En ocasión de cumplir 60 años su asistente Stefan Meyer, editó un artículo homenaje (*Festschrift*) en el que escribieron 117 prominentes científicos de diversas partes del mundo (Estados Unidos, Rusia, Australia y Japón entre otros)

13 – 4. Planck y la entropía como proceso natural.

Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858 – 1947), nació en Kiel, en el seno de una familia académica. Su padre era profesor de Derecho Constitucional en la Universidad de Kiel, su abuelo y su bisabuelo fueron profesores en la Universidad de Göttingen. Cuando Planck tenía nueve años, la familia se trasladó a Munich donde su padre había sido nombrado Profesor en la Universidad local. Planck estudió en el prestigioso Maximilian Gymnasium y en 1874 ingresó a la Universidad de Munich para estudiar Física experimental con Philipp von Jolly y Matemáticas con Ludwig Seidel y Gustav Bauer. Luego de tres años en Munich fue a la Universidad de Berlin donde tuvo como maestros a Hermann von Helmholtz y a Gustav Kirchhoff. Si bien ambos científicos eran brillantes investigadores, según Planck no eran buenos docentes. Refiriéndose a ellos escribió⁸³:

⁸³Planck, M. (1948) *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig. pág. 2

“Debo confesar que las conferencias de estos hombres no me dejaron un provecho perceptible. Obviamente, Helmholtz nunca preparaba en debida forma sus lecciones. Hablaba en forma vacilante y se interrumpía para consultar los datos necesarios en una pequeña libreta; más aún, con frecuencia cometía errores en los cálculos que escribía en el pizarrón, y teníamos la inequívoca impresión de que la clase le incomodaba por lo menos tanto como a nosotros. Al final el salón de clases

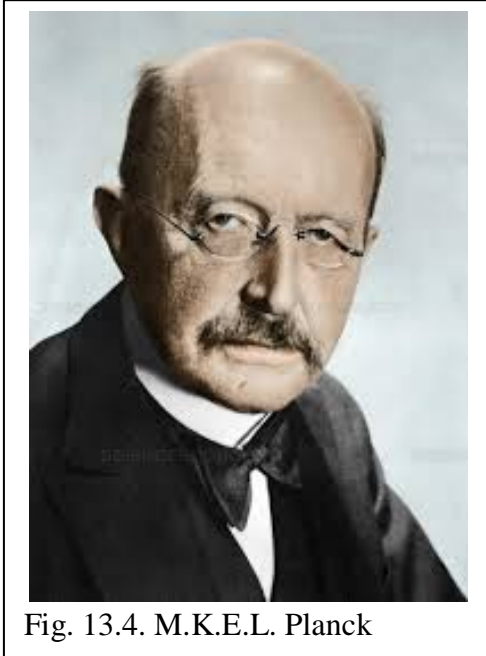


Fig. 13.4. M.K.E.L. Planck

se iba quedando cada vez más desierto, y la asistencia se fue reduciendo hasta solamente tres estudiantes. Yo era uno de ellos, así como mi amigo Rudolf Lehmann-Filhés, que más tarde se hizo astrónomo.

Kirchhoff actuaba en forma completamente distinta. Impartía siempre una lección cuidadosamente preparada, con cada frase bien balanceada y en su debido lugar. Ni una palabra de menos, ni una palabra de más. Pero todo esto sonaba a texto memorizado, seco y monótono. Podíamos admirarlo a él, pero no lo que estaba diciendo.”

Luego de un año en Berlín, regresó a Munich donde expuso su tesis doctoral. En ella fundamentó el significado del Segundo Principio de la Termodinámica en “el principio de que, en todo proceso natural, la suma de las entropías de todos los cuerpos involucrados en el proceso se ve incrementada”.

Respecto de su tesis, Planck comentó⁸⁴:

“El efecto causado por mi disertación entre los físicos de aquellos días fue nulo. Ninguno de mis profesores de la Universidad mostró comprensión para su contenido, como pude comprobarlo en mis conversaciones con ellos. Sin duda, la admitieron como disertación doctoral sólo porque me conocían por mis otras actividades en el Laboratorio de Física y en el Seminario de Matemáticas. Pero no encontré ningún interés, mucho menos aprobación, incluso entre los mismos físicos directamente relacionados con el tema. Es probable que Helmholtz ni siquiera haya leído mi trabajo. Kirchhoff desaprobó expresamente su contenido, con el comentario de que el concepto de entropía, cuya magnitud sólo podía ser medida por un proceso reversible y por eso era definible, no debía ser aplicado a un proceso irreversible. Me fue imposible establecer contacto con Clausius. No contestó mis cartas y no lo encontré en su casa cuando traté de verlo personalmente en Bonn. Entablé correspondencia con Carl Neumann, de Leipzig, pero resultó totalmente infructuosa.”

El año siguiente completó su *Habilitationsschrift* (disertación habilitante) en la Universidad de Munich y fue nombrado *Privatdocent* (Profesor conferenciante).

En 1885 le ofrecieron el puesto de *ausserordentlicher Professor* (Profesor asociado) de Física Teórica en la Universidad de Kiel y en 1889 tras el fallecimiento de Kirchhoff fue invitado a ocupar su cátedra de la Universidad de Berlín, primero como Profesor asociado de Física Teórica y, a partir

⁸⁴*Ibidem*. Pág. 3.

de 1892, como Profesor titular. Fue allí, donde tuvo la oportunidad de trabajar con Helmholtz. En Berlín desarrolló una intensa actividad científica. Al respecto comentó⁸⁵:

“Aquellos fueron los años de mayor expansión de mi perspectiva científica y de mi manera de pensar, porque fue la primera vez que entré en contacto directo con los dirigentes mundiales de la investigación científica de entonces, Helmholtz por encima de todos. Tuve la oportunidad de conocer a Helmholtz como ser humano, y aprendí a respetarlo como hombre tanto como había respetado siempre al científico.”

Entre las investigaciones que realizó se encuentran temas diversos como la termodinámica de las soluciones, el descenso crioscópico de soluciones de electrolitos, un estudio sobre la escala natural no temperada, cálculos de las diferencias de potencial en el punto de contacto de dos soluciones electrolíticas. Pero el tema central de su actividad fue la búsqueda de un nexo entre el Segundo Principio de la Termodinámica y los procesos naturales. Al respecto escribió:

“Clausius derivó la prueba de la segunda ley de la termodinámica de la hipótesis de que ‘el calor no pasa espontáneamente de un cuerpo más frío a uno más caliente’.

Esta hipótesis debe ser acompañada de una explicación, ya que no sólo expresa que el calor no pasa directamente de un cuerpo más frío a otro más caliente, sino también que es imposible transmitir calor de un cuerpo más frío a otro más caliente, sin que se produzca un cambio en la naturaleza que sirva como compensación. En mi afán de aclarar este punto tan plenamente como me fuera posible, descubrí una manera de expresar la hipótesis en cuestión en una forma que consideré más simple y conveniente, o sea: ‘El proceso de la conducción del calor no puede ser de ningún modo completamente revertido. Esto expresa la misma idea que la redacción de Clausius, pero sin requerir una explicación adicional. Al proceso que de ninguna manera puede ser completamente revertido yo lo llamé ‘natural’. Hoy en día, el término de uso universal es ‘irreversible’.”

A lo largo de toda su carrera Planck se opuso a la concepción sustentada por los “energéticos” que equiparaban la transferencia de calor con el proceso puramente mecánico de la caída de un cuerpo y sostuvo innumerables debates con Ostwald, Helm y Mach sobre ese tema.

Si bien el tema que lo apasionaba era la Termodinámica, en el año 1900 su atención se centró en un tema distinto. Las mediciones efectuadas por Otto Richard Lummer (1860 – 1925) y Ernst Pringsheim (1859 – 1917) en el *Physikalische Technische Reichsanstalt*, en relación con el espectro térmico, dirigieron su atención a la ley de Kirchhoff, según la cual, en un espacio al vacío, limitado por paredes reflectantes y que contenga un número cualquiera de cuerpos que emitan y absorban, al cabo de cierto tiempo todos los cuerpos tendrán la misma temperatura, y la radiación, con todas sus propiedades (incluyendo la distribución espectral de energía), no dependerá de la naturaleza de los cuerpos sino única y exclusivamente de la temperatura. Planck propuso un método directo para resolver el problema aplicando la teoría electromagnética de Maxwell. Supuso que el espacio vacío se llenaba con osciladores y resonadores lineales simples, sometidos a una leve amortiguación y con

⁸⁵Planck, M. (1948) *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig. Pág. 4.

diferentes periodos. Esperaba que el intercambio de energía producido por la radiación recíproca de los osciladores produjera como resultado, al cabo de cierto tiempo, un estado estacionario de la distribución normal de energía que correspondiera a la ley de Kirchhoff. Sobre esta base logró establecer la relación general entre la energía de un oscilador con periodo definido y la radiación de energía de la correspondiente región espectral en el campo que la rodea, cuando el intercambio de energía es estacionario. De esto se derivaba la notable conclusión de que la relación descrita es absolutamente independiente de la constante amortiguadora del oscilador. Esa independencia permitía simplificar todo el problema, mediante la sustitución de la energía del oscilador por la energía de la radiación, remplazando así una complicada estructura, con muchos grados de libertad, por un sistema simple con un solo grado de libertad. A Planck se le ocurrió relacionar, no la temperatura, sino la entropía del oscilador, con su energía.

Puesto que para la irreversibilidad del intercambio de energía entre un oscilador y la radiación que lo activa tiene una importancia característica la segunda derivada de su entropía respecto de su energía, Planck calculó el valor de esa función bajo el supuesto de que es válida la ley de distribución de energía espectral de Wien. Bajo tal supuesto el recíproco de ese valor es proporcional a la energía. Esa relación cumplía bastante bien con la ley de Wien para bajas energías pero para valores altos las divergencias experimentales eran apreciables. Planck encontró que para energías altas la función es proporcional al cuadrado de la energía. De modo que expresó el valor de la función como la suma de un término proporcional a la energía y de otro término proporcional al cuadrado de la energía, de modo que el primer término fuese decisivo para los pequeños valores de la energía, y el segundo término, para valores más altos. Así obtuvo una fórmula para la radiación que se ajustaba a los datos experimentales, que presentó en la *Physik Gesellschaft zu Berlin*, el 19 de octubre de 1900.⁸⁶ A la mañana siguiente recibió la confirmación de que su ecuación se ajustaba a los datos experimentales, por lo que se dedicó a la tarea de investigar su verdadero significado físico, lo que lo condujo, siguiendo la línea de pensamiento iniciada por Boltzmann, al estudio de la relación entre entropía y probabilidad. La entropía de dos haces de radiación coherentes es menor que la suma de las entropías de los haces individuales, lo que coincide con la proposición de que la probabilidad de que ocurran dos reacciones mutuamente dependientes es diferente a la probabilidad de que se produzcan las reacciones individuales. Puesto que la entropía S es una magnitud resultante de una suma, y la probabilidad W lo es de una multiplicación, postuló que también en este caso se cumplía $S = k \log W$ y sustituyó S por el valor correspondiente a la ley de radiación que había propuesto. Planck encontró que a efecto de interpretarla como probabilidad era necesario introducir una constante a la que llamó h . Puesto que h representaba la medida de la acción (energía x tiempo), le dio el nombre de "*quantum elemental de acción*"⁸⁷. De este modo, la naturaleza de la entropía como medida de probabilidad, en el sentido apuntado por Boltzmann, quedó también establecida en la esfera de la radiación.

El problema que se le planteó a Planck fue que la introducción del quantum elemental de acción hacía que la energía asociada a la radiación no tuviese valores continuos sino discretos, lo que esta-

⁸⁶ Planck, M. (1900). *Verhandl. der Deutschen Physikal. Gesellsch.* 2. 202-204, 237-245.

⁸⁷ Planck, M. (1901) *Ann. d. Physik.* 4. 553-563, 564-566.

ba en contradicción con la teoría clásica. Durante años trató de incorporar esa magnitud al armazón de la teoría clásica de la Física con resultado infructuoso. Al respecto escribió⁸⁸:

“Mi inútil empeño de adaptar el *quantum* elemental de acción a la teoría clásica continuó durante gran cantidad de años, y me costó notable esfuerzo. Algunos de mis colegas veían en ello algo que se aproximaba a una tragedia, pero yo lo apreciaba de modo diferente. El cabal esclarecimiento que iba adquiriendo, me parecía lo más valioso. Ahora sabía con certeza que el *quantum* elemental de acción tenía en la física un papel mucho más importante del que yo originalmente me inclinaba a suponer, y esta comprobación me hizo ver con claridad la necesidad de adoptar métodos de análisis y razonamientos totalmente nuevos en el estudio de los problemas atómicos. El desarrollo de estos métodos – en el que ya no pude tomar una parte activa – fue impulsado principalmente por los esfuerzos de Niels Bohr y Erwin Schrödinger. Con su modelo de átomo y su principio de correspondencia, Bohr estableció la base para la unificación racional de la teoría del *quantum* con la teoría clásica. Schrödinger, con su ecuación diferencial, creó la mecánica de las ondas, y con ella, el dualismo entre onda y partícula.”

Planck trabajó en estrecha colaboración con Walter Hermann Nernst (1861 – 1941) quien en 1906 formuló el llamado teorema del calor. En esa época los cambios de entropía asociados a las transformaciones químicas constituían un problema especial. El desarrollo de la criogenia había incentivado la investigación en la búsqueda de obtener sistemas en equilibrio en el cero absoluto y establecer así los valores de las magnitudes físicas y termodinámicas a esa temperatura. La técnica usual para alcanzar temperaturas tan bajas consistía en comprimir un gas en forma isotérmica y expandirlo adiabáticamente para aprovechar el “efecto Joule – Thomson”. Mediante esa técnica el Laboratorio Criogénico de Leyden había logrado licuar el hidrógeno (p. eb. - 252,5 °C). Para obtener temperaturas más bajas aún, se comenzó a provocar ese efecto utilizando helio en vez de hidrógeno. Nernst encontró que a medida que disminuía la temperatura, el efecto térmico producido mediante la compresión isotérmica y la expansión adiabática era cada vez menor, de manera que el calor intercambiado tendía asintóticamente a cero a medida que la temperatura tendía al cero absoluto, lo que corroboraría que en el cero absoluto los intercambios de calor son imposibles. Suponiendo que los cambios se pudiesen efectuar en forma reversible, esto indicaría que a medida que la temperatura de un sistema tiende a cero la integral $\int dQ/T$ que mide la variación de entropía asociada a los procesos reversibles también tiende a cero. Esta propuesta se conoce históricamente como “teorema del calor”. Por sugerencia de Planck, Nernst postuló que la entropía en el cero absoluto de cualquier sustancia en un estado de pureza tal que sus cristales sean perfectos, es la misma y la variación de la capacidad calorífica a presión constante con la temperatura se aproxima asintóticamente a cero cuando la temperatura absoluta tiende a cero. Como mediante el procedimiento comentado anteriormente no se puede alcanzar el cero absoluto se lo suele expresar como el Tercer Principio de la Termodinámica: “*Es imposible, por idealizado que sea, cualquier procedimiento que pueda llevar a un sistema al cero absoluto mediante un número finito de transformaciones*”.

Con el tiempo, la obra de Planck fue reconocida por la comunidad científica a través de nombramientos y distinciones.

⁸⁸Planck, M. (1948) *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig. Pág. 9.

En 1894 fue electo miembro de la Preußischen Akademie der Wissenschaften y en 1912 fue nombrado Secretario de la Sección Matemáticas y Ciencias Naturales de esa institución, cargo que ocupó hasta 1943.

En 1918, Planck recibió el Premio Nobel de Física “en reconocimiento a los servicios prestados al avance de la Física por su descubrimiento de los cuantos de energía”.

En 1926 fue nombrado “Fellow” de la Royal Society y en 1929, esa institución le otorgó la medalla Copley.

Entre 1930 y 1937 fue presidente de la *Kaiser Wilhelm Gesellschaft*, la más importante organización de investigación de Alemania. Su autoridad no emanaba del nombramiento sino del respeto que gozaba entre la comunidad científica alemana y que le permitió no sólo hacer, en pleno régimen nazi, una encendida defensa de los méritos de Einstein, sino censurar personalmente a Hitler por sus políticas racistas.

Su vida personal estuvo signada por las tragedias. Su primera esposa y amiga de la infancia Marie Merck, con la que se había casado en Kiel en 1885, falleció en 1909. De los cinco hijos que tuvo con ella, el mayor, Karl, murió en combate en 1916. Su hija Margarite, falleció al dar a luz en 1917. Su otra hija, Emma, falleció en 1919, también durante un parto. El menor, Erwin, fue implicado en el frustrado atentado a Hitler del 20 de julio de 1944. Fue brutalmente torturado por la Gestapo y ejecutado. En 1944, su casa en Berlín fue totalmente destruida durante un bombardeo.

A la finalización de la guerra, se mudó a Göttingen con su segunda esposa, su prima Marga von Hösslin, donde falleció el 4 de octubre de 1947.

13 – 5. Gibbs, de la Termodinámica a la Fisicoquímica.

Josiah Willard Gibbs (1839 – 1903), nació en New Haven, Connecticut, ingresó al Yale College en 1854 y se graduó en 1858, recibiendo durante sus estudios diversos premios por su excelencia en Latín y Matemática; Los cinco años siguientes continuó sus estudios en la Universidad de New Haven. En 1863 recibió el grado de Doctor en Filosofía y fue nombrado tutor en el College por tres años. Durante los primeros dos años de su tutoría enseñó Latín, mientras que durante el tercero enseñó Física. Al finalizar su tutoría viajó al exterior con sus hermanas pasando el invierno 1866 – 67 en París y el año siguiente en Berlín donde asistió a las conferencias de Heinrich Gustav Magnus (1802 – 1870) y otros profesores de Física y Matemática. En 1868 fue a Heidelberg donde asistió a conferencias de Helmholtz y Kirchhoff, regresando a New Haven en 1869. Dos años más tarde fue designado Profesor de Física Matemática en el Yale College, cargo en el que continuó hasta su fallecimiento.

En 1873, publicó dos trabajos sobre Física Matemática en *Transactions of the Connecticut Academy*, el primero titulado "*Graphical Methods in the Thermodynamics of Fluids*,"⁸⁹ y el segundo "*A Method of Geometrical Representation of the Thermodynamic Properties of Substances by Means of Surfaces*."⁹⁰ Estos fueron seguidos en 1876 y 1878 por las dos partes de "*On the Equilibrium of Heterogeneous Substances*"⁹¹ una de las más importantes contribuciones a la Física y a la Termodinámica del siglo XIX.

Gibbs solía emplear ilustraciones geométricas como símbolos y ayuda para la imaginación en lugar de los modelos mecánicos tan comunes entre los investigadores. En particular, cuando se trata de analizar tanto el trabajo como el calor intercambiados son muy útiles sus diagramas volumen – entropía — dos variables extensivas — que aventajan a los diagramas de Clapeyron o a los diagramas entrópicos — en los que la presión o la temperatura son variables intensivas.

"*On the Equilibrium...*" es un extenso y meticuloso estudio de la Termodinámica de equilibrio. Prologado por los famosos enunciados de Clausius "*Die Energie der Welt ist constant. Die Entropie der Welt strebt einem Maximum zu*", establece los criterios de equilibrio y estabilidad

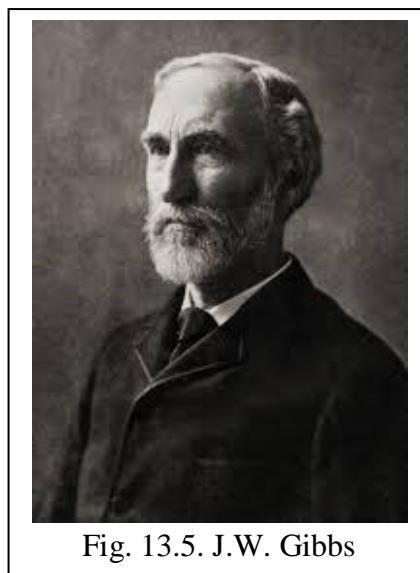


Fig. 13.5. J.W. Gibbs

I. *For the equilibrium of any isolated system it is necessary and sufficient that in all possible variations of the state of the system which do not alter its energy, the variation of its entropy shall either vanish or be negative.* If ϵ denote the energy, and η the entropy of the system, and we use a subscript letter after a variation to indicate a quantity of which the value is not to be varied, the condition of equilibrium may be written

$$(\delta\eta)_{\epsilon} \leq 0 \quad (1)$$

II. *For the equilibrium of any isolated system it is necessary and sufficient that in all possible variations in the state of the system which do not alter its entropy the variation of its energy shall either vanish or be positive.* This condition may be written

$$(\delta\epsilon)_{\eta} \geq 0 \quad (2) \quad ^{92}$$

y, a partir de esas condiciones hizo un exhaustivo estudio de los distintos tipos de equilibrio: heterogéneos, de solubilidad, de fases, osmótico, etc. Analizó las ecuaciones fundamentales para gases ideales llegando a establecer una ecuación termodinámica de estado para esos gases. Incluyó un estudio detallado sobre el trabajo superficial — introduciendo el concepto de "tensión interfacial" —

⁸⁹ *Conn. Acad.* Vol II. pp. 309-342, 1873

⁹⁰ *Conn. Acad.* Vol II. pp. 382-404, 1873

⁹¹ *Conn. Acad.* Vol. III. pp. 108-248, Oct., 1875 – May, 1876 y pp. 343 – 524 May, 1877 – July, 1878

⁹² *Conn. Acad.* Vol. III. p. 109 Oct., 1875.

la teoría de la capilaridad y la influencia del campo gravitatorio sobre los sistemas en equilibrio. Es allí donde introdujo, a partir de la función de la Helmholtz, la función energía libre. Gibbs designaba a la función de Helmholtz con $\psi = \varepsilon - t\eta$; encontrando para un cambio infinitesimal a temperatura constante que $-d\psi = dW$, es decir la función de Helmholtz cambiada de signo mide el trabajo total intercambiado por el sistema en una transformación isotérmica. Introduciendo el concepto de entalpía (que él designaba con χ) encontró la expresión de la función que hoy se conoce como energía libre de Gibbs $\xi = \varepsilon - t\eta + pV$, a partir de la cual dedujo la expresión general para sistemas de composición variable y lo que hoy conocemos como potencial químico. El artículo incluye también un estudio detallado sobre equilibrio de fases y la famosa “regla de las fases”, equilibrios en el punto crítico, equilibrios en soluciones y entre fases sólidas y un capítulo dedicado a la fuerza electromotriz.

La “*Transactions of the Connecticut Academy*” era una revista de escasa circulación de modo que era prácticamente desconocida en los círculos científicos. Si a eso se le suma la notoria timidez de Gibbs, puede encontrarse una explicación de porqué en 1880 científicos de la talla de van der Waals, o Kelvin desconocían la regla de las fases. Fue Ostwald, quien quedó tan impresionado con la profundidad y el rigor del trabajo de Gibbs, que no sólo lo publicitó en el ambiente académico, sino que en 1891 lo tradujo al alemán. En 1899, Henri-Louis Le Châtelier lo tradujo al francés.

Entre los años 1882 y 1889, publicó cinco trabajos en el *American Journal of Science* vinculados a la teoría electromagnética y a la óptica.

“*On the Equilibrium...*” fue considerada la obra más importante escrita en el siglo XIX sobre temas de Termodinámica vinculados con la Química, trabajo que sentó las bases de la Fisicoquímica. Pero su último trabajo, “*Elementary Principles in Statistical Mechanics*”, tiene una relevancia mayor ya que trata de dar un fundamento teórico a las conclusiones de la Termodinámica que surgen de los resultados experimentales.

En esta obra, Gibbs consideró sistemas en equilibrio formados por un elevado número de partículas en movimiento que cumplen con las ecuaciones de Hamilton para el movimiento. Para efectuar un estudio estadístico de las posiciones y cantidades de movimiento de las partículas constituyentes de ese sistema real, estableció el concepto de “ensamble” como un conjunto enorme de sistemas idénticos al sistema en estudio que son independientes entre sí y que difieren únicamente en las configuraciones y velocidades de sus partículas individuales.

A partir del estudio de estos ensambles, desarrolló las ecuaciones fundamentales de la Mecánica Estadística y las aplicó a los llamados ensambles canónicos (donde el número de partículas, el volumen del sistema y la temperatura permanecen constantes) y a los ensambles microcanónicos (donde se mantienen constante el número de partículas, el volumen y la energía). En el desarrollo de las ecuaciones encontró muchas similitudes con las ecuaciones de la Termodinámica, tema que discutió en el Capítulo XIV. Sin embargo, fue muy cauteloso en cuanto a la “reducción” de la Termodinámica a la Mecánica Estadística. Al analizar las analogías entre ambas disciplinas escribió:

“...it should be distinctly stated that, if the results obtained when the numbers of degrees of freedom are enormous coincide sensibly with the general laws of thermodynamics, however inter-

esting and significant this coincidence may be, we are still far from having explained the phenomena of nature with respect to these laws. For, as compared with the ease of nature, the systems which we have considered are of an ideal simplicity. Although our only assumption is that we are considering conservative systems of a finite number of degrees of freedom, it would seem that this is assuming far too much, so far as the bodies of nature are concerned. The phenomena of radiant heat, which certainly should not be neglected in any complete system of thermodynamics, and the electrical phenomena associated with the combination of atoms, seem to show that the hypothesis of systems of a finite number of degrees of freedom is inadequate for the explanation of the properties of bodies.”⁹³

Se puede considerar que el trabajo de Gibbs ha contribuido al desarrollo de la Termodinámica como el trabajo de Maxwell lo hizo al desarrollo del Electromagnetismo.

Gibbs, también se destacó en el desarrollo del álgebra vectorial, y en algunos aspectos de la astronomía.

Los méritos científicos de Gibbs fueron reconocidos formalmente por un gran número de sociedades científicas y universidades. Fue miembro de la Connecticut Academy of Arts and Sciences, de la National Academy of Sciences, de la American Academy of Arts and Sciences, de la American Philosophical Society, de la Dutch Society of Sciences, Haarlem, de la Bayerische Akademie der Wissenschaften, de la Royal Institution of Great Britain, de la Cambridge Philosophical Society, de la London Mathematical Society, de la Manchester Literary and Philosophical Society, de la Royal Academy of Amsterdam, de la Royal Society of London, de la Akademie der Wissenschaften zu Göttingen, del Institut Français, de la Physical Society of London y de la Akademie der Wissenschaften von Brandenburg und Berlin y de la Preußischen Akademie der Wissenschaften. Recibió grados honorarios del Williams College, y de las universidades de Erlangen, Princeton, y Christiana. En 1881 recibió la medalla Rumford de la American Academy of Boston, y en 1901 la Medalla Copley de la Royal Society of London.

13 – 6. Carathéodory y la entropía como teorema.

Constantin Carathéodory (1885 – 1955). Nacido en Munich, hijo de un diplomático turco es considerado en la literatura como “matemático griego”.

⁹³“...debería expresarse claramente que si los resultados, cuando el número de grados de libertad son enormes, coinciden con las leyes generales de la Termodinámica por más interesante y significativa que sea esta coincidencia, estamos lejos de haber explicado los fenómenos de la naturaleza mediante esas leyes. Ya que comparados con la naturaleza en reposo, los sistemas que hemos considerado son de una simplicidad ideal. Si bien nuestra única suposición es que estamos considerando sistemas conservativos con un número finito de grados de libertad, parecería que esto es demasiado pretencioso, demasiado en lo que concierne a los cuerpos de la naturaleza. Los fenómenos de calor radiante, que ciertamente no pueden despreciarse en un sistema termodinámico completo y los fenómenos eléctricos asociados con la combinación de los átomos parecen demostrar que la hipótesis de sistemas con un número finito de grados de libertad son inadecuados para la explicación de las propiedades de los cuerpos”. Willard Gibbs, J, (1902). *Elementary Principles in Statistical Mechanics*. Yale University Press. Pág. 166.

Estudió en la École Militaire de Belgique de donde egresó como ingeniero civil. Luego estudió matemáticas en la Universidad de Berlín y completó sus estudios en la Universidad de Göttingen, donde obtuvo su Ph.D. en 1904 bajo la supervisión de Hermann Minkowski. Fue profesor en las universidades de Hannover (1909), Breslau (1910-1913), Göttingen (1913-1918), y Berlin (1918-1920). En 1920 fue nombrado profesor de Matemática en la Universidad de Smyrna en Anatolia. Cuando los turcos arrasaron Smyrna, Carathéodory pudo salvar la biblioteca de la Universidad haciéndola trasladar a la Universidad de Atenas. Posteriormente enseñó Matemáticas en la Universidad de Munich.

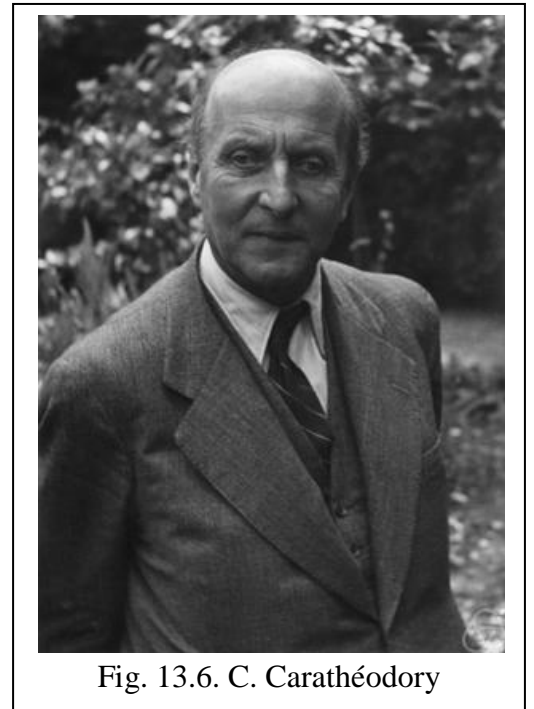


Fig. 13.6. C. Carathéodory

La idea fundamental del enfoque de Carathéodory está basada en el estudio de las formas y ecuaciones diferenciales pfaffianas.

Una ecuación diferencial de la forma

$$dF = X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + X_3 dx_3 + \dots + X_n dx_n$$

se conoce como una ecuación diferencial pfaffiana (o de Pfaff).

Carathéodory formuló dos teoremas relacionados con estas ecuaciones. El Primer Teorema de Carathéodory establece que:

Si para una expresión diferencial de Pfaff en cualquier número de variables existe un factor integrante, entonces en el dominio de estas variables y en una región arbitrariamente cercana a un punto P , existen otros puntos que son inaccesibles desde P a lo largo de una trayectoria que corresponda a una curva que sea solución de la ecuación diferencial Pfaffiana.

El Segundo Teorema de Carathéodory plantea lo siguiente:

Si una ecuación diferencial de Pfaff

$$dF = X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + X_3 dx_3 + \dots + X_n dx_n$$

tiene la propiedad de que en el dominio de sus variables, cada región en la vecindad de un punto P contiene otros puntos que son inaccesibles desde P a lo largo de una trayectoria que corresponda a una solución de la ecuación diferencial $dF = 0$, entonces existe un factor integrante para la expresión.

El punto central es que la expresión correspondiente al Primer Principio de la Termodinámica, por ejemplo, para el caso de una transformación infinitesimal reversible en la que sólo haya trabajo de volumen, tiene la forma:

$$\delta Q = dU + p dV$$

tiene la apariencia de una forma diferencial pfaffiana. Si además el sistema efectuase un trabajo superficial variando su superficie en ds

$$\delta Q = dU + p dV + \gamma ds$$

Para sistemas más complejos pueden existir otras formas de trabajo y la expresión del Primer Principio

$$\delta Q = dU + p dV + \gamma ds + X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + \dots + X_n dx_n$$

De acuerdo con el segundo teorema de Carathéodory, si para esta forma diferencial existen puntos inaccesibles (las condiciones de accesibilidad están determinadas por la forma de las funciones que acompañan a los diferenciales), entonces el diferencial δQ tiene un factor integrante

$$d\Phi = \delta Q/\lambda$$

de manera que existe una primera integral $\text{parad}\Phi$, lo que implica que es una función de punto (función de estado). Haciendo al factor integrante λ igual a la temperatura absoluta T , Carathéodory encontró que la función de estado Φ puede hacerse igual a la entropía. Mediante el cambio de variables, Φ por S y λ por T encontramos que si hay una transformación que lleva a un sistema desde un estado s_i hasta un estado s_f y para esa transformación la variación de la función de estado entropía puede encontrarse por

$$S_f - S_i = \int_{s_i}^{s_f} \frac{\delta Q}{T}$$

entonces, desde cualquier estado s_j próximo a cualquier estado s_k por el cual atraviesa el sistema, es imposible acceder a s_k mediante la expresión anterior.

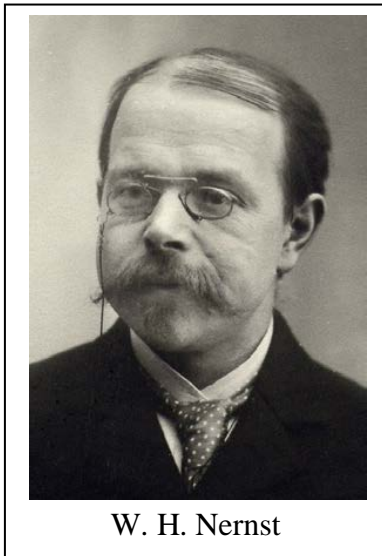
De la imposibilidad de alcanzar ciertos puntos (estados) se deriva la existencia de procesos imposibles. Así, todos los resultados obtenidos de la forma clásica pueden ser derivados a partir del segundo teorema de Carathéodory.

La deducción de Carathéodory es más abstracta que la clásica, pero tiene a su favor la ventaja de ser más general, precisa y rigurosa. Va de lo general a lo particular, se concentra en la forma general de las ecuaciones de los sistemas termodinámicos y no en características particulares de algunos sistemas (máquinas térmicas, refrigeradores, bombas de calor, etc.). Con el método clásico se tiene la situación opuesta, a partir de sistemas particulares se hacen extrapolaciones. Al utilizar el enfoque clásico de pronto puede resultar extraño el utilizar un postulado basado en el funcionamiento de una máquina térmica operando cíclicamente, a un sistema que consiste en un sólido deformable o el caso de un material con comportamiento viscoso o elástico.

Además de estas contribuciones al tratamiento matemático del Segundo Principio, Carathéodory realizó importantes contribuciones a la teoría de las funciones de varias variables, a la óptica geométrica y a la teoría especial de la relatividad.

Ya en el siglo XX se hicieron varios intentos de formalizar axiomáticamente el Segundo Principio de la Termodinámica. Entre ellos podemos citar los de Robin Giles⁹⁴, John B. Boyling⁹⁵, Josef M. Jauch⁹⁶ y Lieb e Yngvason⁹⁷. Todos ellos tomaron el trabajo de Carathéodory como punto de partida.

13 – 7. El tercer principio de la Termodinámica.



En 1906, Walter Hermann Nernst (1861 – 1941), quien trabajó en estrecha colaboración con Max Planck, formuló el llamado "*Teorema del calor*". En esa época los cambios de entropía asociados a las transformaciones químicas constituían un problema especial. El desarrollo de la criogenia había incentivado la investigación en la búsqueda de obtener sistemas en equilibrio en el cero absoluto y establecer así los valores de las magnitudes físicas y termodinámicas a esa temperatura. La técnica usual para alcanzar temperaturas tan bajas consistía en comprimir un gas en forma isotérmica y expandirlo adiabáticamente para aprovechar el "efecto Joule – Thomson". Mediante esa técnica, en 1906, el Laboratorio Criogénico de Leyden había logrado licuar el hidrógeno (p. eb. – 252,5 °C). Para obtener temperaturas más bajas aún, se comenzó a provocar ese efecto utilizando helio en vez de hidrógeno. Nernst encontró que a medida que disminuía la temperatura, el efecto térmico producido mediante la compresión isotérmica y la expansión adiabática era cada vez menor, de manera que el calor intercambiado tendía asintóticamente a cero a medida que la temperatura tendía al cero absoluto, lo que corroboraría que en el cero absoluto los intercambios de calor son imposibles. Suponiendo que los cambios se pudiesen efectuar en forma reversible, esto indicaría que a medida que la temperatura de un sistema tiende a cero la integral $\int dQ/T$ que mide la variación de entropía asociada a los procesos reversibles también tiende a cero. Esta propuesta se conoce históricamente como "Teorema del calor". Por sugerencia de Planck, Nernst postuló que la entropía en el cero absoluto de cualquier sustancia en un estado de pureza tal que sus cristales sean perfectos, es la misma y la variación de la capacidad calorífica a presión constante con la temperatura se aproxima asintóticamente a cero cuando la temperatura absoluta tiende

⁹⁴Giles, R. (1964). *Mathematical Foundations of Thermodynamics*. Pergamon Press. Oxford.

⁹⁵Boyling, J.B (1972). "An axiomatic approach to classical thermodynamics". Proceedings of the Royal Society of London 329, 35-72.

⁹⁶Jauch, J. M (1975) "*Analytical thermodynamics. Part 1. Thermostatistics-general theory*", Foundations of Physics 5, 111-132.

⁹⁷Lieb, E. - Yngvason, J. (1999) "*The physics and mathematics of the second law of thermodynamics*", Physics Reports 310, 1-96.

a cero. La extrapolación de los valores de energías libres y entalpías de diversas sustancias puras llevó a Nernst a postular que no sólo la entropía de los cristales perfectos de sustancias puras en el cero absoluto es la misma sino que ese valor constante es cero. De allí que uno de los enunciados del Tercer Principio de la Termodinámica es: *En el cero absoluto, la entropía de un cristal perfecto de cualquier sustancia pura es cero*. Como mediante el procedimiento comentado anteriormente no se puede alcanzar el cero absoluto, Fowler y Guggenheim⁹⁸ enunciaron el Tercer Principio de la Termodinámica como principio de impotencia *Es imposible, por idealizado que sea, cualquier procedimiento que pueda llevar a un sistema a un estado estable en el cero absoluto mediante un número finito de transformaciones*.⁹⁹

Bibliografía

- Boltzmann, L. E. (1896-98)** *Vorlesungen über Gastheorie* 2 vols, J. A. Barth, Leipzig
- Collins, M.W., Dougal, R.C., König, C.S., Roddock, L.S.,(Eds.), (2016):** *Kelvin, Thermodynamics and the Natural World*, Wit Press, Southampton.
- Darboux, G.(Ed), (1890):** *Œuvres de Fourier*, 2 Vols., Gauthier-Villars et Fils, Paris.
- Katz, M., (2016):** *Temas de Historia de la Química*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.
- Katz, M., (2017):** *Qué es esa cosa llamada entropía*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.
- Katz, M., (2017):** *Sadi Carnot y las máquinas térmicas*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.
- Katz, M., (2017):** *Temas de Química Física*, Asociación Química Argentina, Buenos Aires.
- Lieb, E. - Yngvason, J. (1999)** “*The physics and mathematics of the second law of thermodynamics*”, *Physics Reports* 310, 1-96.
- Magie, F. W., (Ed) (1899):** *The Second Law of Thermodynamics, Memoirs by Carnot, Clausius and Thomson*, Harper & Brothers Publishers, New York.
- Planck, M. (1948)** *Wissenschaftliche Selbstbiographie* J.A. Barth. Leipzig.
- Poincaré, H., (1908):** *Thermodynamique*, 2^o. Edition, Gauthier – Villars, Paris.
- Willard Gibbs, J., (1906):** *The Scientific Papers of J. Willard Gibbs*, Longmans, Green, and Co., London.

⁹⁸ **Fowler, R. H. - Guggenheim, E. A., (1940):** *Statistical Thermodynamics*, Cambridge University Press, p. 224.

⁹⁹ Mediante la técnica de desimantación adiabática nuclear, hoy en día se obtienen temperaturas absolutas negativas. Estos resultados experimentales, no invalidan los principios de la Termodinámica ya que a esas temperaturas los estados no son de equilibrio.

XIV. EL OCASO DEL ÉTER.

14 – 1. Introducción.

El siglo XIX se caracterizó por el desarrollo de nuevas teorías en los campos de la Óptica, la Electricidad y el Magnetismo. Esas teorías fueron acompañadas por el resurgimiento de hipótesis aristotélica de la existencia de un fluido que impregnaba todo el Universo y que era el responsable del movimiento del mundo supralunar, el éter. Los defensores del modelo ondulatorio de la luz, lo necesitaban como soporte para la propagación de las ondas de luz, los especialistas en magnetismo y en electricidad, explicaban su importancia como medio para las interacciones a distancia. Aun aquellos que sostenían las concepciones newtonianas, lo consideraban el soporte de las interacciones a distancia y la propagación de la luz.

A semejanza del flogisto, la comunidad científica aceptaba su existencia aunque no existía una forma empírica de corroborar sus propiedades y muchas veces, para justificar ciertas teorías le adjudicaban la propiedad de invadir los cuerpos densos y opacos. Como diría Thomas S. Kuhn, pasó a ser parte de la "*ciencia normal*", pero era imposible de detectar.

Uno de los métodos empíricos para comprobar su existencia y algunas de sus propiedades fue encarado, en 1881.

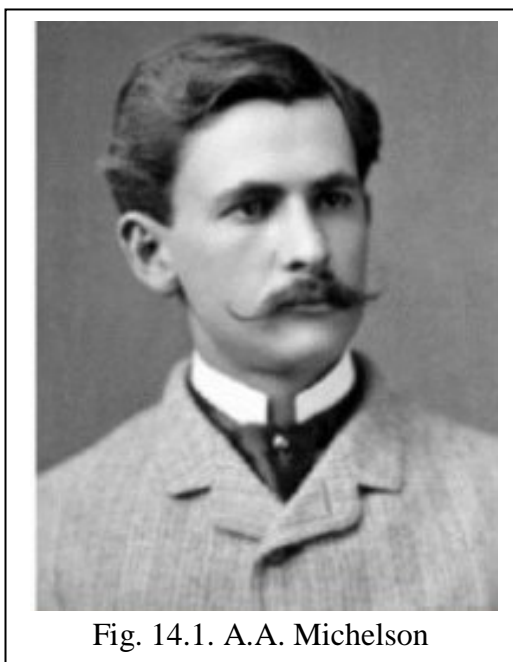


Fig. 14.1. A.A. Michelson

14 – 2. Michelson y la búsqueda del éter.

Albert Abraham Michelson, nació en Strelno, Prussia, el 19 de diciembre de 1852. En 1855 su familia emigró a los Estados Unidos, radicándose en la ciudad de Virginia, en el Estado de Nevada, pero luego se mudaron a San Francisco, donde Michelson cursó sus estudios primarios en una escuela pública e ingresó al High School en 1869. Al finalizar sus estudios secundarios, ingresó a la U.S. naval Academy de donde egresó como Alférez en 1873. Luego de un viaje de instrucción de dos años, fue designado instructor de Física y Química, bajo las órdenes del Almirante Sampson. En 1879, fue destinado a la Nautical Almanac Office, en Washington, para trabajar con Simon Newcomb, pero, en 1880, obtuvo una licencia para conti-

nuar sus estudios en Europa. Asistió a cursos en la Universidad de Berlín, en la Universidad de Heidelberg, en el Collège de France y en la École Polytechnique de París. En 1883, regresó a América y pidió la baja de la Armada para tomar la cátedra de Física de la Case School of Applied Science, en Cleveland, Ohio. Allí hizo docencia e investigación y el 1890 se trasladó a Worcester, Massachusetts para hacerse cargo de la cátedra de Física. En 1892, fue nombrado Profesor de Física y Director de Departamento en la recién creada Universidad de Chicago. Durante la Primera Guerra mundial, trabajó para la Armada y al finalizar la guerra, regresó a la Universidad de Chicago, donde en 1925 integró el Distinguished Service Professorships. En 1929, renunció para trabajar en el Observatorio de Mount Wilson, en Pasadena.

Durante su carrera, Michelson se ocupó de diversas ramas de la Física, pero sobresalió en sus investigaciones sobre Óptica. Realizó mediciones muy precisas, para la época, de la velocidad de la luz e inventó un interferómetro para descubrir el posible efecto del movimiento de la Tierra sobre la velocidad de la luz.

En 1881, publicó un trabajo sobre el supuesto movimiento del éter respecto de la Tierra¹⁰⁰. En este trabajo, partía de que la teoría ondulatoria de la luz suponía la existencia de un medio, llamado *éter*, cuyas vibraciones producen los fenómenos del calor y de la luz y del que se suponía que llenaba todo el espacio. Según Fresnel, el éter encerrado en los medios ópticos, participaba del movimiento de estos medios en una medida que dependía de los índices de refracción de dichos medios. Michelson supuso que, si el éter está en reposo y la Tierra moviéndose a través de él, el tiempo requerido para que la luz pase de un punto a otro sobre la superficie terrestre, debería depender de la dirección en la que la luz se mueva.

Llamando V a la velocidad de la luz; v a la velocidad de la Tierra respecto al éter; D a la distancia entre dos puntos; d a la distancia a través de la cual la Tierra se mueve mientras la luz viaja de un punto al otro; d_1 a la distancia en que se mueve la Tierra, mientras la luz pasa en la dirección opuesta y suponiendo que la dirección de la línea que une los dos puntos coincide con la dirección del movimiento de la Tierra, siendo T el tiempo requerido para que la luz pase de un punto al otro y T_1 el tiempo requerido para que pase en la dirección opuesta. Entonces

$$T = \frac{D+d}{V} = \frac{d}{v} \text{ y } T_1 = \frac{D-d}{V} = \frac{d_1}{v}$$

Además, llamó T_0 al tiempo que requeriría el éter para moverse entre esos dos puntos si la Tierra estuviera en reposo.

De estas suposiciones dedujo que $d = D \frac{v}{V-v}$ y $d_1 = D \frac{v}{V+v}$

de donde $T = \frac{D}{V-v}$ y $T_1 = \frac{D}{V+v}$

¹⁰⁰. "The relative motion of the Earth and of the luminiferous ether", *American Journal of Science*, 1881, 22: 120-129.

Entonces

$$T - T_1 = 2T_0 \frac{v}{V} \text{ (aprox.) y } v = \frac{T - T_1}{2T_0}$$

Por lo tanto, si pudiera medir $T - T_1$, dado que V y T_0 son conocidos, podría encontrar v , la velocidad del movimiento de la Tierra a través del éter. Pleno de optimismo, pensó que con la longitud de onda de la luz amarilla del sodio como estándar, esa cantidad, — si existe, — sería fácilmente medible.

A partir de las suposiciones anteriores, estimó que, si coinciden las direcciones de los movimientos de la luz y de la Tierra, todo el tiempo empleado en ir y volver, sería $T + T_1 = 2D \frac{V}{V^2 - v^2}$.

En cambio, si la luz hubiera viajado en una dirección que forme un ángulo recto con el movimiento de la Tierra, no se vería afectada en absoluto y el tiempo de ida y vuelta sería, por lo tanto, $2 \frac{D}{V} = 2T_0$. La diferencia entre los tiempos $T + T_1$ y $2T_0$ es

$$2DV \left(\frac{1}{V^2 - v^2} - \frac{1}{V^2} \right) = \tau$$

$$\tau = 2DV \frac{v^2}{V^2(V^2 - v^2)}$$

o, aproximadamente, $2T_0 v^2/V^2$. En el tiempo τ , la luz hubiese viajado una distancia $V\tau = 2VT_0 v^2/V^2 = 2D v^2/V^2$. Es decir, la distancia real que recorre la luz en el primer caso es mayor que en el segundo, en una cantidad $2D v^2/V^2$.

Michelson estimó que la relación entre la velocidad de la Tierra en su órbita y la de la luz en el aire es, aproximadamente, $\frac{v}{V} = \frac{1}{10000}$ por lo que $\frac{v^2}{V^2} = \frac{1}{100.000.000}$. Si $D = 1200 \text{ mm}$ o, en longitudes de onda de la luz amarilla del sodio, 2.000.000, entonces, en términos de la misma unidad, $2D v^2/V^2 = 4/100$.

Por lo tanto, si construía un aparato de tal manera que permitiese que dos haces de luz, que se mueven en direcciones que forman un ángulo recto entre sí, interfirieran, el haz que ha viajado en la dirección del movimiento de la Tierra, en realidad viajará 4/100 de una longitud de onda más lejos de lo que habría hecho, si la Tierra estuviera en reposo. El otro haz que forma un ángulo recto con el movimiento no se vería afectado.

Si el aparato se gira 90° para que el segundo haz se oriente hacia la dirección del movimiento de la Tierra, su trayectoria se alargaría 4/100 longitudes de onda. El cambio total en la posición de las bandas de interferencia sería 8/100 de la distancia entre las bandas, una cantidad fácilmente medible.

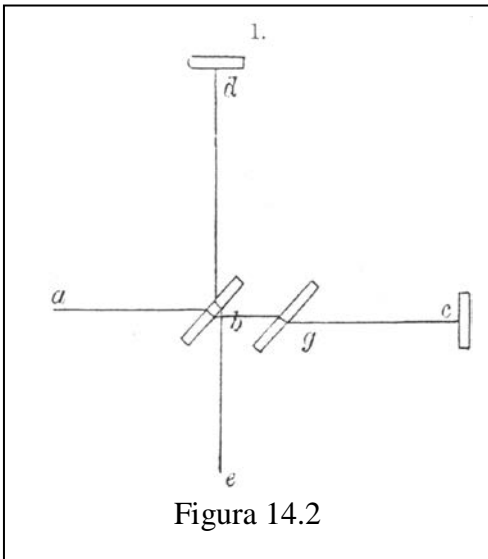


Figura 14.2

Para llevarlo a la práctica, hizo construir un aparato cuyo esquema de funcionamiento se grafica en la Figura 14.2. La luz de una lámpara *a*, pasaría a través del plano de una placa de vidrio *b*, parte la atraviesa y va al espejo *c*, y parte que se refleja y va al espejo *d*. Los espejos *c* y *d* eran de vidrio plano y plateados en la superficie frontal. Parte de la luz reflejada en *d*, se reflejó y otra se refractó hacia *e*. Parte de la luz refractada en el espejo *c* se refractó y otra se reflejó en *b*. En el tramo *be*, coincidían los dos haces.

La distancia *bd* se hacía igual a *bc*, y en la trayectoria del rayo *bc* se interpuso una placa de vidrio *g*, para compensar el grosor del vidrio *b*, que es atravesado por el rayo *bd*. Con esta disposición, los dos rayos habrían recorrido caminos iguales y estarían en condiciones de interferir.

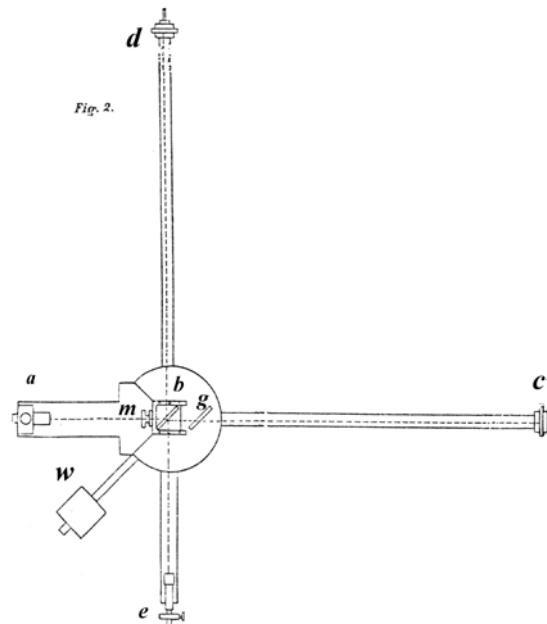


Figura 14.3. Vista en planta.

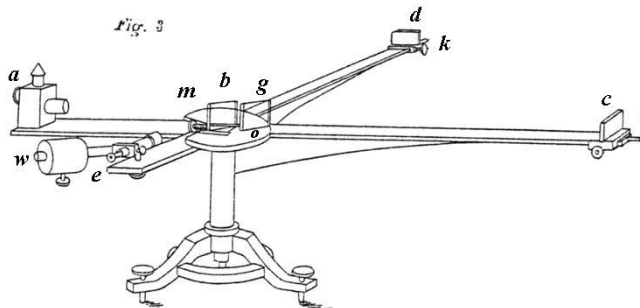


Figura 14.4. Vista en perspectiva

La fuente de luz, era una pequeña linterna provista de una lente, la llama está en el foco, se representa en *a*.

b y *g* eran dos vidrios planos, ambos cortados de la misma pieza; *d* y *c* eran los espejos de cristal plateado; *m* era un tornillo micrométrico que podía mover la placa *b* en la dirección de *be*. El telescopio *e*, para observar las bandas de interferencia, estaba provisto de un ocular micrométrico. *w* era un contrapeso.

En los experimentos, los brazos, *bd*, *bc*, estaban cubiertos por cajas de papel largas, (no representadas en las figuras,) para protegerlos de los cambios de temperatura. Fueron apoyados en los extremos exteriores por los pasadores *k*, *l*, y en el otro extremo por la placa circular *o*. Los ajustes se efectuaron de la siguiente manera:

Los espejos *c* y *d* se movieron hacia arriba lo más cerca posible de la placa *b*, y mediante el tornillo *m*; las distancias entre un punto en la superficie de *b* y los dos espejos se hicieron aproximadamente iguales mediante un par de compases. Un pequeño agujero hecho en una pantalla colocada delante de la lámpara sirvió para que al encenderla produjera un punto de luz; y la placa *b*, que se podía ajustar en dos planos, se movió hasta que las dos imágenes del punto de luz, que se reflejaban en los espejos, coincidieran. Luego se colocó un productor de llama de sodio que, a la vez, producía las bandas de interferencia. Estas podrían modificarse en su ancho, posición o dirección, mediante un ligero movimiento de la placa *b*, y cuando tuvieron un ancho conveniente y una nitidez máxima, se quitaba el productor de la llama de sodio y se lo sustituía nuevamente por la lámpara. El tornillo *m* se giraba lentamente hasta que reaparecieran las bandas. Por supuesto, estaban coloreados, excepto la banda central, que era casi negra. El telescopio de observación tenía que estar enfocado en la superficie del espejo *d*, donde las franjas eran más distintivas. El aparato completo, incluyendo la lámpara y el telescopio, se movía alrededor de un eje vertical.

El aparato fue construido por Schmidt y Hænsch de Berlín. Fue colocado en un muelle de piedra en el Instituto de Física de Berlín. La primera observación mostró, sin embargo, que debido a la extrema sensibilidad a las vibraciones del instrumento, el trabajo no se podía realizar durante el día. El experimento se intentó de noche. Cuando los espejos se colocaron a mitad de camino en los brazos, las franjas eran visibles, pero su posición no se pudo medir hasta después de las doce de la noche, y sólo a intervalos. Cuando los espejos se movían hacia los extremos de los brazos, las franjas solo se veían ocasionalmente.

Por lo tanto, resultaba que los experimentos no se podían realizar en Berlín, por lo que el aparato fue llevado al *Astrophysicalisches Observatorium* en *Potsdam*. Incluso allí los pilares de piedra ordinarios no eran suficientes para evitar las vibraciones, y el aparato fue transferido nuevamente, esta vez a un sótano cuyas paredes en forma de anillo, formaron la base del pilar de soporte del telescopio.

En circunstancias normales, las rayas podían medirse con suficiente claridad pero el instrumento era tan extraordinariamente sensible que aún la presión de un carro sobre el pavimento, a 100 metros de distancia del observatorio, hacía que las rayas desaparecieran por completo.

En esta época del año, a principios de abril, el movimiento de la Tierra en su órbita coincidía aproximadamente en longitud con la dirección estimada del movimiento del sistema solar, es decir, hacia la constelación de Hércules. La dirección de este movimiento se inclina en un ángulo de aproximadamente $+ 26^\circ$ con respecto al plano del ecuador, y en ese momento del año, la tangente del movimiento de la Tierra en su órbita forma un ángulo de $- 23 \frac{1}{2}^\circ$ con el plano del ecuador; por lo tanto, podemos decir que la resultante estaría dentro de los 25° del ecuador.

Cuanto más cerca estén las magnitudes de estas dos componentes entre sí, tanto más cerca coincidirán sus resultantes con el plano del ecuador.

En este caso, si el aparato se colocaba de manera que, al mediodía, los brazos apunten al norte y al este, el brazo que apunta al este coincidiría con el movimiento resultante de la Tierra, y el otro estaría formando un ángulo recto con el movimiento terrestre. Por lo tanto, si en este momento el aparato se giraba 90° , el desplazamiento de las franjas debía ser dos veces $8/100$ ó 0.16 de la distancia entre las franjas.

Si, por otro lado, como el movimiento del Sol es pequeño en comparación con el movimiento de la Tierra, el desplazamiento debería ser $\frac{6}{10}$ de $0,08$ o sea $0,048$. Tomando la media de estos dos números como el valor más probable, se podía decir que el desplazamiento que debía buscarse no estaría lejos de la décima parte de la distancia entre las franjas.

La principal dificultad que se temía al realizar estos experimentos era la que se debía a los cambios de temperatura de los dos brazos del instrumento. Estos eran de latón, cuyo coeficiente de expansión es $0.000019 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ y sus longitudes eran de aproximadamente 1000 mm , o $1.700.000$ longitudes de onda, si un brazo tuviera una temperatura solo una centésima de grado más alta que el otro, las franjas experimentarían un desplazamiento tres veces mayor que el que resultaría de la rotación.

Al comenzar la experimentación se encontró que el desplazamiento debido a la flexión de los brazos durante la rotación era tan considerable que el instrumento tuvo que ser devuelto al fabricante, con instrucciones para hacerlo girar tan fácilmente como fuera posible. En las tablas, se observó que, a pesar de esta precaución, se registraba un desplazamiento en una dirección particular.

Debido a la alta sensibilidad del instrumento a la vibración, no se pudo emplear el tornillo micrométrico del telescopio de observación y se lo sustituyó por una escala sobre el vidrio. La distancia entre las franjas cubría tres divisiones de escala, y la posición del centro de la franja oscura se estimó considerando cuartas partes de división, de modo que las separaciones estimadas eran correctas dentro del $\frac{1}{12}$.

Con frecuencia ocurría que, por alguna causa leve (entre otras, el salto, por calentamiento, de la linterna de estaño) las franjas cambiaban repentinamente de posición, en cuyo caso se rechazaba la serie de observaciones y se iniciaba una nueva serie. Al realizar el ajuste antes de la tercera serie de observaciones, se invirtió la dirección en la que se movían las franjas, al mover la placa de vidrio b , de modo que el desplazamiento en la tercera y cuarta serie debía tomarse con signos opuestos. Al final de cada serie, el soporte se hacía girar 90° y el eje se ajustaba cuidadosamente a la vertical por medio de los tornillos del pie y un nivel a burbuja.

	N	N.E.	E	S.E.	S	S.O.	O	N.O	Observ.
1ª revolución.	0,0	0,0	0,0	-8,0	-1,0	-1,0	-2,0	-3,0	Serie 1, tornillo marcado con la marca B, hacia el este
2ª	16,0	16,0	16,0	9,0	16,0	16,0	15,0	13,0	
3ª	17,0	17,0	17,0	10,0	17,0	16,0	16,0	17,0	
4ª	15,0	15,0	15,0	8,0	14,5	14,5	14,5	14,0	
5ª	13,5	13,5	13,5	5,0	12,0	13,0	13,0	16,0	
	61,5	61,5	61,5	X	58,5	58,5	56,5	54,0	
S	58,5	O.	56,5		N.E.	61,5	S.E.	60,0	
	120,0					120,0			
	118,0		118,0			114,0		114,0	
Exceso	+2,0					+6,0			
1ª revolución.	10,0	11,0	12,0	13,0	13,0	0,0	14,0	15,0	Serie 2 B Hacia el Sur
2ª	16,0	16,0	16,0	17,0	17,0	2,0	17,0	17,0	
3ª	17,5	17,5	17,5	17,5	17,5	4,0	18,0	17,5	
4ª	17,5	17,5	17,5	17,0	17,0	4,5	17,5	17,0	
5ª	17,0	17,0	17,0	17,0	16,0	3,0	16,0	16,0	
	78,0	79,0	79,5	81,5	80,5	X	82,0	82,5	
S.	80,5	O.	82,0		N.E.	79,0	S.E.	81,5	
	158,5		161,5			160,0		164,0	
	161,5					164,0			
Exceso	-3,0					-4,0			
1ª revolución.	3,0	3,0	3,0	3,0	2,5	2,5	2,5	10,0	Series 3 B hacia el oeste
2ª	18,0	17,5	17,5	18,0	18,5	19,0	19,5	26,0	
3ª	11,0	11,0	13,0	12,0	13,0	13,5	13,5	21,0	
4ª	1,0	0,0	0,5	0,5	0,5	0,0	0,0	14,0	
5ª	4,0	4,0	5,0	5,0	5,0	5,5	5,5	16,0	
	37,0	35,5	39,0	38,5	39,5	40,5	71,0	X	
S	39,5	W	41,0		N.E.	35,5	S.E.	38,5	
	76,5	80,0				76,0		79,5	
		76,5						76,0	
Exceso		+3,5						+3,5	
1ª revolución.	14,0	21,0	15,5	17,0	14,0	14,5	14,5	16,0	Serie 4, B. hacia el N.
2ª	10,0	20,0	12,0	12,0	13,0	13,0	13,0	13,5	
3ª	14,0	25,0	15,0	16,0	16,0	16,0	16,0	17,0	
4ª	18,0	27,0	18,5	18,5	18,5	19,0	20,0	21,0	
5ª	15,0	24,0	15,0	15,0	15,0	16,0	16,0	16,5	
	71,0	X	76,0	78,5	76,5	78,5	79,5	84,0	
S	76,5	W	79,5		N.E.	73,5	S.E.	78,5	
	147,5		155,5			152		162,5	
			147,5					152,0	
Exceso			+8,0					+10,5	

En esta tabla, el encabezado cada columna indica la dirección hacia la cual apunta el telescopio.

El pie de cada columna errónea está marcado con una X, y en los cálculos se sustituyeron por la media de los valores de los dos pies adyacentes.

Los números en las columnas son las posiciones del centro de la franja oscura en doceavos de la distancia entre las franjas.

En las dos primeras series, cuando las bases de las columnas N. y S. superaban las de las columnas E. y O., el exceso se denominó positivo. El exceso de las bases de N.E., S.O., sobre las de N.O., S.E., también se consideró positivo. En la tercera y cuarta serie esto se invirtió.

En las dos primeras series, cuando las bases de las columnas N. y S. superaban a las de las columnas E. y O., el exceso se consideró positivo. El exceso de las bases de N.E., S.O., sobre las de N.O., S.E., también se consideró positivo. En la tercera y cuarta serie esto se invirtió.

	N.S.	N.E.	S.O
Serie 1	+0,017		+0,050
Serie 2	-0,025		-0,033
Serie 3	+0,030		+0,030
Serie 4	+0,067		+0,087
	0,089		0,137
Media =	+0,022		+0,034

Por lo tanto, el desplazamiento fue

A favor de las columnas N. S. +0,022

A favor de las columnas N.E S.O +0,034

El primer valor es demasiado pequeño para ser considerado como que muestra un desplazamiento debido al simple cambio de dirección, y este último debería haber sido cero.

Los números fueron, simplemente, errores resultantes del experimento. De hecho, desde las bases de las columnas, se puede ver que los números aumentan (o disminuyen) con más o menos regularidad de izquierda a derecha.

Este cambio gradual, que no debería afectar en lo más mínimo a la variación periódica que buscábamos, requeriría por sí mismo un error muy grande, simplemente, porque la suma de las dos columnas más hacia la izquierda debe ser menor (o mayor) que la suma de las que están más a la derecha.

Esta opinión se vio ampliamente confirmada por el hecho de que cuando el exceso era positivo para la columna N.S., también era positivo para N.E., S.O., y donde era negativo, negativo. Por lo tanto, si podíamos eliminar este cambio gradual, podríamos esperar un error mucho menor. Esto se logró más fácilmente de la siguiente manera:

Sumando todas las bases de las cuatro series, la tercera y la cuarta con signo negativo, obtuvimos

N.	N.E.	E.	S.E.	S.	S.O.	O.	N.O.
31.5	31.5	26.0	24.5	23.0	20.8	18.0	11.0

o dividiendo por 20×12 para obtener las medias en términos de la distancia entre las franjas,

N.	N.E.	E.	S.E.	S.	S.O.	O.	N.O.
0.131	0.131	0.108	20.102	0.096	0.086	0.075	0.046

Si x es el número de la columna que cuenta desde la derecha e y el pie correspondiente, entonces mediante el método de los cuadrados mínimos se obtiene la ecuación de la línea recta que pasa más cerca de los puntos x, y —

$$y = 9,25 x + 64,5$$

Si construimos una curva con ordenadas iguales a la diferencia entre cada uno de los valores de y encontrados en la ecuación y el valor real de cada y , esa diferencia representará los desplazamientos observados, liberados del error en cuestión.

Estas ordenadas son:

N. N.E. E. S.E. S. S.O. O. N.O.
 -0.002 -0.011 -0.003 -0.001 -0.004 -0.003 -0.001 +0.018

N.	-0,002		E	+0,003		N.E.	- 0,011		N.O.	+0,018
S.	-0,004		W	-0,001		S.W.	-0,003		S.E.	-0,001
Media =	-0,003			+0,001		Media =	-0,007			+0,008
Exceso =	-0,004					Exceso =	-0,015			

Los pequeños desplazamientos - 0.004 y 0,015 son, simplemente, errores experimentales.

Los resultados obtenidos se muestran de manera más llamativa al construir la curva real junto con la curva que se debería haber encontrado si la teoría hubiera sido correcta. Esto se muestra en la figura. 4.

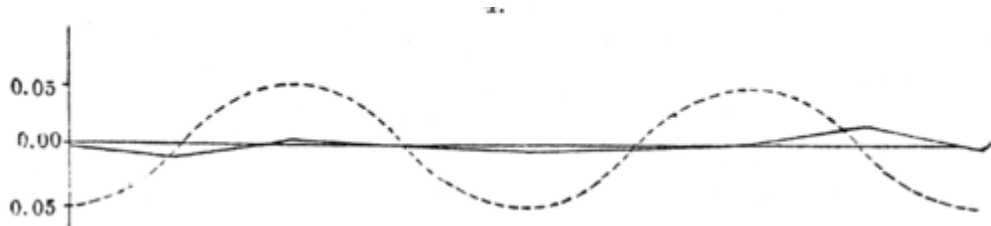


Figura 14.5

La curva de puntos se dibuja suponiendo que el desplazamiento que se espera es una décima parte de la distancia entre las franjas, pero si este desplazamiento fuera solo de 1/100, la línea discontinua coincidiría más con la línea recta que con la curva.

La interpretación de estos resultados es que no hay desplazamiento de las bandas de interferencia. El resultado de la hipótesis de un éter estacionario se muestra así como incorrecto, y la conclusión necesaria se deduce que la *hipótesis es errónea*.

Esta conclusión contradice directamente la explicación del fenómeno de la aberración que hasta esa época había sido generalmente aceptada, y que presuponía que la Tierra se mueve a través del éter, permaneciendo este último en reposo.

Al final de su trabajo, Michelson agregó un extracto de un artículo publicado en el *Philosophical Magazine* por George Gabriel Stokes en 1846.

"Todos estos resultados se derivarían inmediatamente de la teoría de la aberración que propuse en el número de julio de esta revista: ni he podido obtener ningún resultado que admita ser comparado con el experimento, que sería diferente según la teoría que adoptemos. Esto proporciona un ejemplo curioso de dos teorías totalmente diferentes que se ejecutan paralelas entre sí en la explicación de los fenómenos. No supongo que muchos estarían dispuestos a mantener la teoría de Fresnel, cuando se demuestre que se puede prescindir, ya que no estaríamos dispuestos a creer, sin una buena evidencia, que el éter se mueve con bastante libertad a través de la masa sólida de la Tierra. Sin embargo, habría sido satisfactorio si hubiera sido posible haber puesto a prueba las dos teorías mediante algún experimento decisivo".

En 1881, Alfred Potier (1840 – 1905) le escribió a Michelson haciéndole notar que había un error en el cálculo de la desviación de las bandas de interferencia, debido a que no había tomado en cuenta el efecto del movimiento de la Tierra sobre la trayectoria de los rayos que inciden en ángulo recto respecto del movimiento.

Ese error, y otros, también fue puntualizado por Hendrik Antoon Lorentz¹⁰¹ quien, además de observar que al deducir la fórmula para la cantidad a medir, el efecto del movimiento de la Tierra a través del éter en la trayectoria del rayo en ángulos rectos a este movimiento fue pasado por alto, encontró que este efecto no puede ser ignorado de ninguna manera. Su omisión, hacía que la cantidad a medir tenía, de hecho, solo la mitad del valor supuesto, y como ya estaba apenas más allá de los límites de los errores del experimento, la conclusión extraída del resultado del experimento podría ser cuestionada. Además, hizo notar que se requerían instrumentos de observación más precisos. El trabajo de Lorentz fue muy completo, por lo que hemos incluido su traducción al final de este capítulo como Anexo I.

Las críticas de Potier y de Lorentz eran tan razonables que, en 1886, con Edward Williams Morley, Michelson publicó un nuevo trabajo sobre el movimiento relativo del éter respecto de la Tierra¹⁰² y, al año siguiente, los autores publicaron un trabajo completo sobre el tema, en el cual mostraron un nuevo dispositivo de observación que le daba mayor precisión a los resultados, a la vez, que tomaban en cuenta los factores omitidos en el trabajo de 1881¹⁰³. La teoría del método utilizado, se puede exponer brevemente de la siguiente manera:

¹⁰¹"De l'influence du Mouvement de la Terre sur les Phen. Lum." *Archives Néerlandaises* xxi, 2me. live. 1886.

¹⁰²Michelson, A.A., Morley, E.W., "Influence of Motion of the Medium on the velocity of Light", *Am. Jour. Science*, Third Series., xxxi, 377, 1886.

¹⁰³Michelson, A. A., Morley, E.W., "On the relative motion of the Earth and the Luminiferous Ether", *Am. Jour. Science* —Third Series, Vol. XXXIV. No. 203.—Nov. 1887.

Sea sa , (Figura 14.6.1), un rayo de luz que se refleja parcialmente en ab , y en parte se transmite en ac , y es devuelto por los espejos b y c , a lo largo de ba y ca . ba se transmite en parte a lo largo de ad , y ca se refleja en parte a lo largo de ad . Si entonces los caminos ab y ac son iguales, los dos rayos interfieren a lo largo de ad . Si se supone ahora que el éter está en reposo, que todo el aparato se mueve en la dirección ac , con la velocidad de la Tierra en su órbita, las direcciones y distancias recorridas por los rayos se alterarán así: El rayo sa se refleja a lo largo de ab , (Figura 14.6.2): el ángulo bab , que es igual a la aberración (a), se devuelve a lo largo de ba_1 , ($aba_1 = 2a$), y va al foco del telescopio, cuya dirección no se modifica. El rayo transmitido se desplaza a lo largo de ac , se devuelve a lo largo de ca , y se refleja en a_1 haciendo que ca_1c sea igual a $90 - a_1$ y, por lo tanto, sigue coincidiendo con el primer rayo. Puede observarse que los rayos ba_1 y ca_1 no se encuentran exactamente en el mismo punto a_1 , pero la diferencia es de segundo orden; esto no afecta la validez del razonamiento. Ahora es necesario encontrar la diferencia entre las dos rutas aba_1 y ac_1 .

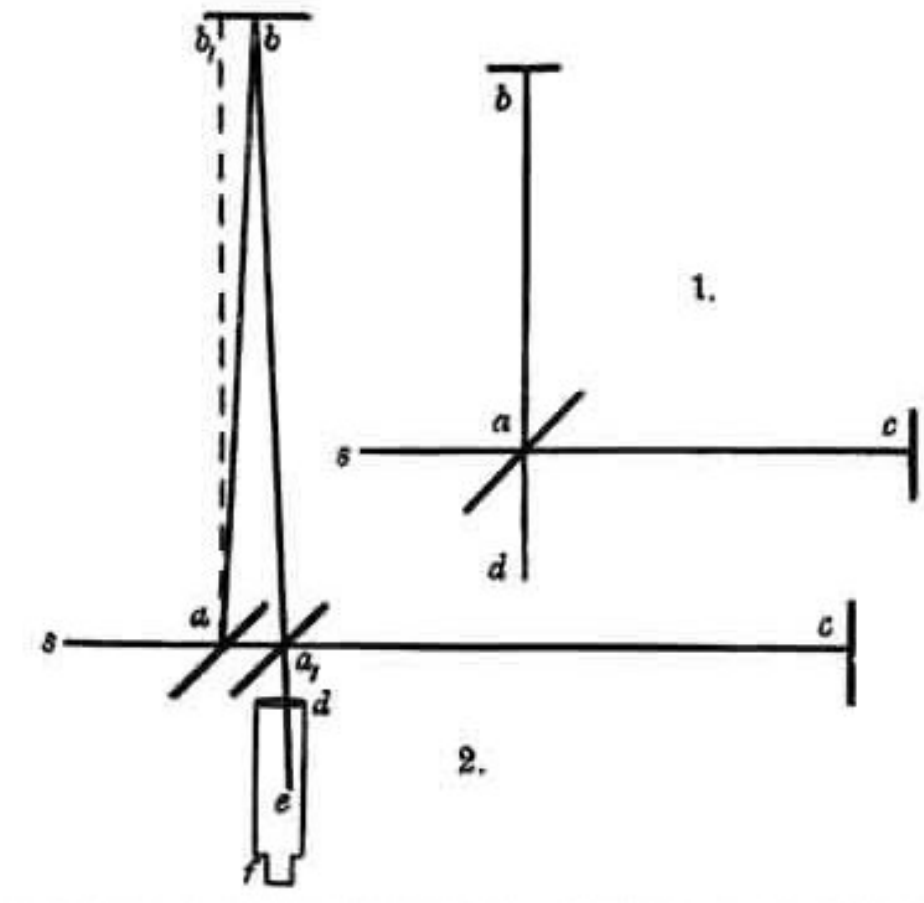


Figura 14.6.

Llamaron

V = la velocidad de la luz

v = la velocidad de la Tierra en su órbita.

D = la distancia ab o ac , (Figura 14.6.1).

T = el tiempo que demora la luz en pasar de a hasta c .

T_1 = el tiempo que demora la luz en regresar desde c hasta a_1 (Figura 14.6.2).

Entonces, $T = D/(V - v)$; $T_1 = D/(V + v)$. El tiempo completo de ida y vuelta será $T + T_1 = 2DV/(V^2 - v^2)$ y la distancia recorrida en ese tiempo será $2DV^2/(V^2 - v^2) = 2D(1 + v^2/V^2)$, despreciando los términos de cuarto orden. La longitud de la otra ruta es evidentemente $2D(1 + v^2/V^2)^{1/2}$ o con el mismo grado de precisión $2D(1 + v^2/2V^2)$, por lo tanto, la diferencia es Dv^2/V^2 . Si todo el aparato se gira 90° , esa diferencia se dará en la dirección opuesta. Por lo tanto, el desplazamiento de las franjas de interferencia debe ser $2Dv^2/V^2$. Considerando sólo la velocidad de la Tierra en su órbita, el desplazamiento sería $2D \times 10^{-8}$. Si, como fue el caso en el primer experimento, $D = 2 \times 10^6$ ondas de la luz amarilla del sodio, el desplazamiento que se espera sería 0,04 de la distancia entre las franjas de interferencia.

En el experimento de 1881, una de las principales dificultades encontradas fue hacer girar el aparato sin producir distorsión; Y otra dificultad fue su extrema sensibilidad a la vibración. Las vibraciones fueron tan grandes que fue imposible ver las franjas de interferencia, excepto a intervalos breves cuando ellos trabajan en la ciudad, incluso a las dos de la mañana. Debido a los problemas experimentales, la cantidad a observar, es decir, un desplazamiento de algo menos de una vigésima parte de la distancia entre las franjas de interferencia puede haber sido demasiado pequeña para ser detectada al estar enmascarada por errores experimentales. Las primeras dificultades nombradas fueron superadas por completo montando el aparato en una piedra maciza que flotaba sobre mercurio; y la segunda, al aumentar la trayectoria de la luz hasta aproximadamente diez veces su valor anterior, mediante la repetición de la reflexión.

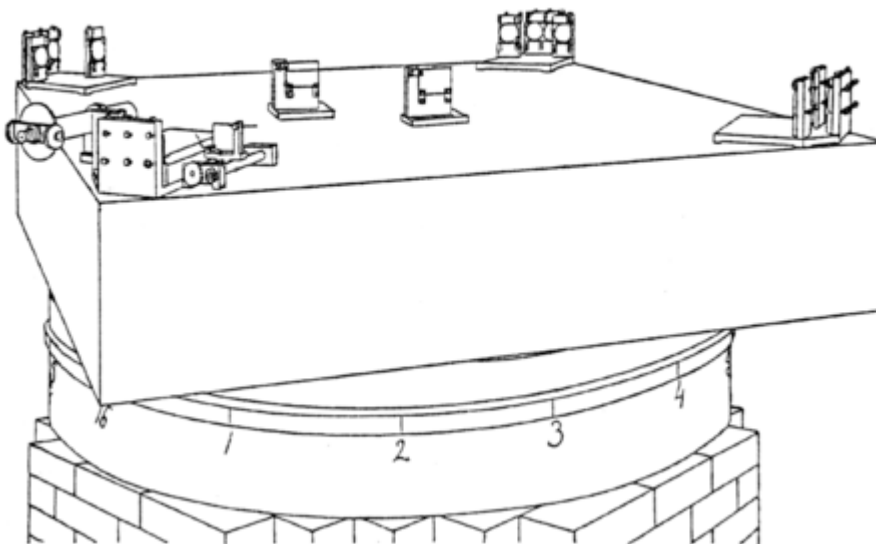


Figura 14.6.3.

La Figura 14.6.3 representa el aparato en perspectiva. La Figura 14.6.4, lo representa en planta y la Figura 14.6.5 representa una sección vertical.

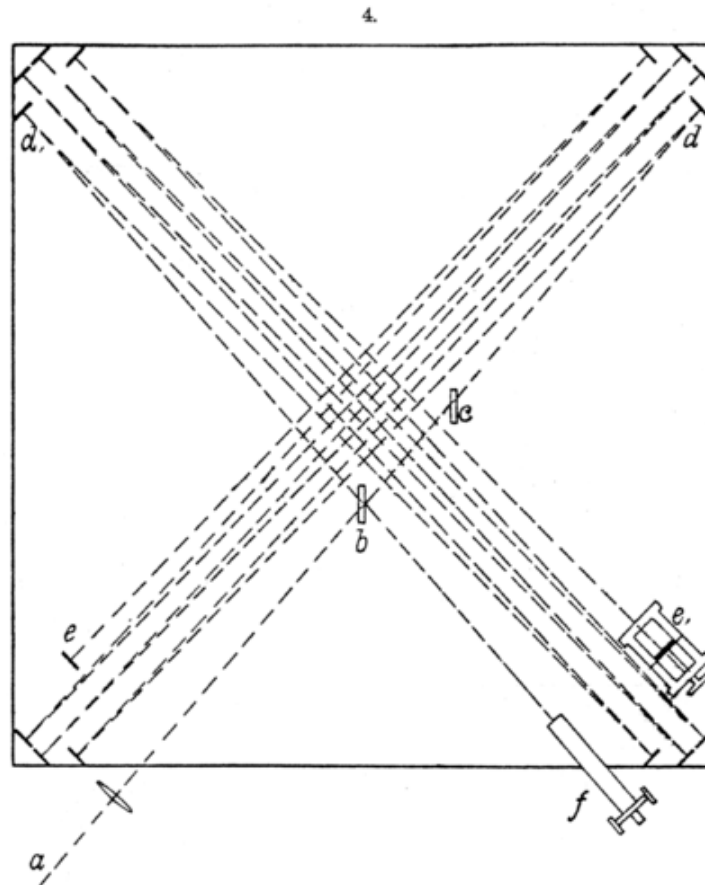


Figura 14.6.4.

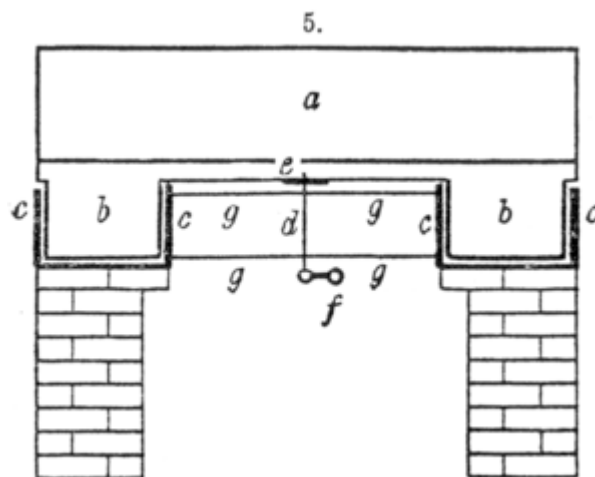


Figura 14.6.5.

La piedra *a* (Figura 14.6.5) tenía, aproximadamente, 1,5 metros cuadrados y 0,3 metros de espesor. Se apoyaba sobre un flotador de madera anular de 1,5 metros de diámetro exterior, 0,7 metros de diámetro interior y 0,25 metros de espesor. El flotador descansaba sobre el mercurio contenido en el canal de hierro fundido *cc*, de 1.6 centímetros de espesor y de dimensiones tales que dejaban un espacio libre de alrededor de un centímetro alrededor del flotador. Un pin *d*, guiado por los brazos *gggg*, encajaba en un zócalo *e* conectado al flotador. El pasador se podía introducir en el zócalo,

o retirar, mediante una palanca que giraba en f . Este pasador mantenía el flotador concéntrico con el canal, pero no soportaba ninguna parte del peso de la piedra. El canal anular de hierro descansaba sobre un lecho de cemento en un bajo muelle de ladrillos construido en forma de octágono hueco.

En cada esquina de la piedra se colocó un espejo (dd_1ee_1 , Figura 14.6.4). Cerca del centro de la piedra había un vidrio plano de caras paralela sb . La disposición era tal que la luz de una lámpara de Arganda, que pasaba a través de una lente, incidía sobre by , en parte, se reflejaba en d ; los dos haces seguían los caminos indicados en la figura, $bdedbf$ y $bd_1e_1d_1bf$ respectivamente, y fueron observados mediante el telescopio f . Ambos f y a giraban con la piedra. Los espejos eran espéculos metálicos, de cinco centímetros de diámetro, cuidadosamente trabajados para superficies ópticamente planas, y las lentes b y c eran planas paralelas y del mismo grosor. 1,25 cm y cuyas superficies eran 5.0 cm por 7.5 cm. La segunda de estas lentes se colocó en el camino de uno de los haces para compensar el paso del otro haz a través del mismo espesor de vidrio. La totalidad de la parte óptica del aparato se mantuvo cubierta con una cubierta de madera para evitar las corrientes de aire y los rápidos cambios de temperatura.

Los recorridos de los dos haces se midieron con una precisión de la décima de milímetro. Para anular la diferencia de las longitudes de los dos caminos, se recurría al espejo e_1 que soportaba tres ajustes, uno en la altitud, otro en azimut y un tercero en la dirección del rayo incidente, pudiendo deslizarse hacia adelante o hacia atrás, pero manteniéndose exactamente paralelo a su plano anterior.

Una vez establecidas las trayectorias como prácticamente iguales, se hicieron coincidir con el telescopio las dos imágenes de la fuente de luz y el telescopio se ajustó para poder distinguir las bandas de interferencia. Cuando se observaron las bandas de interferencia, la luz de sodio fue sustituida por luz blanca. Para hacer las bandas lo más nítidas posible, se ajustó la posición del espejo e_1 mediante un tornillo micrométrico que en cada giro producía una modificación en el camino equivalente a unas 1000 longitudes de onda. De esta manera se pudieron observar franjas de interferencia muy nítidas.

Las observaciones se realizaron de la siguiente manera: Alrededor del canal de hierro fundido había dieciséis marcas equidistantes. El aparato se hacía girar muy lentamente (una vuelta en seis minutos) y después de unos minutos, en el momento de pasar una de las marcas, el alambre cruzado del micrómetro se colocaba en la parte más clara de las franjas de interferencia. Al pasar por cada marca se anotaba la lectura de la cabeza del tornillo en el micrómetro. Así a lo largo de seis revoluciones. Con los datos recogidos se confeccionaron dos tablas. Una con los resultados obtenidos al mediodía y la otra con los resultados experimentales alrededor de las seis de la tarde. Las lecturas correspondían a las divisiones de las cabezas de los tornillos. El ancho de las franjas variaba de 40 a 60 divisiones, con un valor medio cercano a 50, de modo que una división significaba 0.02 longitudes de onda. En las observaciones realizadas al mediodía el dispositivo giraba en sentido contrario al de las observaciones de la tarde.

Los resultados obtenidos se muestran en las tablas de la Figura 14.6.7.

OBSERVACIONES AL MEDIODÍA.																	
	16.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.	16.
Julio 8	44.7	44.0	43.5	39.7	35.2	34.7	34.3	32.5	28.2	26.2	23.8	23.2	20.3	18.7	17.5	16.8	13.7
Julio 9	57.4	57.3	58.2	59.2	58.7	60.2	60.8	62.0	61.5	63.3	65.8	67.3	69.7	70.7	73.0	70.2	72.2
Julio 11	27.3	23.5	22.0	19.3	19.2	19.3	18.7	18.8	16.2	14.3	13.3	12.8	13.3	12.3	10.2	7.3	6.5
Media	43.1	41.6	41.2	39.4	37.7	38.1	37.9	37.8	35.3	34.6	34.3	34.4	34.4	33.9	33.6	31.4	30.8
Media en λ .	.862	.832	.824	.788	.754	.762	.758	.756	.706	.692	.686	.688	.688	.678	.672	.628	.616
	.706	.692	.686	.688	.688	.678	.672	.628	.616								
Media final	.784	.762	.755	.738	.721	.720	.715	.692	.661								
OBSERVACIONES A LA TARDE																	
Julio 8	61.2	63.3	63.3	68.2	67.7	69.3	70.3	69.8	69.0	71.3	71.3	70.5	71.2	71.2	70.5	72.5	75.7
Julio 9	26.0	26.0	28.2	29.2	31.5	32.0	31.3	31.7	33.0	35.8	36.5	37.3	38.8	41.0	42.7	43.7	44.0
Julio 12	66.8	66.5	66.0	64.3	62.2	61.0	61.3	59.7	58.2	55.7	53.7	54.7	55.0	58.2	58.5	57.0	56.0
Media	51.3	51.9	52.5	53.9	53.8	54.1	54.3	53.7	53.4	54.3	53.8	54.2	55.0	56.8	57.2	57.7	58.6
Media en λ .	1.026	1.038	1.050	1.078	1.076	1.082	1.086	1.074	1.068	1.086	1.076	1.084	1.100	1.136	1.144	1.154	1.172
	1.068	1.086	1.076	1.084	1.100	1.136	1.144	1.154	1.172								
Media final	1.047	1.062	1.063	1.081	1.088	1.109	1.115	1.114	1.120								

Figura 14.6.7.

Los resultados de las observaciones se expresan gráficamente en la fig. 14.6.8. La parte superior es la curva para las observaciones al mediodía, y la más baja para las observaciones nocturnas. Las curvas de puntos representan una octava parte de los desplazamientos teóricos. De la figura, parece correcto concluir que, si hay algún desplazamiento debido al movimiento relativo de la Tierra y el éter, esto no puede ser mucho mayor que 0,01 de la distancia entre las franjas

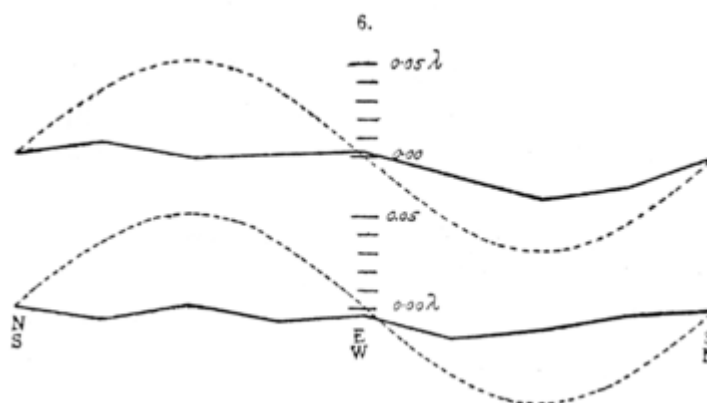


Figura 14.6.8

Si sólo se toma en cuenta el movimiento de la Tierra en su órbita, este desplazamiento debería ser $2Dv^2 / V^2 = 2D \times 10^{-8}$. La distancia D era de unos once metros, (2×10^7 longitudes de onda de luz amarilla); por lo tanto, el desplazamiento que debía esperarse era de 0,4 franjas. El despla-

miento real fue *ciertamente* menor que la vigésima parte de esto, y *probablemente* menos que la cuadragésima parte. Pero como el desplazamiento es proporcional al cuadrado de la velocidad, la velocidad de la Tierra relativa al éter es *probablemente* menor que un sexto de la velocidad orbital de la Tierra, y *ciertamente* menor que un cuarto.

En este experimento, Michelson y Morley, sólo consideraron el movimiento orbital de la Tierra, por lo que hicieron la salvedad que, si se combina con el movimiento del sistema solar, el resultado tendría que modificarse. Por ello, se propusieron repetir el experimento cada tres meses.

La conclusión a la que arribaron los autores, fue que si hay algún movimiento relativo entre la Tierra y el éter, debe ser pequeño, lo suficientemente pequeño para refutar la explicación de la aberración dada por Fresnel. En 1845, Stokes había propuesto una teoría de la aberración partiendo de la suposición de que, en la superficie de la Tierra, el éter está en reposo con respecto a la Tierra lo que parecía estar confirmado por el experimento de Michelson y Morley. Sin embargo, Lorentz¹⁰⁴ demostró que las condiciones en el modelo de Stokes son incompatibles y propuso un modelo de comportamiento que eliminaba por completo el "arrastré del éter" y retomó el modelo de Fresnel con algunas modificaciones. Para evitar la contradicción con el experimento de Michelson - Morley, en 1889, conjuntamente con George Francis Fitzgerald, introdujeron la hipótesis de la contracción de la longitud con el movimiento por un factor $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$.

Con el Profesor Edward Williams Morley, demostró, mediante su interferómetro que la velocidad de la luz es constante en todos los sistemas de referencia inerciales. El instrumento también permitía medir distancias con gran precisión a partir de las longitudes de onda de la luz. A pedido del International Committee of Weights and Measures, Michelson determinó el metro estándar en términos de la longitud de onda de la luz que emite el cadmio. En 1898, inventó el espectroscopio de prisma escalonado¹⁰⁵ y, durante la Guerra desarrolló un telémetro adaptable a las embarcaciones. Luego de finalizada la guerra, dirigió su interés a la Astronomía y en 1920, usando una versión mejorada de su interferómetro, pudo medir el diámetro de la estrella Betelgeuse, lo que constituyó la primera determinación de las dimensiones de una estrella que se consideró precisa.

Michelson contribuyó con numerosas publicaciones científicas, entre las cuales se encuentran "Experimental Determination of the Velocity of Light"¹⁰⁶, "*Light Waves and their Uses*"¹⁰⁷ y "*Studies in Optics*"¹⁰⁸.

Michelson fue honrado con memberships de varias sociedades científicas norteamericanas y europeas. Fue Presidente de la American Physical Society (1900), de la American Association for the Advancement of Science (1910 - 1911), de la National Academy of Science (1923 - 1927), electo

¹⁰⁴ Las críticas de Lorentz a las ideas de Stokes y las conclusiones de Michelson y Morley, pueden consultarse en el Anexo I, al final de este Capítulo.

¹⁰⁵ *Astrophysical Journal*, 8, 36, 1898.

¹⁰⁶ *Proc. Amer. Ass. Advanc.Sci.* 27, 71 (1878) 8.

¹⁰⁷ (1903) University of Chicago Press, Chicago.

¹⁰⁸ (1927) University of Chicago Press, Chicago.

Fellow de la Royal Astronomical Society, de la Royal Society of London, de la Optical Society. Fue incorporado como Miembro extranjero de la Académie des Sciences.

Fue galardonado con el Premio Nobel de Física, 1907 por sus instrumentos ópticos de precisión y las investigaciones espectroscópicas y metrológicas realizadas con ayuda de éstos. Ese mismo año la Royal Society of London le entregó la Medalla Copley. La Società Italiana delle Scienze, le había dado la Medaglia Matteucci, en 1912, The Franklin Institute le otorgó la Ellio Cresson Medal; en 1916, la National Academy of Sciences le otorgó la Medalla Henry Draper; en 1923, el Franklin Institute le otorgó la Medalla Franklin. Ese mismo año, la Royal Astronomical Society le otorgó la Medalla de oro y en 1929, la Physical Society le entregó la Medalla Duddel.

En 1899, Michelson se casó con Edna Stanton, de Lake Forest, Illinois. Tuvieron cuatro hijos, tres mujeres y un varón.

Albert A. Michelson falleció el 9 de mayo de 1931.

14 – 3. La hipótesis de FitzGerald.

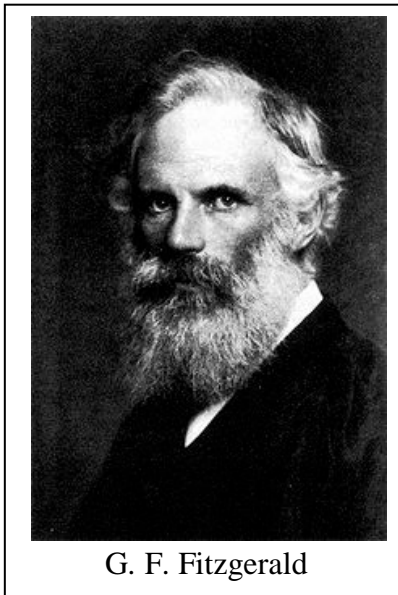
George Francis FitzGerald, nació en Dublin el 3 de agosto de 1851. Hijo del Obispo de Cork, recibió educación primaria en su casa, al igual que sus hermanos. A los 16 años ingresó al Trinity College, Dublin, donde estudió Física y Matemáticas, graduándose en 1871 como el mejor estudiante de su promoción. Luego de desarrollar allí actividades docentes, en 1877 fue electo Fellow de esa institución. En 1881 fue nombrado Professor of Natural and Experimental Philosophy. El centro de sus actividades científicas fue el análisis y perfeccionamiento de la teoría electromagnética de Maxwell. En 1883, supuso que una corriente eléctrica oscilante debería generar ondas electromagnéticas y propuso un dispositivo para comprobarlo¹⁰⁹, tema sobre el cual trabajó Heinrich Hertz entre 1887 y 1889. En 1888, Oliver Heaviside, publicó un trabajo¹¹⁰ con las ecuaciones que dan la distorsión del campo eléctrico que produce una carga eléctrica en movimiento donde formuló la hipótesis de que todo cuerpo en movimiento sufría una contracción de sus dimensiones en la dirección del movimiento. Esa distorsión se verifica en las componentes longitudinales del campo pero no en las transversales. Heaviside predijo específicamente la ecuación que cumpliría un campo eléctrico \mathbf{E} en un punto que muestra un desplazamiento \mathbf{r} del centro de distribución de carga, con un ángulo θ entre \mathbf{r} y la dirección del movimiento. Esa ecuación sería

$$\mathbf{E} = (q\mathbf{r}/r^2) (1 - v^2 \text{sen}^2\theta/c^2)^{-3/2}.$$

¹⁰⁹ "On a Method of Producing Electromagnetic Disturbances of Comparatively Short Wave-Lengths," *Report of the British Association for the Advancement of Science*, 1883, pp. 404- 405. *Electrician*, 11 (1883) 519.

¹¹⁰ O. Heaviside (1888), 'The electro-magnetic effects of a moving charge', *Electrician* 22,147-148.

FitzGerald concebía a las fuerzas intermoleculares como de origen electromagnético. De acuerdo con la conclusión de Heaviside, al producirse un movimiento, esas fuerzas se volverían anisótropas, provocando que un cuerpo rígido altere su forma en la dirección de ese movimiento. Por lo tanto una radiación electromagnética podría alterar las dimensiones del cuerpo a lo largo de la dirección en que se desplaza y, en cierta medida, anular el efecto debido a la diferencia de caminos en el interferómetro de Michelson y Morley. Por ello, envió una carta a la revista *Science*¹¹¹, en la que, tomando en cuenta algunos experimentos que llevaban a la conclusión que el éter no podría variar su velocidad en cantidades apreciables al entrar en contacto con el aire atmosférico, sugería, sólo como hipótesis para conciliar estos resultados con los experimentos de Michelson y Morley, que la longitud de un cuerpo material cambia a medida que se mueve a través del éter en una cantidad que depende de la relación entre el cuadrado de su velocidad y el cuadrado de la velocidad de la luz. Esta hipótesis tomaba como base el conocimiento de que las fuerzas eléctricas son afectadas por el movimiento relativo al éter de los cuerpos electrificados y que no parece improbable la suposición de que las fuerzas moleculares son afectadas por ese movimiento por lo que, en consecuencia, es alterado el tamaño del cuerpo. Para corroborar esa hipótesis, FitzGerald sugería una serie de experimentos entre cuerpos electrificados ubicados en distintas partes de la zona ecuatorial del planeta, para determinar, mediante electrómetros de cuadrante muy precisos, las variaciones en las atracciones tanto diurnas, — debidas a la rotación diaria de la Tierra — como anuales, — debidas a la velocidad de la Tierra en su órbita alrededor del Sol.



FitzGerald publicó varios trabajos en los que analizó distintos aspectos que deberían caracterizar al éter¹¹², pero en ninguno hay una referencia concreta a la hipótesis sobre la contracción de la longitud. La hipótesis de FitzGerald, también fue mencionada por Oliver Lodge en varios de sus trabajos, aunque de manera cualitativa.¹¹³

A pesar de que el trabajo de Heaviside es más cuantitativo y anterior a la carta de FitzGerald a la revista *Science*, la contracción de la longitud en la dirección de un cuerpo en movimiento, aplicada posteriormente, en 1892, por Lorentz, se llama "Contracción de Lorentz-FitzGerald".

En el Tomo III, en el capítulo referido a la Teoría de la relatividad, ampliaremos los detalles sobre la obra de Oliver Lodge, Oliver Heaviside y Hendrik Antoon Lorentz.

¹¹¹G. F. FitzGerald (1889), 'The Ether and the Earth's Atmosphere', *Science* 13, 390.

¹¹² Los trabajos científicos de FitzGerald fueron recopilados por Joseph Larmor en 1902 y publicados bajo el título "*The Scientific Writings of the Late George Francis FitzGerald*" (Hodges, Figgis & Co. Ltd, Dublin, 1902).

¹¹³ Oliver Lodge: " On the present state of Knowledge of The Connection between Ether and Matter, An Historical Summary", *Nature*, (1892), 46, pp. 164 – 165; "Aberration Problems", *Phil. Trans.*, CLXXXIV,A, (1893), pp. 727 – 804.

Bibliografía

Hunt, B. J., () “Practice vs. Theory” *The British Electrical Debate, 1888 – 1891*. *Isis*, 1983, 74: 341 – 355.

Larmor J.,(1900): "The Relations Between Ether and Matter", *Nature*, July 19, pp. 265 – 266.

Larmor, J., (1902): *The Scientific Writings of the late George Francis FitzGerald*, Hodges, Figgis & Co, Dublin.

Michelson Livingston, D., (1973): *The Master of Light. A Biography of Albert A. Michelson*, University of Chicago Press, Chicago and London.

Wittaker, E., (1951): *A History of the Theories of Aether and Electricity*, Thomas Nelson and Sons Ltd., Edinburgh.

ANEXO I

LA INFLUENCIA DEL MOVIMIENTO DE LA TIERRA SOBRE LOS FENÓMENOS LUMINOSOS.*

Por. H. A. LORENTZ

§1. La aberración de la luz que, según la teoría de la emisión resulta directamente de la composición de dos movimientos rectilíneos es bastante menos fácil de explicar con la teoría de las ondulaciones. Mientras que el movimiento de partículas luminosas emitidas por un astro puede ser considerado como independiente del movimiento de la Tierra, eso no sería lo mismo para la propagación de ondas luminosas si el medio en el cual ella se opera es arrastrado por nuestro planeta. En la teoría ondulatoria uno es llevado a considerar, en primer lugar, en qué medida el éter participa en el movimiento de los cuerpos que lo atraviesan. El examen de esta cuestión no interesa solamente a la teoría de la luz, sino que ha adquirido una importancia muy general después que resulta probable que el éter juega un rol en los fenómenos de la electricidad y el magnetismo.

§2. Fresnel¹, como dijimos, admitió que el éter, El éter, en las proximidades de la Tierra, no participa en el movimiento de la Tierra, por lo que las vibraciones luminosas que emanan de una estrella se propagan a la superficie de nuestro globo sin que se vean afectadas de alguna manera por su movimiento. Sea SA (Figura 1) la dirección de la cual nos llega el movimiento luminoso de la estrella S; perpendicularmente a esa dirección pongamos una pantalla opaca V_1 , provista de una abertura a_1b_1 . Supondremos que esa pantalla sea arrastrada por la Tierra en su movimiento, que nos representaremos, en la Figura, dirigido de izquierda a derecha; este movimiento no afecta en nada al éter que la envuelve. Todos los puntos de la abertura, son alcanzados al mismo tiempo por una vibración proveniente de S; luego se convierten, según el principio de Huygens, en nuevos centros de alteración para el éter situado detrás de V_1 , y en cada punto de ese medio el movimiento luminoso es el resultado de la interferencia de los movimientos emitidos por los diferentes puntos de la abertura.

* "De l'influence du mouvement de la Terre sur les phénomènes lumineux" *Archives Néerlandaises*, T. XXI, (1887), pp. 103 – 176.

¹ *Ann. de Chim. et de Phys.*, T. IX, p. 57, (*Œuvres complètes*, II, p. 627).

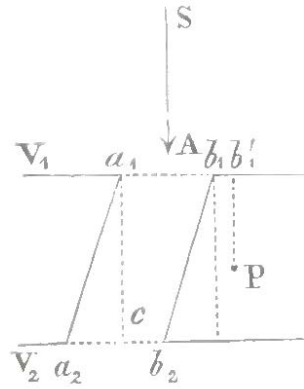


Figura 1

En la teoría de la difracción, se muestra que cuando la pantalla está estacionaria, la intensidad luminosa no tiene un valor apreciable dentro del cilindro que tiene a_1, b_1 , por base y cuyas generatrices a_1, c son paralelas a SA , al menos si, como supongo, el ancho de la abertura es muy grande en comparación con la longitud de onda.

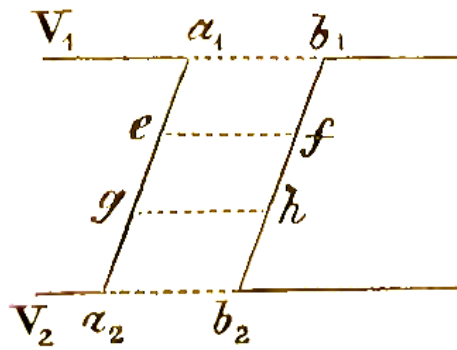
Cuando la pantalla se está moviendo, las cosas son un poco diferentes. Un punto P , detrás de la pantalla, recibe en el momento t un movimiento luminoso de todos los puntos del plano F , que estaban en la apertura móvil en el momento en que debían emitir una vibración para que llegara a P en el momento indicado. Los puntos de V_1 , que se encuentran a distancias desiguales de P , la parte de este plano a la que P debe su movimiento ocupa una extensión que no coincide exactamente con el ancho de la abertura. Considere el caso donde P está a la derecha del centro del haz transmitido por la abertura, que se encuentran a distancias desiguales de P , la parte de este plano a la que P debe su movimiento ocupa una extensión que no coincide exactamente con el ancho de la abertura. Considere el caso donde P está a la derecha del centro del haz transmitido por la abertura. Si la pantalla tenía la posición representada por la figura en el momento de la salida por a_1 , el movimiento luminoso que llegará a P en el instante t , es evidente que en el instante posterior, cuando alcance P , en el mismo momento se producirá una vibración, desde el elemento de apertura más a la derecha, la pantalla se desplazará levemente, de modo que, por ejemplo, el borde b_1 , haya alcanzado b_1' . Por lo tanto, el punto P recibe, en el tiempo t , el mismo movimiento luminoso que si la pantalla estuviera inmóvil, pero la abertura tuviera un ancho a_1, b_1' . De lo que se acaba de recordar acerca de la difracción por una abertura inmóvil, se deduce que la intensidad luminosa en P será apreciable o no, según si el ángulo a_1, b_1', P es agudo u obtuso. Por lo tanto, P se sitúa en el límite de la luz y la oscuridad, cuando la bajada perpendicular de P al plano V_1 pasa por el punto donde estaba el borde derecho de la abertura en un momento que puede representarse por $t - l/A$, l designa la longitud de esta perpendicular y A la velocidad de propagación de la luz. Una condición similar existe para el otro borde del haz de luz. Sea ahora una segunda pantalla, provista de una abertura a_2, b_2 igual a a_1, b_1 e intente colocar esta pantalla de modo que todo el movimiento de luz transmitido por a_1, b_1 , se recoja en a_2, b_2 . Denotemos con L la distancia entre las dos pantallas. La abertura a_2, b_2 debe entonces, en el tiempo t , ocupar una posición tal que las perpendiculares bajadas de sus bordes en V_1 se encuentren con los bordes de a_1, b_1 , en la situación que tenían en el tiempo $t - L/A$. De esto se deduce que, al mismo tiempo, las dos aberturas deben colocarse una en relación con la otra como se indi-

ca en la FIG. 1, y determinado por la ecuación, $tg a_2a_1c = g/A$, si g es la velocidad con la que la pantalla A . se transporta de izquierda a derecha.

Esto nos lleva, en la hipótesis del éter inmóvil, a la explicación conocida que reduce la aberración de la composición de dos movimientos rectilíneos.

Si representamos la figura completa transportada con la Tierra, las aberturas a_1, b_1, a_2, b_2 siempre retienen la posición indicada en la fig. 2. El movimiento luminoso transmitido en cierto momento por a_1, b_1 se encuentra sucesivamente en las secciones ef, gh , etc. del cilindro oblicuo a_1, b_1, a_2, b_2 . Este cilindro determina así el movimiento relativo de la luz con respecto a la Tierra; Podemos aplicarle la denominación de *haz luminoso relativo*, y a las líneas que lo limitan, como a_1, b_1 y a_2, b_2 , la de *rayos relativos*.

Fig. 2.

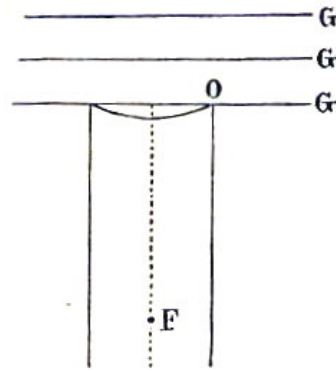


De lo que se acaba de decir, la hipótesis de Fresnel explicaría inmediatamente la aberración observada, si la ubicación de los cuerpos celestes se determinara por medio de dos pantallas opacas con pequeñas aberturas que, paralelas a la dirección en la que se mueven, no imprimen su movimiento al éter. Pero utilizamos lentes, es decir, instrumentos que están cerrados por todos lados y eso es lo que hace que sean necesarias nuevas consideraciones.

De hecho, es fácil demostrar que si el telescopio en su conjunto, con toda la materia que contiene está en su tubo o el vidrio de sus lentes, participa en el movimiento de la Tierra, no podríamos observar tal aberración incluso si, se acepta la hipótesis de Fresnel para el éter fuera del instrumento. Para aclarar, supongo (Fig. 3), que el objetivo O del telescopio está limitado en el lado anterior por una cara plana. Si, dentro del telescopio, todo está en reposo relativo, el movimiento luminoso se determinará completamente tan pronto como sepamos los choques que recibe esta superficie anterior; si todos sus puntos son constantemente afectados por vibraciones de la misma fase, el movimiento de la luz se concentrará en el foco principal F de la lente.

Supongamos ahora que el eje del telescopio está dirigido hacia el lugar real de una estrella y que el instrumento se mueve con la Tierra en una dirección perpendicular a ese eje.

Fig. 3



Las ondas de luz G de la estrella son paralelas a la cara anterior de O , de modo que la fase será la misma para todos los puntos de esta cara; El hecho de que la cara se deslice a lo largo de las ondas no cambia esta igualdad de fases. Por lo tanto, la imagen de la estrella debe formarse en F , como si el telescopio estuviera inmóvil. Pero, de hecho, se forma a una cierta distancia al lado de F .

Por lo tanto, incluso en este caso tan simple, nos vemos obligados a renunciar a la idea de que todo lo que está contenido en el telescopio participa en el movimiento de la tierra. En este caso, la hipótesis requerida para explicar la aberración observada ya ha sido establecida por Fresnel. Se trata de admitir que el éter libre, interpuesto entre las moléculas de un cuerpo, por ejemplo, el vidrio con el que se forma el objetivo, no comparte el movimiento que la materia acumulable tiene en común con la Tierra y que, por consiguiente, cuando las ondas de luz se propagan en una materia ponderable, su velocidad de propagación en relación con esta última debe componerse sólo con una parte de la velocidad a la que se animan las moléculas ponderables. La fracción que representa esta parte, el coeficiente de arrastre de Fresnel $(n^2 - 1)/n^2$, donde n designa el índice de refracción absoluto del medio cuando se encuentra en reposo.

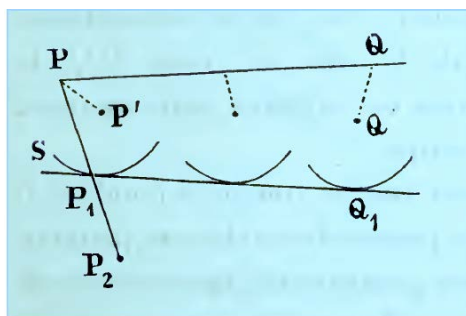
En realidad, es sólo esta última suposición, relativa al grado en el que las ondas de luz están implicadas en el movimiento de la materia ponderable, fue introducida por Fresnel para explicar la aberración observada con un telescopio y sólo como base para justificar cómo se comporta el éter libre interpuesto entre las moléculas ponderables. Además, la permeabilidad perfecta de los cuerpos para el éter ya está implícitamente incluida en la hipótesis fundamental de toda la teoría de Fresnel; solo admitiendo esta permeabilidad para toda la Tierra podemos imaginar al éter en reposo en las inmediaciones de la Tierra.

Fresnel no dejó de indicar algunas de las consecuencias de su teoría. En primer lugar, dio una explicación del experimento mediante el cual Arago había demostrado que, cuando la luz de una estrella pasa a través de un prisma, los rayos relativos (§ 2) se desvían de acuerdo con las leyes ordinarias de la refracción, de modo que todo sucede como si la Tierra estuviera inmóvil y esos rayos relativos fueran rayos absolutos. En segundo lugar, Fresnel observó que si el coeficiente de arrastre es $1 - 1/n^2$, la aberración observada no cambia cuando la tubo del telescopio se llena con un líquido (experimento de Boscovich).

Después de Fresnel, varios científicos han examinado las consecuencias de sus hipótesis y las han comparado con los resultados de algunos experimentos. Solo mencionaré a Stokes⁽¹⁾, Hoek⁽²⁾, Veltmann⁽³⁾ y Ketteler⁽⁴⁾.

§ 4. Aunque el Sr. Stokes contribuyó al desarrollo de la teoría de Fresnel, la hipótesis fundamental de este último le pareció tan poco admisible que buscó si la aberración no podía explicarse también si se supone que el éter, cerca de la Tierra, es arrastrado por ella. En su primera Memoria⁽⁵⁾ sobre el fenómeno, concluye que uno puede, de hecho, dar tal explicación con la única condición de admitir que el movimiento del éter tiene un potencial de velocidad.

El Sr. Stokes señala en primer lugar que el movimiento del éter debe influir en la dirección de las ondas de luz emitidas por un cuerpo celeste. De hecho, PQ (Fig. 4) es una de estas ondas, en un momento t cuando el movimiento de la luz ya ha penetrado en el espacio donde el éter es impulsado por la Tierra. El principio de Huygens dará a conocer la posición de esta onda después del elemento del tiempo dt . Si las vibraciones luminosas constituyeran el único movimiento existente en el éter, se habrían formado durante el tiempo dt , alrededor de uno de los puntos P de PQ, una onda elemental esférica, que tiene P por centro y $A dt$ por radio, siendo A de nuevo la velocidad con que se propaga la luz en el éter inmóvil. Pero acabamos de asumir que el éter se mueve con la Tierra.



Sin embargo, este movimiento varía de un punto a otro, en el espacio infinitamente pequeño en el que se propagan durante el tiempo de las vibraciones que parten de P, siempre se puede considerar que la velocidad tiene en todas partes el mismo valor y la misma dirección. Entonces debemos imaginar que, al mismo tiempo que el impacto se extiende alrededor de P siguiendo una esfera, esta esfera entera se mueve con el éter en el que se genera. La onda elemental se convierte así (si suponemos que la figura está inmóvil en el espacio) la esfera descrita con el radio $A dt$ alrededor de P' como centro; P P' es el camino recorrido, en el tiempo dt , por el éter que primero se encontraba en P.

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, Vol. 28, p. 76 (1846); *Mathem. and Physical Papers*, I, p. 141.

⁽²⁾ *Astr. Nachr.*, T. 54, p. 145 (1860); *Recherches astron. de l'Obs. d'Utrecht*, 1^{re} livraison (1861).

⁽³⁾ *Astr. Nachr.*, T. 75, p. 145; T. 76, p. 129 (1870); *Pogg. Ann.*, T150, p. 497 (1873).

⁽⁴⁾ Différents Mémoires, publiés dans *Pogg. Ann.*, T, 144, 146 et 147 (1871—1873), furent ensuite réunis par M. Ketteler dans son *Astr. Undulationstheorie* (1873).

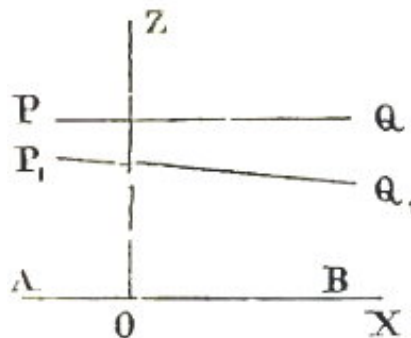
⁽⁵⁾ *Phil. Mag.*, Vol. 27, p. 9; *Papers*, I, p. 134.

Construyamos de la misma manera ondas elementales correspondientes a otros puntos Q, etc. de la onda PQ; La superficie $P_1 Q_1$ que envuelve a todas estas esferas nos dará la posición de la onda después del tiempo dt .

Esta superficie generalmente será curva, incluso si la onda PQ era plana; Pero por las fracción de las ondas que pueden entrar en nuestros instrumentos podemos descuidar esta curvatura. En cuanto a la dirección de $P_1 Q_1$ sería la misma que la de PQ, si en toda la extensión de la onda la velocidad del éter tiene la misma magnitud y dirección, y que PP' y QQ' serían, por lo tanto, iguales y paralelas. Tan pronto como este no es el caso, la onda ha cambiado de dirección y, al propagarse más lejos, sufrirá, durante cada fracción de tiempo, una nueva rotación similar. De este modo, llega a la superficie de la tierra con una dirección que no poseía cuando todavía se movía en el éter inmóvil, aparte de la influencia de la Tierra. Si ahora, cerca de la superficie terrestre, el éter tiene el mismo movimiento que esta y, en consecuencia, todo está en reposo relativo en el espacio donde están instalados nuestros instrumentos de observación, atribuiremos a la luz la dirección perpendicular a las ondas a medida que llegan a este espacio, y esta dirección diferirá de aquella donde la estrella se encuentra en realidad.

§ 5. Para que esta desviación coincida con la aberración observada, es necesario suponer que en el movimiento del éter las componentes de velocidad, u , v , w , pueden concebirse como las derivadas parciales, con respecto a las coordenadas x , y , z , de la misma función. Para mostrarlo, consideremos una parte AB (Fig. 5) de la superficie de la tierra, lo suficientemente pequeña como para que pueda considerarse plana; Supongamos que la velocidad de la Tierra se dirige en paralelo a esta superficie, y tomemos el eje X en esa dirección. Entonces debemos admitir, según las ideas del Sr. Stokes, que el éter posee, cerca de AB, una velocidad igual en tamaño y dirección. La aberración observada depende de esta velocidad o, lo que equivale a la misma cosa, de la diferencia de los valores de u en la superficie de la Tierra y a cierta distancia de esta superficie, una diferencia que está determinada por los valores del coeficiente diferencial du/dz si el eje z se elige como se muestra en la figura.

Fig. 5.



La rotación que la onda PQ experimenta de acuerdo con los razonamientos de M. Stokes y por la que toma, por ejemplo, la posición $P_1 Q_1$, se debe, por el contrario, a la diferentes velocidades normales que tiene la onda en diferentes puntos. Cuando las ondas son inicialmente exactamente perpendiculares al eje z , y luego, después de rotar ligeramente, siguen siendo aproximadamente

iguales, esta rotación depende de los valores de $\partial w/\partial x$ y, según el razonamiento de M. Stokes solo conducirá a la aberración observada si existe alguna relación entre las derivadas $\partial u/\partial z$ y $\partial w/\partial x$. Sin embargo, este es el caso cuando hay un potencial de velocidad: las dos expresiones son iguales entre sí.

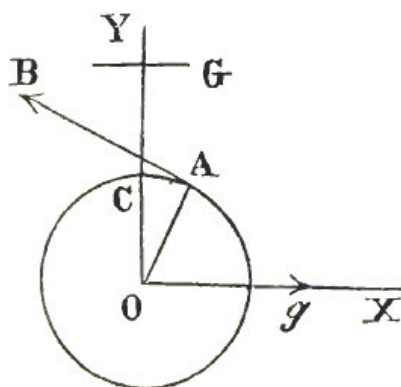
Mediante un simple cálculo, M. Stokes demuestra que, si $u dx + v dy + w dz$ es un diferencial total, la rotación de onda considerada en la § 4 da lugar a una aberración como se observa en todos los casos.

§ 6. Esto requiere, sin embargo, que cerca de la superficie de la Tierra el éter tenga exactamente la misma velocidad que la Tierra. Y aquí hay una dificultad, porque esta condición es incompatible con la existencia de un potencial de velocidad.

De hecho, la hidrodinámica nos enseña que el movimiento de un fluido incompresible que se extiende alrededor de una superficie cerrada hasta el infinito se determina completamente tan pronto como sabemos que existe una potencial de velocidad y cuando, además, en cada punto de esta superficie, se proporciona la velocidad en la dirección de la normal, la velocidad también debe ser 0 a una distancia infinita. Podemos aplicar esta proposición al movimiento del éter que rodea la tierra, incluso sin atribuirle ninguna de las propiedades de los fluidos ordinarios, ya que la proposición es independiente de éstas; solo admitimos la incompresibilidad del éter, pero esto es lo que hacemos en todas las teorías ópticas.

Entonces, poniendo la condición de que hay un potencial de velocidad y que en cada punto de la superficie de la Tierra, la componente normal de la velocidad es la misma para el éter y para la Tierra, ya hemos definido completamente el movimiento de la primera. Pero entonces, en dirección tangencial, su velocidad diferirá de la de la Tierra.

Fig. 6.



Considere esto último como una esfera de radio E (Fig. 6), suponga que se mueve con velocidad g a lo largo del eje x , tome el centro como el origen de las coordenadas y denote por r la distancia al centro de un punto exterior. Las velocidades en este punto serán entonces de acuerdo con las condiciones anteriores:

$$u = \frac{1}{2} R^3 g \frac{\partial^2(1/r)}{\partial x^2}; \quad v = \frac{1}{2} R^3 g \frac{\partial^2(1/r)}{\partial x \partial y}; \quad w = \frac{1}{2} R^3 g \frac{\partial^2(1/r)}{\partial x \partial z}$$

Este estado de movimiento es obviamente simétrico alrededor del eje x . Al limitarnos a lo que ocurre en el plano xy , tenemos $w = 0$ y, si θ es el ángulo que r hace con Ox

$$u = \frac{1}{2} R^3 g (3 \cos^2 \theta - 1) \quad v = \frac{3 R^3}{2 r^3} g \sin \theta \cos \theta$$

Por lo tanto, en la superficie de la Tierra

$$u = \frac{1}{2} g (3 \cos^2 \theta - 1); \quad v = \frac{3}{2} g \sin \theta \cos \theta$$

De esto se deduce fácilmente que en un punto A el éter tendría una velocidad relativa a la Tierra

$$\frac{3}{2} g \sin \theta$$

en la dirección AB .

Dejaré de lado la cuestión de si el movimiento en cuestión será estable⁽¹⁾, lo que es seguro, que si el éter se mueve de modo que haya un potencial de velocidad, tendrá que producir corrientes paralelas a la superficie terrestre, corrientes, que serán las más fuertes en los puntos del gran círculo cuyo plano es perpendicular a la velocidad de la Tierra. Es cierto que si en todas las observaciones la lente del telescopio está protegida contra estas corrientes por paredes impermeables, la explicación del señor Stokes todavía podría ser admitida. Pero no es en tales condiciones que se hacen las observaciones astronómicas.

Sin duda, uno puede imaginar los estados de movimiento del éter, en los cuales se logra completamente el acuerdo deseado de las velocidades en la superficie terrestre. Tal es, por ejemplo, el movimiento representado por las ecuaciones:

$$u = \frac{3}{4} Rg \frac{x^2 + r^2}{r^3} - \frac{1}{4} R^3 g \frac{3x^2 - r^2}{r^5},$$

$$v = \frac{3}{4} Rgxy \frac{r^2 - R^2}{r^5}; \quad w = \frac{3}{4} Rgxz \frac{r^2 - R^2}{r^5}$$

Las velocidades tomarían estos valores si el éter fuera un fluido con fricción interna (por pequeño que fuera el coeficiente de fricción) y que no pudiera deslizarse sobre la superficie de la tierra.

⁽¹⁾ Ver Stokes, *Phil. Mag.* Vol. 29, p. 6 (*Papers*, I, p. 153) y Vol. 32 p. 343 (*Papers*, II, p. 8).

Para mostrar que con este movimiento del éter, la inexistencia de un potencial de velocidad frustraría completamente la explicación de la aberración, solo tenemos que considerar una onda plana G (Fig. 6), que sea perpendicular al eje y , que se propaga hacia la Tierra a lo largo de este eje. Según la teoría de Stokes, la aberración sería proporcional a la integral.

$$\int^{\infty} \frac{\partial v}{\partial x} dy$$

tomada a lo largo del eje y , por el contrario, la aberración observada, es proporcional a

$$\int_R^{\infty} \frac{\partial u}{\partial y} dy$$

Sin embargo, para la primera integral encontramos $+ \frac{1}{2}g$, mientras que la segunda tiene el valor $-g$.

El Sr. Stokes ha tratado nuevamente de reconciliar la existencia de un potencial de velocidad con el reposo relativo de la Tierra y el éter ambiente, al atribuir a la atmósfera una influencia en el movimiento del éter.

Después de explicar las razones que podrían hacer posible que en el movimiento del éter exista un potencial de velocidad, él continúa así⁽¹⁾.

"Por lo tanto, desde estos puntos de vista sobre la constitución del éter, parece que

$$u dx + v dy + w dz \tag{a}$$

debe ser una diferencial exacta, a menos que esto se evite por la acción del aire sobre el éter. La acción mutua del éter y las partículas materiales es demasiado desconocida para que podamos sacar alguna conclusión probable en este asunto; Me limitaré a arriesgar la siguiente conjetura. Imagine-mos que una porción del éter está llena con un gran número de cuerpos sólidos colocados a intervalos, y supongamos que estos cuerpos se mueven con una velocidad muy pequeña en comparación con la de la luz; el movimiento del éter entre estos cuerpos seguirá siendo tal que (a) es una diferencial exacta. Pero si estos cuerpos son lo suficientemente numerosos y están muy juntos, tendrán que imprimirle al éter interpuesto entre ellos, ya sea su propia velocidad completa, o una parte considerable de esta velocidad. Quizás las moléculas del aire pueden desempeñar el papel de estos cuerpos sólidos. Por lo tanto, puede suceder que (a) sea una diferencial exacta y que, sin embargo, el éter, cerca de la superficie de la Tierra, esté en reposo con respecto a la Tierra. La segunda de estas condiciones, sin embargo, no es necesaria para la explicación de la aberración."

Por el momento, esta última afirmación puede dejarse de lado, ya que en la teoría de Stokes, — en la forma que hemos examinado hasta ahora,— la condición en cuestión es debidamente necesaria. Y en cuanto a la dificultad que tenemos ante nosotros, no creo que pueda eliminarse con las

⁽¹⁾ *Phil. Mag.* Vol. 29, p. 8 (*Papers I*, p. 155).

consideraciones que acabo de leer. Seguramente, si una parte de una onda, lo suficientemente pequeña como para poder pasar entre las moléculas de aire sin encontrarse con una sola, podría propagarse sin que la difracción pierda por completo su carácter, la dirección, cuando la onda entra en el espacio celeste en la atmósfera, sufriría la rotación necesaria para explicar la aberración. Pero las ondas de luz, capaces de propagarse como tales, deben tener una longitud de onda varias veces mayor que la distancia mutua de las moléculas del aire. Ahora, si uno desea aplicar a tales ondas los razonamientos de M. Stokes, debemos entender por u , v , w los valores medios que tienen los componentes de la velocidad presentes en un elemento de volumen que contiene un gran número de moléculas. Estas velocidades medias son nuevamente, en general, funciones de x , y , z , pero para estas funciones no es necesario que haya un potencial de velocidad, incluso cuando este es el caso de las velocidades reales del éter. Incluso si la relación $\partial u/\partial y = \partial v/\partial x$ existe para estas últimas velocidades, mientras que en estos coeficientes diferenciales dx y dy son infinitamente pequeños en comparación con la distancia entre las moléculas, esta relación no puede verificarse cuando u y v son velocidades promedio. Por dx y dy simplemente queremos decir distancias muy pequeñas, pero que igualmente son múltiplos elevados de la distancia intermolecular.

Si, para tomar un caso simple, reemplazamos la Tierra por una superficie plana, sobre la cual se extiende una atmósfera; y si admitimos que esta superficie plana se mueve con la atmósfera en una dirección situada en el plano y paralela a la que elegimos como eje x , y si finalmente tomamos el eje de las z perpendicular al plano, las velocidades promedio en cuestión serán $u = f(z)$, $v = w = 0$ de modo que no habrá un potencial de velocidad para ellos. Con estas velocidades promedio no podemos explicar la aberración y, de hecho, cuando una onda ancha normal al eje z se propaga a lo largo de este eje, los puntos del plano xy recibirán vibraciones de la misma fase, todos los elementos de la onda que pueden transmitir de la misma manera a través de la atmósfera.

§7. Después de haber expuesto la teoría que acabamos de resumir, el Sr. Stokes nos hace conocer otra manera de ver ⁽¹⁾. Cuando (Fig. 4) la onda PQ se propaga, como se ha dicho, hasta P_1Q_1 podemos llamar a PP_1 un elemento del rayo de luz, y un nuevo elemento P_1P_2 de este rayo se encontrará de la misma manera, considerando cómo, durante un segundo elemento de tiempo, el movimiento vibratorio se propaga desde P_1Q_1 . Sin embargo, el Sr. Stokes demuestra que, tan pronto como existe un potencial de velocidad, la secuencia de los elementos PP_1 , P_1P_2 , etc. formar una línea recta Y, dice, "la propagación rectilínea de un rayo de luz, que al principio parece muy probable que sea alterada por el movimiento comunicado al éter por la Tierra y los cuerpos celestes que pasan a través de él, se supone tácitamente en la explicación de la aberración dada por los tratados astronómicos: una vez que esta suposición está justificada, todo lo demás sigue como de costumbre". El Sr. Stokes, por supuesto, opina que la aberración se explica de esta manera, incluso si el éter, cerca de la tierra, se está moviendo en relación con ella. Esto, al parecer, es lo que tiene a la vista en la última de las frases citadas en el párrafo anterior.

Sin embargo, creo que la teoría modificada del Sr. Stokes, es decir, la teoría que no excluye un movimiento relativo de la tierra y el éter ambiental, no explica la aberración con los únicos datos que los rayos de luz se propagan en línea recta. De hecho, después de haberlo obtenido, nos encon-

⁽¹⁾ *Papers*, I, p. 138.

tramos en el mismo punto donde la teoría de Fresnel nos sitúa desde el principio. Si el lugar de las estrellas se determinara por medio de dos pantallas con pequeñas aberturas que se mueven con respecto al éter en una dirección paralela a sus planos (§ 2), la teoría no dejaría nada que desear. Pero no es suficiente en cuanto usamos una lente cerrada por todos lados. Si admitimos que dentro de este instrumento todo está en reposo relativo, la teoría del Sr. Stokes, al igual que la de Fresnel, es incapaz de explicar el fenómeno.

Sea en un punto de la superficie de la Tierra, ab (Fig. 7), la dirección del movimiento relativo del éter con respecto a la Tierra. Luego podemos imaginar una estrella en una dirección tal, que las ondas de luz que nos envía, después de haber sufrido la rotación mencionada en la § 4, alcancen la Tierra con una dirección G paralela a ab . Tomemos ahora el telescopio mencionado en la § 3, y lo colocamos de modo que su eje sea perpendicular en G . Los distintos puntos de la cara anterior del objetivo serán alcanzados constantemente por vibraciones de la misma fase y, si en el telescopio todo está en reposo relativo, el movimiento luminoso deberá concentrarse en el foco principal, cualquiera que sea la dirección del haz de luz fuera del instrumento. Mediante el telescopio veremos la estrella en una dirección perpendicular a G , y la aberración que observamos dependerá de la rotación que las ondas adquirieron en la dirección G . Por lo tanto, ella no sería idéntica a la aberración real existente si, cerca de la tierra, el éter no se moviese con respecto a ella.

Por lo tanto, nuevamente se debe hacer una hipótesis accesoria y dado que el caso ofrece una gran analogía con la mencionada anteriormente (§ 3) con motivo de la teoría de Fresnel, era natural intentar si la dificultad no se pudo resolver introduciendo en la teoría modificada del Sr. Stokes la hipótesis de Fresnel sobre el arrastre de ondas de luz por la materia ponderable.

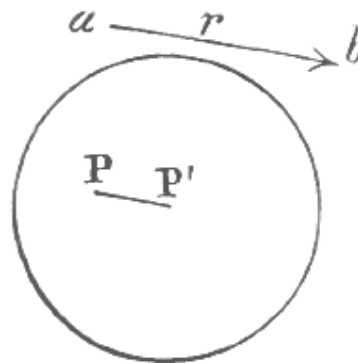
§ 8. Reconocí que esto es realmente posible, y así fue como fui llevado a establecer una teoría que puede considerarse proveniente de la teoría modificada del Sr. Stokes, y que al mismo tiempo incluye la de Fresnel como un caso particular. Me parece que puede tener algún uso para dar a conocer esta teoría más general.

Supongo, entonces, que el éter, que rodea la tierra, está animado por un movimiento, cuyas peculiaridades no investigaré, pero a las que atribuiré un potencial de velocidad. En la superficie de la tierra, este movimiento puede ser diferente del de la materia ponderable. Admitiré además que el éter contenido en un cuerpo transparente participa en el movimiento del éter externo, de modo que fuera y dentro de ese cuerpo, los componentes de la velocidad del éter pueden representarse por funciones continuas y así es el potencial de velocidad. En cuanto a los cuerpos opacos, no introduciremos ninguna hipótesis; podríamos admitir que el éter se comporta allí como en los materiales transparentes, pero también podemos suponer que está en reposo respecto de las moléculas del cuerpo opaco. La cosa todavía se puede expresar de la siguiente manera. Primero pensemos que todos los cuerpos transparentes han sido removidos de nuestro aparato de observación y del espacio en el que están colocados. Cualquiera sea el rol que queramos asignar a cuerpos opacos, ya sean permeables o no para el éter, podemos representar en ellos un movimiento, en el que existe un potencial de velocidad en todo el espacio fuera de los cuerpos opacos. Si, por ejemplo, la pared de un tubo telescópico es impermeable, admitiremos que fuera del tubo y dentro del orificio, el éter tiene el mismo movimiento que tendría un fluido incompresible, sin fricción, que se moviera en la tubería. Una vez que los cuerpos transparentes se vuelven a colocar en su lugar, suponemos que no se

produce ningún cambio en el movimiento del éter, es decir que el éter intermolecular se mueve en estos cuerpos del mismo modo que lo haría el éter libre que ocupara el mismo lugar.

Finalmente, haré una suposición sobre la propagación de la luz en un cuerpo transparente a través del cual se mueve el éter. La velocidad relativa de la materia ponderable en relación a la del éter, generalmente, variará de un punto a otro, pero puede considerarse constante en un espacio infinitamente pequeño. Asumiré que la figura 8 encierra un espacio así y admitiré que está en reposo con respecto al éter, de modo que la materia ponderable se mueve a través de la figura. Sea ab la dirección de este desplazamiento, sea r su velocidad y A la velocidad con la que la luz se propagaría si la materia ponderable y el éter estuvieran en reposo relativo.

Fig. 8.



En este último caso, el movimiento luminoso desde un centro de vibración se extendería, durante el tiempo dt , en todas las direcciones hasta la distancia Adt . Ahora supongo que, en el caso que se considera actualmente, la onda elemental esférica de radio Adt , que se forma alrededor de P , se impulsa con una velocidad kr igual a una fracción determinada de la velocidad r de la materia ponderable, de modo que si la línea PP' es paralela a ab y tomada $= kr dt$, alrededor de P' como centro, tendremos que construir una esfera con el radio Adt . Cabe destacar que tanto el éter como la materia ponderable pueden ser parte del movimiento luminoso; La hipótesis vuelve al hecho de que, si en el instante t existe una perturbación en el éter y la materia ponderable que se encuentra en el punto P de la figura, esta misma perturbación se produce en el momento $t + dt$ en el éter y la materia ponderable que luego ocupa los puntos de la superficie esférica.

Esta hipótesis, además, no es otra que la de Fresnel; este último, es cierto, admitió que el éter está inmóvil y que la materia pesada solo se mueve, pero todo el sistema puede adquirir una velocidad cualquiera sin cambiar el movimiento relativo de las ondas de luz con respecto al éter.

Para el coeficiente de arrastre k tomaré el valor admitido por Fresnel, a saber

$$k = 1 - \frac{1}{n^2}$$

donde n es el índice de refracción absoluto del medio considerado, estando en reposo.

Ahora mostraré que las hipótesis introducidas permiten explicar la aberración y algunos otros fenómenos relacionados con ella. La teoría de Fresnel será parte de la que voy a exponer, porque el reposo es un caso particular de un movimiento con potencial de velocidad; Solo tenemos que tomar el último = 0, o constante. El siguiente razonamiento también se aplica al caso donde, en un punto en la superficie de la Tierra, el éter tiene la misma velocidad que la Tierra. Tan pronto como esta circunstancia se presente, lo que puede suceder en una parte restringida de la superficie del globo, podemos aceptar la teoría primitiva del Sr. Stokes, pero ella estará comprendida en la que daré a conocer. Solo que, en el caso del reposo relativo del éter y la materia ponderable, se podría prescindir de la hipótesis sobre el arrastre de las ondas de luz.

§ 9. En la aplicación de las hipótesis que acabo de indicar, las velocidades del éter y de la materia acumulable se considerarán, al menos en los primeros párrafos, como relativamente pequeñas en relación con la velocidad A de la luz, de modo que solo tenemos que mantener las primeras potencias. Estas velocidades, de hecho, siempre se dividirán por A o los términos que las contengan estarán al lado de otras cantidades donde entra el factor A . Ahora, la velocidad de la materia ponderable será la de la Tierra, y la velocidad del éter será del mismo orden de magnitud; La velocidad con la que la Tierra realiza su revolución alrededor del sol, unas 10.000 veces menos que la velocidad de la luz, los términos que descuidamos no tendrán una influencia apreciable en la mayoría de los fenómenos. Sin embargo, en la § 26 tendremos que conservar los términos de segunda orden.

A medida que la luz pasa a través del espacio donde el éter es arrastrado por nuestro planeta, el movimiento del planeta alrededor del sol no cambia su dirección o velocidad; Es por eso que siempre reemplazaremos este movimiento por una traslación uniforme, dirigida a lo largo de la tangente a la órbita.

En cuanto a la rotación de la tierra alrededor de su eje, haré abstracción completa; en virtud de este movimiento, un punto del ecuador posee una velocidad 650.000 veces más pequeña que aquella a la que se propaga la luz.

Podemos simplificar gran parte del razonamiento si siempre consideramos los movimientos relativos con respecto a la Tierra⁽¹⁾. Toda la materia ponderable está, en los casos en que trataremos, en reposo relativo; por el contrario, el éter se desplaza, según la hipótesis de Fresnel, con una velocidad igual y opuesta a la de la Tierra, siguiendo la nuestra de una manera más complicada. Habiendo asumido la existencia de un potencial de velocidad para el movimiento absoluto, debemos admitir lo mismo para el movimiento relativo, porque este último se obtiene mediante la combinación del movimiento absoluto con una traslación que a su vez tiene un potencial de velocidad.

De acuerdo con lo que se ha dicho, supondremos que las figuras participan en el movimiento de la Tierra y usaremos ejes de coordenadas que también participan en ella. Denotaremos por ϕ , el potencial de velocidad para el movimiento relativo, por u, v, w los componentes de la velocidad, de modo que tenemos:

⁽¹⁾ Fue especialmente el Sr. Veltmann (*loc. cit.*) quien lo señaló.

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

La velocidad misma estará representada por ρ ; tiene el mismo tamaño que r en la fig. 8, pero en dirección opuesta.

Está claro que el movimiento del éter será constantemente el mismo en un cierto punto de nuestras figuras. Por lo tanto, φ , u , v , w , ρ son funciones de x , y , z , pero no de t .

Cuando adoptamos la hipótesis de Fresnel, φ se convierte en una función lineal de x , y , z .

§ 10. La fig. 8, que estaba en reposo en relación con un elemento de volumen del éter, deberá sufrir una modificación cuando la figura se mueva con la Tierra. Si mantenemos la misma posición en el punto P , que se relaciona con el instante t , la parte de la figura que corresponde al momento $t + dt$ debe moverse desde la cantidad ρdt en la dirección de la velocidad ρ . Se obtiene así la Figura 9. Mientras que en la fig. 8 el centro de la esfera se movió hacia adelante, desde P , en la dirección de r en una distancia $kr dt$, en la Figura 9 se moverá en la dirección de ρ una distancia $(1 - k) \rho dt = \kappa \rho dt$, donde

$$\kappa = \frac{1}{n^2}$$

A esta cantidad, así como a lo que hemos designado por k , debemos dar el nombre de "coeficiente de arrastre". Al considerar los movimientos relativos con respecto al éter, podemos hablar del arrastre de ondas luminosas por la materia ponderable, pero si se consideran los movimientos relativos con respecto a esta materia, también se puede decir que las ondas son arrastradas por el éter.

En ausencia de materia ponderable, en el espacio celeste, las ondas de luz comparten completamente los movimientos del éter; esto será expresado por los valores $k = 0$, $\kappa = 1$.

§ 11. El movimiento luminoso, que emana de un cuerpo celeste que suponemos que está en reposo, puede describirse más simplemente por medio de un sistema de coordenadas con ejes igualmente inmóviles; Entonces, es necesario buscar lo que se convierte en este movimiento en la vecindad de la Tierra, y para usar el método de la § 9 para este propósito, es necesario pasar los ejes de coordenadas de modo que queden vinculados invariablemente con la Tierra.

Sean x' , y' , z' las coordenadas relativas a los ejes fijos, x , y , z , aquellas que se relacionan con los ejes en movimiento, y supongamos que estos ejes se eligen de modo que la Tierra se mueva con la velocidad g , tenemos

$$x' = x + gt, \quad y' = y, \quad z' = z.$$

En la vecindad de la Tierra, pero a una distancia todavía lo suficientemente grande para que el éter esté en reposo, el movimiento luminoso emitido por una estrella se representará mediante la ecuación

$$\omega = a \cos 2\pi N \left[t - \frac{x' \cos \alpha + y' \cos \beta + z' \cos \gamma}{A} + \delta \right], \quad (1)$$

donde ω es una cantidad que mide la perturbación del equilibrio, N es el número de vibraciones por unidad de tiempo, mientras que α , β , γ son los ángulos que forma la dirección de propagación con los ejes positivos. Este movimiento luminoso también puede ser representado por la ecuación.

$$\omega = a \cos 2\pi N' \left[t - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{A'} + \delta \right], \quad (2)$$

si hacemos

$$N \left(1 - \frac{g \cos \alpha}{A} \right) = N', \quad (3)$$

$$y \quad A - g \cos \alpha = A'. \quad (4)$$

En un punto cuyas coordenadas x , y , z tienen valores definidos y, por lo tanto, se mueven con la Tierra, la vibración atravesará todas las fases, no N veces por segundo, sino N' veces. Es precisamente esta modificación del número de vibraciones que puede deducirse del principio de Doppler.

La cantidad A' es la velocidad relativa de las ondas luminosas respecto de la Tierra.

Desde aquí aplicaremos el método descrito en la § 9. En el estudio de la propagación de ondas, la ecuación (2) podría servir como punto de partida; podríamos deducir las expresiones que representan las vibraciones en las vecindades de la Tierra, donde el éter está en movimiento. Estas expresiones siempre contendrían x , y , z y serían funciones periódicas de t , con el período $1/N'$.

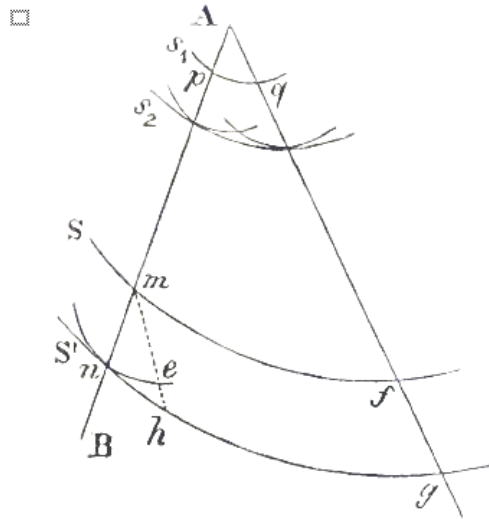
Pero será especialmente la dirección de las ondas en el movimiento dada por la ecuación (2), que se utilizará en los párrafos siguientes; la normal de las ondas coincide con la dirección determinada por α , β , γ , en la cual la estrella está realmente en relación con la Tierra.

§ 12. El principio de Huygens nos puede servir, de la misma manera que en la §4, para descubrir cómo, desde una onda plana de este tipo, o en cualquier otro caso, las vibraciones se propagan en un espacio para el cual admite las hipótesis de la § 8. Asumiremos este espacio ocupado por un material ponderable homogéneo, de modo que el coeficiente de arrastre tendrá en todas partes el mismo valor; sea para el movimiento en el espacio celeste o en el aire; si uno quiere descuidar la refracción atmosférica, será suficiente poner $\kappa = 1$.

Consideremos, primero, la extensión de un movimiento luminoso desde un centro A (Fig. 10), es decir, que la materia ponderable que se encuentra en A emite luz, o que en este punto el éter y, en su caso, la materia ponderable reciben las vibraciones de cualquier fuente. Una vibración que parte de \hat{A} se extenderá, después de un tiempo infinitamente pequeño, a la superficie de una onda elemental s_1 , como la que analizamos en la § 10. Los puntos p , q , etc. de esta onda precedente producirán, durante el siguiente elemento del tiempo, nuevas ondas elementales, y la envoltura s_2 de éstas ondas

serán la nueva posición de la onda. Continuando así, encontraremos todas las posiciones sucesivas de una onda que se extiende alrededor de *A*; sean *S* y *S'* dos posiciones cualesquiera, situadas a una distancia infinitamente pequeña entre sí.

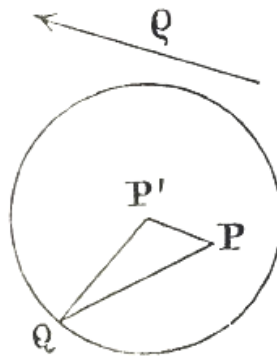
Fig. 10.



Para determinar el tiempo en que el movimiento alcanza un punto *B*, elegido arbitrariamente, lo analizaré nuevamente, fig. 11, la onda elemental ya mostrada en la Figura 9 y que se forma alrededor de *P* durante el tiempo *dt*. En un punto cualquiera *Q* de esta onda, la vibración llega como si se hubiera propagado a lo largo de la línea recta *PQ* con la velocidad

$$B = \frac{PQ}{dt}$$

Fig. 11.



Al designar por θ al ángulo que *P* forma con la dirección de la velocidad, es decir, con *PP'*, tenemos

$$P'Q^2 = PQ^2 - 2PQ \times PP' \cos \theta + PP'^2$$

o, luego de dividir por dt^2

$$A^2 = B^2 - 2B\kappa\rho \cos \theta + \kappa^2\rho^2$$

Por lo tanto, si nos limitamos a la primera potencia de ρ .

$$B = A + \kappa\rho \cos \theta \quad (5)$$

y, si queremos conservar los términos que contienen ρ^2 ,

$$B = A + \kappa\rho \cos \theta - \frac{\kappa^2\rho^2}{2A} \sin^2 \theta \quad (6)$$

En los primeros párrafos siguientes solo se utilizará la expresión (5). La velocidad que representa depende de la dirección de PQ ; además, su valor es diferente para los elementos de la misma dirección, cuando que son trazados desde diferentes puntos del espacio, al menos si en estos puntos la velocidad no tiene la misma dirección y la misma magnitud.

Volvamos a la fig. 10. Se observará que los puntos de dos ondas sucesivas S y S' están, dos a dos, conectadas de modo que uno de estos puntos, m , situado en S , puede considerarse como el centro de vibración de la onda elemental que en el segundo punto n es tangente a S' . Daremos a dichos puntos, como m y n , o f y g , el nombre de *puntos conjugados*. Para todas las líneas rectas que unen puntos conjugados de S y S' , el tiempo necesario para que el movimiento luminoso los atraviere con la velocidad B es el mismo, y esta es el tiempo en que la onda se transporta de S a S' . Por el contrario, para cualquier recta mh que una S con S' , y no una dos puntos conjugados, el tiempo que el movimiento luminoso emplearía para viajar con la velocidad B , será más largo que el que acaba de ser mencionado. De hecho, mh cortará la superficie de la onda elemental que emana de m en algún punto e , dentro de S' , y el tiempo en cuestión ya será para me el mismo que para mn .

Supongamos ahora que de A a B se puede alcanzar mediante un gran número de líneas. Entre estas, habrá una que cortará, en los puntos conjugados, todas las ondas entre A y B y el curso de esta línea requerirá menos tiempo que el curso de cualquier otra línea, que no pase en toda su extensión por los puntos conjugados de las ondas sucesivas. A esta línea, que atraviesa en un tiempo mínimo, le daré el nombre de *rayo luminoso*, el tiempo requerido para el curso de tal rayo luminoso es aquel en que las ondas se extienden de A a B .

La forma del rayo de luz se deduce fácilmente de lo que se acaba de decir. Sea ds un elemento de una de las líneas dibujadas de A a B , y θ el ángulo que este elemento forma con la velocidad ρ del éter en su vecindad; El tiempo requerido para este elemento será:

$$\frac{ds}{B} = \frac{ds}{A + \kappa\rho \cos \theta} = \frac{ds}{A} - \frac{\kappa\rho \cos \theta ds}{A^2}$$

y el tiempo requerido para el curso de toda la línea, cuya longitud designaremos por l

$$\int \frac{ds}{B} = \frac{1}{A} - \frac{\kappa}{A^2} \int \rho \cos \theta ds$$

El factor $\rho \cos \theta$ es la velocidad del éter en la dirección de ds puede representarse por $\partial\phi/\partial s$. Se deduce que la integral del segundo miembro tiene el valor $\phi_B - \phi_A$, si distinguimos por los índices A y B los valores del potencial de velocidad en los puntos A y B .

En la expresión así obtenida

$$\frac{l}{A} - \frac{\kappa}{A^2}(\phi_B - \phi_A),$$

el último término es el mismo para todas las líneas transportadas de A a B . Para el rayo luminoso, por lo tanto, es necesario que el primer término, y en consecuencia l , se convierta en un mínimo; El rayo es por lo tanto una línea recta.

De otra manera y para el caso de $\kappa = 1$, el Sr. Stokes ya ha obtenido este resultado. Todavía tenemos éxito si, en lugar de asumir un solo centro A , comenzamos con una onda S_1 de cualquier forma. Si S_2 es una de las posiciones posteriores de esta onda, y AB es una línea por la cual S_1 , S_2 y todas las posiciones intermedias se cortan en puntos conjugados, esta línea será atravesada por la luz en un tiempo mínimo, por lo cual, nuevamente, se sigue que ella es una línea recta.

§ 13. Las consideraciones análogas a las del párrafo anterior pueden usarse para buscar el cambio de dirección que experimenta un rayo de luz cuando pasa de un medio a otro. Sea V la superficie de separación, de cualquier forma, de dos materiales ponderables, ambos homogéneos, de modo que la velocidad de propagación A y el coeficiente de arrastre k tengan en el primer medio los mismos valores A_1 y κ_1 y similarmente en el segundo medio en todas partes los mismos valores A_2 y κ_2 . En este caso general, se entiende que en un lado de V está el éter libre.

Supongamos que a partir de cualquier onda, de la cual la parte que tenemos que considerar todavía esté totalmente en el primer medio, el movimiento luminoso se propaga hacia la superficie límite. El principio de Huygens nos permitirá seguir nuevamente a un ritmo infinitamente pequeño el progreso de las ondas, incluso después de que ya hayan penetrado parcialmente en el segundo medio. En este último caso, la onda está compuesta por dos partes, que se encuentran con la superficie de separación que sigue la misma línea, pero que en cada punto de esta línea forman un cierto ángulo, y que generalmente tendrán una forma diferente.

Sin embargo, estas dos partes se designarán, en lo que sigue, como una sola onda. En la medida en que consideremos que esta onda puede ser cortada por la superficie de separación siguiendo una sola línea que termina en los bordes de la onda o en una línea que entra en sí misma, o finalmente siguiendo dos o más líneas, de una u otra naturaleza.

El primer caso ocurre, por ejemplo, cuando una onda plana y limitada cae oblicuamente sobre una superficie plana; el segundo caso, cuando dicha superficie es encontrada por una onda esférica; Finalmente, una superficie cilíndrica puede cortarse, por una onda plana, a lo largo de dos líneas rectas.

En todos los casos, para deducir una de las posiciones S de la onda cortada. la posición S' que ocupa al cabo del tiempo dt , se deben construir dos o, estrictamente hablando, tres especies de ondas elementales. En primer lugar, alrededor de los puntos de S que ya están en el segundo medio, las ondas elementales son similares a las que hemos analizado en la § 10, y para las cuales usaremos los valores de A_2 y κ_2 específicos del segundo medio. La superficie envolvente de estas ondas comprende casi toda la parte de S' que está situada en el segundo medio; solo falta un borde estrecho, en las inmediaciones de la superficie límite. En segundo lugar, tenemos que construir ondas elementales, análogas a las anteriores, pero con los valores que A y κ tienen en el primer medio, alrededor de todos los puntos de S que en este medio están bastante alejados de la superficie límite para que las ondas elementales correspondientes permanezcan por debajo de la superficie límite. La envoltura de estas ondas es, hasta una distancia muy pequeña de V , la parte de S' que está en el primer medio.

Quedan aún los puntos de S que están tan cerca de la superficie límite que la perturbación que emana pasa antes del final del tiempo dt . Alrededor de estos puntos podríamos construir un tercer grupo de ondas elementales, pero no las necesitamos para conocer la superficie S' . De hecho, la consideración de las ondas elementales que están totalmente situadas en el primer o el segundo medio deja indeterminada solo una banda infinitamente estrecha de S cerca de la superficie límite, y podemos llenar este vacío prolongando cada una de las partes ya encontradas de S' mediante planos infinitamente pequeños, que están conectados en la dirección de la superficie ya obtenida.

Además, cuando una onda elemental cae parcialmente en el segundo medio, la parte de esta onda que aún se encuentra en el primer medio tendrá la misma forma que en la § 10. Por lo tanto, en la construcción anterior podremos seguir utilizando dichas ondas solo a condición de que su punto de contacto con la superficie de la envoltura caiga dentro del primer medio o en la propia superficie del límite. Al hacerlo, obtenemos en toda su extensión la parte de S' ubicada en el primer medio.

Los puntos de dos ondas sucesivas se conjugan nuevamente de dos en dos, y nos limitamos a los puntos que están ambos en el primer medio, o ambos en el segundo, podemos decir que todas las líneas que unen dos puntos conjugados, ya sea que estén situadas en el primer medio o en el segundo, se cruzan, al mismo tiempo, con la velocidad B indicada en la § 12.

Pero si se extiende una línea recta entre dos puntos no conjugados de S y S' , de modo que aún se encuentren completamente en el mismo medio, el curso de esta línea requerirá más tiempo que el curso de una línea recta que una a dos puntos conjugados.

Imaginemos, desde un punto A del primer medio, una línea que, incluso después de su paso en el segundo medio, une constantemente los puntos conjugados. Sea B el punto donde este "rayo luminoso" se encuentra con la superficie del límite, y C es uno de los puntos que llega más allá de esa superficie. Si luego trazamos otra línea entre A y C , que cruzará la superficie límite, por ejemplo, en B' , donde como ABC , sufrirá un cambio de dirección en el punto B , el curso de ABC requerirá menos tiempo que el curso de $AB'C$. Para comprobarlo, solo hay que interponer entre A y C una infinidad de ondas, cuidando de que una pase por B y otra por B' , y notar que los elementos de $AB'C$ no unen puntos conjugados de las ondas sucesivas.

Por lo tanto, de todos los caminos que van de A a C, el rayo luminoso es el que lo que se atraviesa en el menor tiempo. De acuerdo con el resultado del párrafo anterior, se deduce que este rayo debe estar compuesto por dos líneas rectas, y B será la posición del punto variable B' para el cual el tiempo necesario para el curso de la línea discontinua AB'C, se convierte en un mínimo.

De acuerdo con las fórmulas del párrafo anterior, para ir de A hasta B' se requiere el tiempo

$$\frac{AB'}{A_1} - \frac{\kappa_1}{A_1^2}(\varphi B' - \varphi A) \quad (7)$$

y el tiempo para ir de B' hasta C,

$$\frac{B'C}{A_2} - \frac{\kappa_2}{A_2^2}(\varphi C - \varphi B') \quad (8)$$

$\varphi B'$ 'tiene' en estas dos expresiones el mismo valor ya que, según nuestra hipótesis, el potencial de velocidad es una función continua.

La suma de (7) y (8) se puede representar de manera muy simple, debido al valor que admitimos, en la § 10, para el coeficiente de arrastre. Designando, por n_1 y n_2 , los índices de refracción absolutos de los dos medios, tenemos:

$$\kappa_1/\kappa_2 = n_1^2/n_2^2$$

y, además, sabemos que

$$A_1/A_2 = n_2/n_1$$

Por lo que concluimos que

$$\frac{\kappa_1}{A_1^2} = \frac{\kappa_2}{A_2^2}$$

Agregaré que la fracción κ/A^2 para todos los medios isotrópos tiene el mismo valor. Estando designado por μ , la suma de (7) y (8) será:

$$\frac{AB'}{A_1} + \frac{B'C}{A_2} - \mu(\varphi C - \varphi A)$$

Dado que el último término de esta expresión es independiente de la situación de B', es simplemente necesario que

$$\frac{AB'}{A_1} + \frac{B'C}{A_2} \quad (9)$$

se convierte en un mínimo cuando B' ocupa la posición B , pero de esto se deduce que las líneas rectas AB y BC están situadas, con la normal en la superficie límite en B , en el mismo plano, y que los senos de los ángulos que forman con esta normal están entre ellos en la relación de A a A_2 . Puedo prescindir de dar aquí la prueba de esta consecuencia. Solo remarcaremos que de la expresión (9) todo lo que pertenece al movimiento del éter con respecto a la materia ponderable ha desaparecido. Incluso cuando todo está en reposo, la forma en que el rayo pasa de un medio a otro está determinada por la condición de que (9) se convierte en un mínimo; En este caso, la refracción obedece a las leyes que acabo de enunciar.

Que estas leyes aún existen, porque los rayos relativos, cuando el éter está en movimiento en relación con la materia ponderable, es lo que generalmente ha demostrado, primero el Sr. Stokes en su Memoria sobre la teoría de la aberración de Fresnel, luego por el Sr. Wilhelm Veltmann. Estos científicos, sin embargo, tomaron la hipótesis de Fresnel como punto de partida para su demostración, y su método es diferente del que yo usé.

Es importante tener en cuenta que el resultado obtenido depende completamente del valor atribuido al coeficiente de arrastre. De hecho, la prueba dada tan pronto como $\phi B'$ no desaparece de la suma de expresiones (7) y (8).

Ahora, esto solo sucede si $\kappa_1 A_1^2 = \kappa_2 A_2^2$ es decir, si para diferentes medios κ es inversamente proporcional a n^2 , Por lo tanto, si esta cantidad, que en el éter libre debe ser = 1, en cualquier otro medio el valor será $1/n^2$.

La reflexión de la luz se puede tratar de la misma manera que la refracción. Si bien, existe la diferencia de que las ondas reflejadas se pueden intersectar con las ondas incidentes, pero esta circunstancia no cambia el razonamiento. Se reconocerá fácilmente que las leyes ordinarias de reflexión se aplican constantemente a los rayos reflejados y que para llegar a esta conclusión no necesitamos hipótesis sobre el coeficiente de arrastre. Bastará con admitir que en el mismo medio este coeficiente siempre tiene el mismo valor.

§ 14. De lo que precede, se deduce que el camino de los rayos reflejados está determinado por las leyes ordinarias de refracción, Incluso cuando la luz viaja sucesivamente a través de una serie de medios diferentes. Este sigue siendo el caso donde las propiedades del medio varían en grados insensibles. Eso lo demostramos directamente de la siguiente manera.

Consideremos un medio, por ejemplo, la atmósfera, que es isotrópica, pero no homogénea. Al estudiar la propagación de las ondas en este medio, podemos aplicar nuevamente el principio de Huygens; Solo construyendo las ondas elementales de la manera indicada en la §10 se cuidará de que las cantidades A y κ tengan diferentes valores en los diferentes elementos de volumen. Como en los casos tratados anteriormente, el rayo luminoso, que une constantemente los puntos conjugados, será, de todos los caminos que conectan dos puntos A y B , el que lo atraviesa en el menor tiempo.

Ahora, para un elemento ds de cualquier línea, el tiempo necesario es, como en la § 12.

$$\frac{ds}{B} = \frac{ds}{A} - \frac{\kappa}{A^2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial s} ds$$

de modo que la línea total, realizada de A a B, se cubra a tiempo

$$\int \frac{ds}{A} - \int \frac{\kappa}{A^2} \frac{\partial \varphi}{\partial s} ds \quad (10)$$

Desde la hipótesis que hemos propuesto para el coeficiente de arrastre, κ/A^2 que tiene en todas partes el mismo valor μ , independientemente de la forma en que las propiedades del medio varían de un punto a otro. Para el segundo término de (10) podemos escribir

$$\mu(\varphi_B - \varphi_A)$$

y como esta cantidad es la misma para todos los caminos que van desde A a B, el rayo luminoso será la línea para la cual el primer término de la expresión (10), a saber:

$$\int \frac{ds}{A} \quad (11)$$

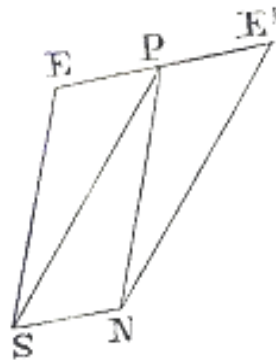
es un mínimo.

Ahora, siendo esta integral completamente independiente del movimiento del éter, también lo será el curso del rayo de luz relacionado.

§ 15. Cuando, mediante de las leyes simples que hemos aprendido a conocer, se determina el curso de los rayos relacionados, podemos deducir la forma de una onda luminosa en sus posiciones sucesivas; Para este propósito se utilizará la relación existente entre la dirección de las ondas y la de los rayos.

Sea Q (Fig. 11) el punto donde la superficie envolvente de un sistema de ondas elementales infinitamente pequeñas es tocada por uno de estos últimos, cuyo centro de vibración está en P. Entonces PQ es un elemento del rayo luminoso y P'Q es normal a la onda envolvente. Recordando los valores de PQ, P'Q y PP', llegamos a los siguientes resultados.

Fig. 12.



Si, en algún punto P (Fig. 12), una velocidad $P'N = A$, dirigida a lo largo de la normal de una onda, se compone con una velocidad $PE = \kappa\rho$ paralela a la dirección en la que el éter se mueve con respecto a la materia ponderable, la resultante PS tendrá la dirección del rayo luminoso y representará precisamente la velocidad que, más arriba, hemos designado con B .

O, si esta última velocidad $PS = B$ está compuesta con una velocidad $PE' = \kappa\rho$ opuesta a la dirección en la que se mueve el éter, la resultante indicará la dirección de la normal de la onda.

De estas proposiciones se siguen algunas consecuencias. a) Si θ nuevamente designa el ángulo que forma PS con PE , el ángulo ε comprendido entre el rayo de luz y la normal a la onda estará determinado por

$$\sin \varepsilon = \frac{\kappa\rho \sin \theta}{A}$$

o, si uno se limita a la primera potencia de ρ/A , por

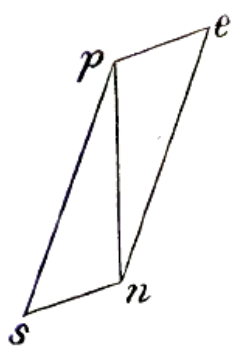
$$\varepsilon = \frac{\kappa\rho \sin \theta}{A}$$

b). Para obtener lo que se puede llamar la velocidad de las ondas, será necesario dividir por dt la distancia, medida en la dirección de la normal, de las posiciones que ocupa una onda en los instantes t y $t + dt$. Al comparar esta distancia con la longitud de un elemento del rayo luminoso, se encontrará el valor de $B \cos \varepsilon$ para la velocidad buscada. Si se desprecian las cantidades del segundo orden con respecto a ρ/A , se puede reemplazar $B \cos \varepsilon$ por B y emplear θ , en la ecuación encontrada anteriormente $B = A + \kappa\rho \cos \theta$, el ángulo que la normal a las ondas hace con la dirección de movimiento del éter. Este ángulo, de hecho, difiere solo de la pequeña cantidad ε .

Podemos comparar el resultado que acabo de enunciar con el obtenido en la §11.

c) Podemos (Fig. 13) construir un paralelogramo $psne'$ similar a $PSNE'$ de la fig. 12, pero en el que el lado ps no es $= B$, sino $= A$. El lado pe' entonces se convierte en $= \kappa\rho A/B$ o nuevamente $= \kappa\rho$, cuando nos atenemos a las cantidades del primer orden. Por lo tanto, si representamos en la dirección del rayo de luz una velocidad A y la componemos con una velocidad $\kappa\rho$ opuesta a la del movimiento del éter, la resultante dará la dirección de la normal a la onda. Aunque su valor se hace diferente de A .

Fig. 13



d) Dado un haz de rayos de luz en un espacio donde se conoce el movimiento del éter, podemos determinar las posiciones sucesivas de una onda.

Supongamos, por ejemplo, que en un medio homogéneo los rayos rectilíneos comienzan en el mismo punto A . Tomemos este punto para el origen de las coordenadas y sea l la distancia desde cualquier punto (x, y, z) a A . Las componentes de una velocidad A , tomadas en la dirección del haz de luz, son entonces:

$$\frac{x}{l}A, \quad \frac{y}{l}A, \quad z\frac{x}{l}A,$$

y los de la velocidad $\kappa\rho$ opuestos a la dirección del movimiento del éter

$$-\kappa\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad -\kappa\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad -\kappa\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

La resultante de A y de $\kappa\rho$, tienen por componentes

$$\frac{x}{l}A - \kappa\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad \frac{y}{l}A - \kappa\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad \frac{z}{l}A - \kappa\frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

o

$$\frac{\partial}{\partial x}(Al - \kappa\varphi), \quad \frac{\partial}{\partial y}(Al - \kappa\varphi), \quad \frac{\partial}{\partial z}(Al - \kappa\varphi).$$

lo que demuestra que es normal a la superficie representada por la ecuación

$$Al - \kappa\phi = cte. \tag{13}$$

Como la onda de luz es igualmente normal a la resultante de A y $\kappa\rho$, obtendrá las posiciones que ocupa sucesivamente si, en la ecuación (13), se asignan diferentes valores a la constante. **

Cuando los rayos de luz convergen hacia A , las expresiones (12) deben reemplazarse por

$$-\frac{x}{l}A, \quad -\frac{y}{l}A, \quad -z\frac{x}{l}A,$$

De modo que la ecuación de la superficie de una onda toma la forma

$$Al + \kappa\phi = cte. \tag{14}$$

El primero de estos dos resultados se obtiene nuevamente de la siguiente manera. Si ϕ representa el potencial de velocidad en el punto (x, y, z) y ϕ_A en el punto A , el tiempo requerido para que el movimiento vibratorio se extienda desde el segundo punto al primero es, de acuerdo con la § 12,

$$\frac{l}{A} - \frac{\kappa}{A^2}(\phi - \phi_A)$$

Sin embargo, como esta vez es la misma para todos los puntos de la superficie de una onda, solo hay que ponerla = constante para obtener la ecuación de esta superficie. De este modo, volvemos a la ecuación (13).

De manera similar, la ecuación (14) es equivalente a la condición de que, desde todos los puntos de una onda, la luz usa el mismo tiempo para alcanzar el punto A .

Cuando, en el espacio considerado, la velocidad del éter en todas partes tiene la misma magnitud y la misma dirección, obtenemos, tomando el eje de las x en esta dirección

$$\phi = \phi_A + \rho x \tag{15}$$

Y si θ es nuevamente el ángulo que hace l con el eje x , a ecuación (13) se transforma en:

$$l = \frac{C}{A - \kappa\rho \cos \theta} = \frac{C}{A} + \frac{C}{A^2} \kappa\rho \cos \theta,$$

** Supposons, par exemple, que, dans un milieu homogène, des rayons rectilignes partent d'un même point A . Prenons ce point pour origine des coordonnées et soit l la distance d'un point quelconque (x, y, z) à A . Les composantes d'une vitesse A , prise dans la direction du rayon lumineux, sont alors: ζA es un punto o una velocidad) P. 137

donde C es una constante. Esta es la ecuación de una esfera donde el radio tiene como valor C/A y donde el centro se encuentra a una distancia $(C/A^2)\kappa \rho \cos \theta$ del punto A en la dirección a la cual se desplaza el éter. Las formas sucesivas de una onda son, por lo tanto, similares entre sí y similares a las ondas elementales que se han mencionado en la §10; su centro de similitud coincide con el centro de vibración. Todo esto era de esperar, porque cuando un medio está en toda su extensión en el mismo estado, de modo que las ondas elementales tienen en todas partes la misma forma, las ondas de tamaño finito, que se extienden alrededor de un punto, presentarán siempre la misma forma que las ondas elementales.

Mediante la fórmula expresada por la ecuación (15), la ecuación (14) se transforma en

$$l = \frac{C}{A} - \frac{C}{A^2} \kappa \rho \cos \theta$$

así que para los rayos de luz que convergen en un punto A , las ondas seguirán teniendo una forma esférica, pero, siendo C/A el radio, el centro estará ahora a la distancia $C/A^2 \kappa \rho$ de A , en la dirección opuesta a la del movimiento del éter. Las posiciones sucesivas de una onda serán de nuevo similares entre ellas, su centro de similitud será el punto de convergencia de los rayos y es en ese punto que se concentran las ondas esféricas.

En el caso general donde la velocidad del éter es una función de las coordenadas, se podrá asignarle la misma dirección y la misma magnitud en todos los puntos de un espacio infinitamente pequeño; concluimos que, si los rayos de luz convergen hacia un punto, las ondas siempre tendrán, en la vecindad inmediata de este último, la forma que acabamos de examinar. La convergencia de los rayos relativos hacia el mismo punto, por lo tanto, implica en todos los casos, en este punto, una concentración real del movimiento luminoso.

§ 16. Volvamos ahora al examen de la propagación de la luz que nos envía una estrella y consideremos el movimiento vibratorio de un momento en que está todavía en un punto bastante distante de la Tierra, de modo que el éter todavía en reposo Busquemos la dirección que poseen los rayos relativos en este punto, esta dirección se deduce, con la ayuda de lo que se ha dicho en el párrafo anterior, desde la posición de la onda luminosa. Esta último es (§ 11) perpendicular a la dirección en que se encuentra realmente la estrella. Por lo tanto, para construir la fig. 12 debemos dirigir la línea PN en la dirección en que realmente nos llegan las vibraciones y hacerla igual a la velocidad de la luz en el espacio celeste; en cuanto a la línea PE , debe ser del mismo tamaño que la velocidad de la Tierra, pero en dirección opuesta. Porque, estando el éter en reposo en el punto considerado, su velocidad relativa es igual y opuesta a la velocidad de la Tierra; además, tenemos que tomar, fuera de la atmósfera, $\kappa = 1$. La figura así construida coincide totalmente con la que se encuentra en la teoría elemental de la aberración, y la dirección PS , que encontramos para el rayo de luz relativo, es idéntica a aquella en la que, según esta teoría, la luz nos parece lograr. Por lo tanto, para explicar la aberración, será suficiente mostrar que, habiendo aportado a nuestras observaciones la corrección ordinaria para la refracción atmosférica, es en la dirección del PS que creemos ver el cuerpo celeste.

Esta es una consecuencia inmediata de la teoría que acabo de explicar. Cruzando la región donde el éter es impulsado por la Tierra, a través de la atmósfera y por la lente de un telescopio, o gol-

peando el espejo de un telescopio, los rayos relativos siguen las leyes ordinarias de la Óptica, y cuando convergen a un punto, hay realmente, en este punto, la concentración del movimiento luminoso. En resumen, todo sucede como si la Tierra estuviera inmóvil y los rayos relativos fueran rayos absolutos. Si de nuestras observaciones sin considerar el movimiento de la Tierra, y de acuerdo con las reglas ordinarias prescritas por la teoría de la luz, deducimos la dirección que los rayos emanados de una estrella poseen a cierta distancia de la Tierra, Encontraremos la dirección de los rayos relativos, es decir la dirección que, anteriormente, ha sido indicada por PS.

§ 17. Es apenas necesario señalar que, de acuerdo con nuestra teoría, todavía observaremos una aberración normal si el tubo del telescopio está llena de un líquido; para hablar más exactamente, siempre será de acuerdo con las leyes ordinarias de la óptica, que la posición de la imagen dependerá de la dirección del rayo relativo que llega a la Tierra. Ya hemos señalado que este resultado del experimento propuesto por Boscovich fue deducido por el propio Fresnel a partir de su hipótesis sobre el coeficiente de arrastre.

Por consideraciones que se apartan de la teoría de Fresnel en varios aspectos, Klinkerfues⁽¹⁾ fue llevado a pensar que, con un telescopio que contiene un líquido, la aberración observada sería mucho mayor que con un telescopio lleno de aire. Un experimento preliminar⁽²⁾ pareció abogar por esta opinión, pero la investigación posterior no parece haber puesto de manifiesto una influencia de la columna líquida en la constante de aberración. Refiriéndose a estas últimas investigaciones Klinkerfues dijo⁽¹⁾: "El resultado de estas observaciones y de algunas otras, hechas también sobre estrellas, muestra con suficiente certeza que la constante de la aberración de un telescopio lleno de líquido es mucho más pequeña de lo que creí al principio; sin embargo, no da derecho a afirmar que la aberración es completamente independiente del instrumento".

Sin embargo, las mediciones de M. Airy^(2b), han puesto fuera de duda que, dentro de los límites de los errores de observación, la aberración observada es independiente de la materia contenida en el telescopio. Con respecto a estas observaciones, el astrónomo inglés suministró los siguientes detalles:

"Decidí hacer uso de un telescopio vertical, el tema de observación era la distancia cenital que presenta en su culminación superior γ el Dragón, la misma estrella sobre la cual se establecieron los descubrimientos de la existencia y las leyes de la aberración. Hoy en día, la posición de esta estrella es un poco más favorable de lo que era en la época de Bradley, la distancia que llega al norte del cenit, el Observatorio Real, es de aproximadamente 100" y sigue disminuyendo lentamente...

Hice el proyecto de un instrumento cuya característica esencial es que todo el tubo, desde la parte inferior de la lente hasta el cristal que cierra el extremo inferior del tubo, está lleno de agua, la columna de líquido tenía una longitud de 35.3 pulgadas. Las curvaturas que debían darse a las superficies de las dos lentes que conforman el objetivo para corregirlas exactamente, en el sistema

⁽¹⁾ Klinkerfues, *Die Aberration der Fixsterne nach der Wellentheorie, et Astr. Nachr.*, T. 66, p. 337.

⁽²⁾ *Die Aberration der Fixsterne...* P. 53.

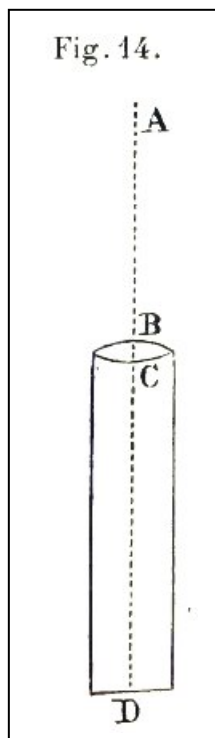
⁽¹⁾ *Astr. Nachr.*, T. 76, p. 34.

^(2b) *Proc. Royal Soc*, T. 20, p. 35; *Phil. Mag.*, Ser. 4, T. 43, p. 310.

óptico que forman con el agua, la aberración de la esfericidad y la refrangibilidad, las determiné yo y fueron comprobadas por mi amigo el Sr. Stone. El micrómetro ha recibido una disposición imaginada por mí mismo, lo que hace que la observación doble sea muy fácil, en posiciones invertidas del instrumento. Dos niveles, cuya lectura debe tener lugar en cada observación particular, hacen posible relacionar las mediciones con la dirección vertical".

De cada una de las observaciones, el Sr. Airy dedujo la latitud geográfica del instrumento, deduciendo la declinación de la estrella, como se indica en el *Almanaque Náutico*, la distancia cenital del norte observada en el momento del paso al meridiano. Como la distancia cenital observada se ve afectada por la aberración real en las observaciones, y la declinación dada por las tablas se ve afectada por la aberración tal como fue admitida para el cálculo del *Almanaque Náutico*, el valor encontrado para la latitud geográfica se verá afectada por la diferencia entre la aberración en el instrumento y la aberración admitida.

Once observaciones, hechas en marzo de 1871, dieron para la latitud geográfica el valor promedio de $51^{\circ} 28'34,4''$ y catorce observaciones, ejecutadas en septiembre del mismo año, llevaron a la media de $51^{\circ} 28'33,6''$, el número de segundos que varía en la primera serie de 33.4 a 36.6 y en la segunda de 30.5 a 35.4. pies al sur del telescopio meridional del Observatorio. La latitud de este último instrumento es $51^{\circ} 28'38''$, 4, y, 340 pies haciendo un arco de $3''$, 35, la latitud del punto donde se llevaron a cabo las observaciones descritas es $51^{\circ} 28'35''$, 05.



Este éste número y los dos resultados dados anteriormente, el acuerdo es mejor de lo que Airy había supuesto ", en vista del relieve del terreno. Parece muy probable que en la ubicación del telescopio meridiano, en el extremo norte. "Desde la colina, la dirección del cenit se desvía hacia el norte, y la latitud astronómica es demasiado fuerte".

La aberración en sí misma ascendió a 19 en estas observaciones, y según la hipótesis de Klinkerfues, la diferencia entre la latitud geográfica encontrada y la latitud verdadera debería haber sido 30".

Al año siguiente, el señor Airy repitió estas observaciones, con el mismo resultado⁽¹⁾.

§ 18. Hoek⁽²⁾, utilizando una fuente luminosa terrestre, realizó un experimento que demuestra lo mismo que las mediciones del Sr. Airy. Fresnel ya se había dado cuenta de que el experimento de Boscovich se puede realizar tanto con una fuente como con la luz de una estrella. De hecho, hemos visto que todo tiende a saber si los rayos relativos siguen, independientemente del movimiento de la tierra y del éter, las leyes ordinarias de la Óptica. Una pregunta que se puede resolver es si, en la reflexión y en la refracción, la marcha de los rayos de origen terrestre es la misma cuando el movimiento de la Tierra tiene a veces una dirección y a veces otras, en relación con el

⁽¹⁾ *Proc. Royal Soc.*, T. 21, p. 421.

⁽²⁾ *Astr. Nachr.*, T, 73, p. 193.

aparato empleado. Según nuestra teoría, los rayos relativos de ninguna manera serán influenciados por el movimiento de la Tierra.

Al igual que el Sr. Airy, Hoek operaba con un telescopio lleno de agua. Así es como describe sus experiencias:

"En (Fig. 14) coloqué la hendidura de un colimador separado de un aparato espectral; Estaba iluminada por la lámpara monocromática que daba luz del rayo D. La distancia AB era de 1.405 metros. La columna de agua estaba contenida en un tubo de 2.067 metros de longitud, que estaba cerrado en un lado por un cristal [D], en el otro por una lente [BC], de 0.507 metros de distancia focal, con un índice de refracción de 1.509, y con dos radios de curvatura iguales, cada uno de 0.516 metros.

La imagen del punto se formó a 73 mm. Detrás del cristal, había un micrómetro de alambre.

Todas estas partes constituyentes se fijaron firmemente sobre una viga, de 3.55 metros de largo, 0.095 metros de espesor y 0.095 metros de ancho. La viga descansaba sobre tres puntos en una caja que podía girarse con facilidad; para que todo el aparato se deje llevar a la posición deseada sin la menor molestia.

Siempre lo he usado en el meridiano alrededor del mediodía y la medianoche.

Estos son los resultados del primer experimento, realizado el 23 de abril de 1868, antes de la medianoche:

Serie	Posición del micrómetro	Tiempo medio de Utrech	Posición de la imagen en revolución del micrómetro	Nº de mediciones
1	Norte	11h 30m	25 ^r 686	6
2	Sud	11 35	25 702	6
3	Norte	11 40	25 695	6
4	Sud	11 46	25 718	6
5	Norte	11 52	25 741	6
6	Sud	11 58	25 743	6

Por consiguiente, la media de las posiciones fue

$$\begin{array}{rcl}
 \text{Micrómetro Norte} & & 25^r 707 \text{ para 3 series} \\
 & \text{" Sud} & 25^r 721 \text{ " " " } \\
 \text{Diferencia N—S} & = & 0,014
 \end{array}$$

El 7 de mayo, Hoek encontró para esta diferencia el valor 0^r,031, y las mediciones hechas a los ocho días dieron diferencias análogas. El valor de una revolución del micrómetro era de 0,32 mm.

Según la teoría de Klinkerfues, se debería encontrar para N — S más de 0,675 revoluciones.

Mencionemos, entonces, que el Sr. Ketteler ⁽¹⁾ y el Sr. Respighi ⁽²⁾, — este último previamente a Hoek, — realizaron el experimento en la misma forma y con el mismo resultado.

§ 19. La teoría de Klinkerfues de que la presencia de una columna líquida en un telescopio aumentaría la constante de aberración también lleva a la conclusión de que el objetivo ejerce, aunque en menor medida, una influencia similar, por la cual el valor sería proporcional al grosor de las lentes. Al calcular este valor para propósitos tan frecuentemente utilizados, Klinkerfues ^(1b) obtuvo un resultado que sería suficiente para explicar la diferencia entre los valores que Delambre y Struve asignaron a la constante de la aberración.

El primero de estos astrónomos sometió al cálculo, en 1809, un gran número de observaciones de eclipses de los satélites de Júpiter, realizadas en el transcurso de los 150 años anteriores; Encontró así, que el tiempo que tarda la luz en viajar la distancia promedio del Sol a la Tierra, es 493.2 segundos. De este número, se deduce que el valor de la constante de la aberración es 20" 25. Por el contrario, en 1845 Struve obtuvo, por determinaciones de posiciones de estrellas, el número 20" 45. La diferencia entre estos resultados fue lo que Klinkerfues quiso explicar como debida a la influencia del objetivo.

De acuerdo con nuestra teoría, tal influencia no existe si el coeficiente de arrastre tiene el valor $1 - 1/n^2$. Como lo ha demostrado el Sr. Veltmann, es también a lo que conduce la teoría de Fresnel, y Hoek también opinó que la influencia del objetivo, si existe, sería mucho menor, de lo que Klinkerfues admitió. Asimismo, a la explicación que éste dio de la diferencia en cuestión, se opuso a otros ⁽²⁾, volviendo a decir que, para el momento de la entrada de un satélite de Júpiter a la sombra del planeta, se debe tomar el momento en que nos envíe una pequeña cantidad de luz, por lo que cada eclipse se observará demasiado pronto, y mucho más a medida que nos alejemos del planeta. De esto resultaría, de hecho, un valor demasiado grande para la velocidad de la luz y un valor demasiado bajo para la constante de la aberración. De acuerdo con el razonamiento de Hoek, un error de una centésima bien podría ocurrir de esta manera.

Sin embargo, señala que esta explicación se hace incierta por el hecho de que no se sabe si Delambre utilizó solo las entradas de satélite, o si también tuvo en cuenta sus salidas.

En verdad, se sabe tan poco de estos cálculos de Delambre, los que no se fueron impresos, y de los cuales el manuscrito probablemente ya no existe, que no se puede decidir si las observaciones de los eclipses que él ha usado, condujeron o no a una constante de la aberración diferente del valor que se le debe a Struve.

⁽¹⁾ *Astron. Undulationstheorie*. p. 66.

⁽²⁾ *Memor. di Bologna* (2) II, p. 279.

^(1b) *Die Aberration der Fixsterne*, p. 41.

⁽²⁾ *Astr. Nachr.*, T. 70, p, 193.

En 1875, el Sr. Glasenapp ⁽¹⁾, — en una discusión sobre todas las observaciones conocidas entre 1848 y 1870, de los eclipses del primer satélite, — mostró que, al emplear diferentes grupos de estas observaciones y aplicar diferentes hipótesis, se pueden obtener, para el tiempo determinado por Delambre, resultados entre 496 y 501 segundos. El resultado obtenido por Struve, por el contrario, se puede mantener casi sin modificación. El Sr. Nyrèn ^(2b), que ha computado una serie muy extensa de observaciones que contenían mediciones hechas por diferentes instrumentos, ha encontrado últimamente, como valor final de la constante de aberración, $20''$, $492 \pm 0''$,006.

§ 20. Ninguno de los experimentos relacionados con los fenómenos que nos ocupan se ha hecho tan famoso como el que Arago mostró: que los rayos relativos, cruzando un prisma, siguen siempre, las leyes ordinarias de la refracción, cualquiera sea la dirección del movimiento de la Tierra. Desgraciadamente, esta experiencia nunca se ha descrito con el detalle que, por su importancia, merecía.

En su biografía de Fresnel, Arago nos dice ⁽¹⁾ lo que dio origen a esta investigación. Para la teoría de la emisión, la igualdad de la velocidad de propagación de la luz emitida por diferentes fuentes, — igualdad reconocida experimentalmente, — constituyó una seria dificultad; incluso si se supusiera que todas las estrellas emiten las partículas luminosas con la misma velocidad, esta velocidad no se mantendría, como Arago lo creía probable, si estas partículas estuvieran sujetas a la atracción universal, ya que su velocidad disminuiría continuamente a medida que se alejan de la fuente de luz.

"¿No es esta", dice Arago ⁽²⁾, "una objeción formidable contra el sistema de la emisión, esta perfecta igualdad de velocidad, de la cual todas las observaciones son auténticas?" Luego continúa:

"Hay una manera muy simple de alterar notablemente, si no la velocidad absoluta de un rayo, al menos su velocidad relativa; es observarlo durante su curso anual, cuando la Tierra se dirige hacia la estrella de donde emana este rayo, o hacia la región diametralmente opuesta. En el primer caso, es como si la velocidad del rayo aumentase en todo el mundo; en el segundo, el cambio tiene numéricamente el mismo valor, pero la velocidad primitiva disminuye. Ahora, nadie ignora que la velocidad de traslación de la Tierra comparada con la de la luz, es la diezmilésima parte. Observar al principio una estrella hacia la cual se mueve la Tierra y luego una estrella de la que se aleja, es haber operado con rayos cuyas velocidades difieren de unas cinco milésimas. Tales rayos deben ser refractados de manera desigual. La teoría de la emisión proporciona los medios para decir en números cuánto aumentará la desigualdad, y uno puede ver cuánto es superior a los pequeños errores de las observaciones. Bueno, las mediciones precisas han negado completamente el cálculo: los rayos que emanan de todas las estrellas, en cualquier región en la que se encuentren, experimentan precisamente la misma refracción".

⁽¹⁾ Tomé prestado esto de Newcomb, "Measures of the velocity of light dans Astronomical papers prepared for the use of the American Ephemeris and Nautical Almanac", T. 2, pág. 114 {Nature, T. 34, p. 29). La propia memoria del Sr. Glasenapp, publicada en ruso, no la conozco.

^(2b) *Mémoires de l'Acad. de St. Pétersbourg*, 7ª Serie, T. 31, No. 9.

⁽¹⁾ Arago, *Oeuvres complètes*, T. I, p. 107.

⁽²⁾ *loc. cit.*, p. 156.

Las observaciones de Arago están descritas por Biot ^(1b) de la siguiente manera:

El prisma utilizado por Arago en sus experimentos fue colocado delante del objetivo sobre un círculo repetidor, de manera de cubrir sólo una parte de él; de modo que uno pudiera observar sucesivamente el rayo directo de luz a través del bisel solo, y el mismo rayo desviado por el prisma. Teniendo en cuenta los tiempos en que se realizaron las dos observaciones, la estrella fue llevada, por cálculo, a la misma altura en el horizonte. La diferencia de los ángulos observados directamente y a través del prisma dio la desviación experimentada por el rayo de luz. Al observar así las estrellas de la eclíptica que pasaban en el meridiano a las 6 de la tarde, la Tierra, que gira sobre sí misma, alrededor del Sol, de oeste a este, se movía en su órbita, en la misma dirección que la luz de una estrella; y, en consecuencia, tenía, al alcanzar el prisma, solo la diferencia de las dos velocidades. Lo contrario tenía lugar con las estrellas que pasaban a las 6 de la mañana, y la Tierra se movía en contra de su luz. Pero esta oposición, que debería haber dado una diferencia de 50 segundos sexagesimales en las desviaciones observadas, no producía ningún cambio apreciable".

Sabemos cómo Arago conciliaba el resultado de los experimentos con la teoría de la emisión, lo que se suma a la hipótesis de que las estrellas emiten partículas luminosas con velocidades muy diferentes, pero que la impresión de la luz no se puede excitar, más que mediante las partículas que alcanzan el ojo con una velocidad determinada, Fresnel mostró entonces que su hipótesis sobre el arrastre de las ondas de luz por la materia ponderable puede explicar el resultado del experimento. Después de los desarrollos de los párrafos anteriores, está claro que también puede explicarse mediante la teoría que he expuesto. De hecho, de acuerdo con mi manera de ver, por un telescopio, siempre observamos la dirección de los rayos relativos que alcanzan el objetivo o, si en su marcha, estos rayos siguen a través de un prisma, cumplen con las leyes ordinarias de la refracción. El telescopio se dirige primero directamente a la estrella y luego a la imagen que forma con el prisma; el ángulo entre las dos posiciones se puede determinar de acuerdo con las reglas ordinarias.

Hay una circunstancia, sin embargo, que uno no debe perder de vista. Cuando la estrella nos envía una luz homogénea cuyo número de vibraciones por unidad de tiempo es N , en un punto del prisma, como en cualquier otro punto que esté conectado con la Tierra, la perturbación del equilibrio atravesará, de acuerdo con la § 11, todas las fases, no N sino N' veces por unidad de tiempo. La refracción del rayo relativo no dejará de obedecer las leyes ordinarias, pero, debido a la diferencia entre N y N' , el índice de refracción puede tener un valor diferente que si la Tierra estuviera inmóvil, y eso se debe a que la desviación del rayo relativo, en un solo prisma o en un sistema no acromático de prismas, puede ser modificada por el movimiento de la Tierra. En el experimento de Arago, sin embargo, esta circunstancia no podía intervenir porque el debió usar un prisma acromático. Es en el espectroscopio que aparecerá la modificación del índice de refracción que se produce por la diferencia entre N y N' . Ella determinará un desplazamiento de las líneas del espectro de la estrella. Pero este es un punto en el que no me detendré, porque la dispersión, en un prisma en movimiento, puede estudiarse teóricamente solo cuando se forma una idea del mecanismo del movimiento luminoso en una materia ponderable que se desplaza en relación al éter. La primera pregunta

^(1b) Biot, *Traité élémentaire d'astronomie physique*, 3e éd., T. V, p. 364.

será entonces si la dispersión depende, en primer término, de una diferencia en las longitudes de onda, o de una diferencia en la duración de una vibración.

Observemos también, con respecto a la experiencia de Arago, que, en general, cualquier cambio en la dirección en que un rayo de luz incide sobre un prisma tiene el efecto de aumentar o disminuir la desviación. La luz de dos estrellas, situadas en diferentes direcciones con respecto a la Tierra, sufrirá la misma desviación solo si los rayos relativos de una y la otra llegan al prisma formando el mismo ángulo. Pero comparemos, para la misma estrella, el caso donde la Tierra está inmóvil y cuando la Tierra se mueve, admitiendo que el ángulo de incidencia de los rayos verdaderos es el mismo en ambos casos, o bien comparemos bajo esta misma hipótesis, la refracción de los rayos de dos estrellas, encontraremos diferentes desviaciones para los rayos relativos, porque a veces tendrán un ángulo de incidencia y a veces otro.

Estas son las diferencias que Hoek⁽¹⁾ dedujo de la teoría, y que él propuso verificar mediante una repetición de la experiencia de Arago. Su valor se calcula mediante fórmulas diferenciales que indican cómo, en un prisma, la dirección del rayo emergente se modifica mediante un pequeño cambio en la dirección de la luz incidente. Como señala Hoek, las diferencias en cuestión se desvanecen cuando solo se observan estrellas en la dirección del movimiento de la Tierra, o en la dirección opuesta, y de manera similar cuando se observa al menos una desviación. En el primer caso, de hecho, el rayo verdadero y el rayo relativo tienen la misma dirección, y en el segundo caso, un pequeño cambio del ángulo de incidencia no tiene un efecto apreciable en la desviación.

Además, es a esta última propiedad a la que Hoek atribuye el resultado negativo de la experiencia de Arago; según él, se llegaría a una conclusión diferente si no se observara al menos una desviación. Esta opinión es contraria a mi teoría como a la de Fresnel. No tengo dudas de que Arago prefirió la desviación mínima, ya que esta última tiene la ventaja de que el error que puede resultar de una ligera rotación accidental del prisma es lo más pequeño posible. Pero si se hubiera colocado en otras condiciones, siempre habría obtenido el mismo resultado. Si un prisma está unido invariablemente en cualquier posición a un telescopio, primero se dirige de modo que la imagen directa de una estrella se forme en un punto dado del plano focal del objetivo, de modo que los rayos que han cruzado el prisma converjan hacia este mismo punto, encontraremos entre las dos posiciones del telescopio el mismo ángulo, sea cual sea la estrella observada; porque los rayos relativos siempre incidirán en el prisma desde el mismo ángulo⁽¹⁾.

⁽¹⁾ *Recherches astronomiques de l'Observatoire de Utrecht*, 1^{ère} livre, p. 36.

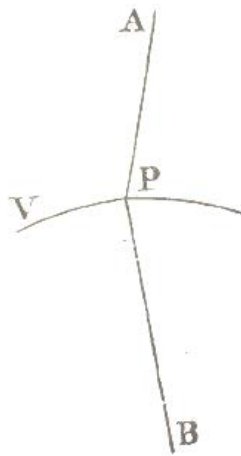
⁽¹⁾ Hay algunos otros comentarios en las memorias de Hoek que se relacionan con su discusión sobre la experiencia de Arago. Primero, al tratar la acción del objetivo de un telescopio, lo compara con un sistema de prismas. *Recherches Astron.*, 1er- T., P. 51), y dice que el movimiento de la Tierra debe influir en la desviación de los rayos que inciden en las partes periféricas de la lente. Si uno imagina que el telescopio está siempre dirigido a la posición real de una estrella, la dirección de los rayos relativos dependerá del lado hacia el cual se mueve la Tierra y también el ángulo en el que estos rayos se encuentran, una parte determinada del objetivo; Hoek examinó la influencia que un pequeño cambio de este ángulo podría tener en la desviación de los rayos periféricos.

Cuando uno sostiene la proposición de que los rayos relativos siguen las leyes ordinarias de la refracción, la cosa se vuelve muy simple. Así, la cuestión de si todos los rayos que caen en la lente del telescopio convergerán hacia su foco principal cuando originalmente son paralelos al eje del instrumento, o si, cuando forman un ángulo pequeño con este

§ 21. Hemos demostrado, en la § 15, que cuando los rayos relativos convergen hacia un punto, la onda luminosa se contrae en este punto, y hemos concluido que tiene lugar una concentración real del movimiento luminoso. Esto sería perfectamente cierto si tratáramos con ondas cerradas que rodean el punto de convergencia en todos los lados. Pero dado que nuestros instrumentos solo admiten ondas que están limitadas lateralmente, es necesario, con todo rigor, utilizar la teoría de la difracción para decidir en qué grado se concentra la luz en un solo punto. Por lo tanto, es importante examinar si existe una influencia del movimiento de la Tierra en los fenómenos de difracción.

Sea (Fig. 15) V la superficie de separación entre dos medios homogéneos, y en un punto invariablemente unido a la Tierra y, por consiguiente, inmóvil en la figura. Supongamos que desde A hasta V la luz se propaga sin obstáculos laterales que la difractan, pero que la superficie de separación V, o la parte transparente de esta superficie, está limitada. En el segundo medio hay un fenómeno de difracción, y el movimiento, en cualquier punto B, está compuesto por los movimientos por los que pasan los diferentes elementos de V. Para evaluar las diferencias de fase con las que se produce la interferencia, tomemos cualquier punto P de V, y consideremos el tiempo que tarda el movimiento de la luz en propagarse de A a P y de allí a B, es (§ 12) expresado por:

Fig. 15.



$$\frac{AP}{A_1} + \frac{PB}{A_2} - \mu(\varphi_B - \varphi_A) \tag{16}$$

donde μ tiene el significado indicado en la § 13, y donde A_1 y A_2 se relacionan con el primer y segundo medio.

eje, se formará una imagen clara en un eje secundario, entra en la teoría ordinaria de las lentes. El comentario de Hoek, del cual quiero decir una palabra, consiste en el hecho de que la constante de la aberración debe, debido a la refracción atmosférica, presentar un valor ligeramente variable con la altura de la estrella. Cuando, de hecho, la dirección que sigue cerca de la superficie de la Tierra, el rayo relativo que proviene de una estrella se compara con la dirección que tendría en el mismo punto, si la Tierra estuviera inmóvil, el rayo verdadero, uno reconoce que el ángulo de estas dos direcciones, debido a la refracción atmosférica, difiere un poco de la aberración, ya que existiría en ausencia de aire. La diferencia es muy pequeña, pero, aún más grande, podemos evitar la complicación que resultaría en la reducción de las observaciones astronómicas; Basta primero hacer la corrección debida a la refracción y luego aplicarla a la dirección encontrada para el radio relativo fuera de la atmósfera, las fórmulas ordinarias de la aberración.

Cuando uno calcula el valor de (16) para diferentes situaciones del punto P , el último término permanece siempre igual; las diferencias de fase de los movimientos parciales, en el momento en que se encuentran en B , están determinadas por los tiempos.

$$\frac{AP}{A_1} + \frac{PB}{A_2}$$

Por lo que vemos, tienen el mismo valor como si la Tierra estuviera inmóvil.

De ello se deduce que, en el espacio detrás de V , la distribución de la intensidad luminosa no se modifica por el movimiento de la Tierra.

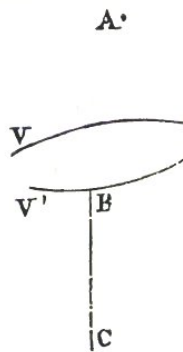
No es lo mismo para la fase de las vibraciones resultantes.

De la ecuación (16), se observa el tiempo que tarda cada vibración parcial en llegar al punto B se reduce en la cantidad

$$\mu(\phi_B - \phi_A)$$

por el movimiento de la tierra; Por lo tanto, la vibración resultante también avanzará en la misma cantidad. Dado que este tiempo depende de la situación de B , las diferencias de fase entre las vibraciones resultantes en los diversos puntos del segundo medio serán modificadas por el movimiento de la Tierra.

Fig. 16.



Esta modificación debe considerarse cuando el segundo medio es seguido por un tercero separado por la superficie límite V (Figura 16). Sea B un punto de V , C cualquier punto detrás de V . Si la Tierra estuviera inmóvil, existiría en B una vibración, que, como resultado de la difracción anterior, se transmitiría a C en el tiempo.

$$\frac{BC}{A_3}$$

A_3 es el valor de la velocidad en el tercer medio. Cuando la Tierra se mueve, ese tiempo deviene

$$\frac{BC}{A_3} - \mu(\varphi_C - \varphi_B)$$

Pero, como entonces la vibración ya ha avanzado en B $\mu(\varphi_B - \varphi_A)$, llega finalmente a C con un avance de tiempo igual a

$$\mu(\varphi_C - \varphi_A)$$

Esta vez, independientemente de la situación de B, las vibraciones parciales se volverán a encontrar en C con las mismas diferencias de fase, si la Tierra se está moviendo o no, y la distribución de la intensidad de la luz en el espacio detrás de V' será también lo mismo en ambos casos.

Podemos extender fácilmente este resultado al caso de cualquier número de medios sucesivos, y nada cambia si el frente y la parte posterior de una superficie límite es el mismo medio, por lo que estamos tratando con la difracción ordinaria por una abertura, o por un sistema de aberturas. Una difracción en la luz reflejada se puede tratar de la misma manera.

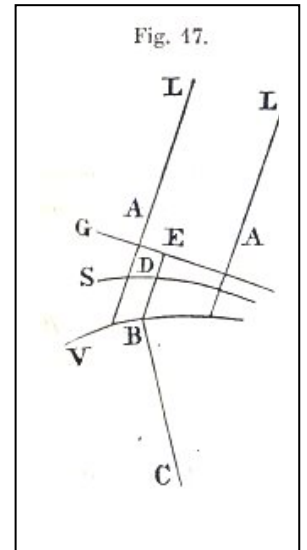
Si, asumimos que la Tierra está inmóvil, podemos considerar que el fenómeno de difracción regresa aproximadamente a la concentración de luz en un solo punto, podemos hacerlo en la misma medida, cuando la Tierra se mueve.

b. Supongamos que solamente en una parte de la superficie límite V (Fig. 17) de dos medios cae un haz de rayos relativos paralelos LA, provenientes de una estrella. Si el aire es el primer medio y descuidamos la refracción atmosférica, estos rayos pueden tener la dirección en la que fueron emitidos por la estrella, pero también podemos suponer que ya han cambiado de dirección mediante un reflejo o una Refracción sobre superficies planas. Se comprenderá de inmediato que los fenómenos ocurrirán como si en la dirección AL, a una gran distancia de V, hubiera un punto luminoso conectado a la Tierra; solo para cada especie de luz que la estrella nos envía, este punto debe ejecutar por segundo una serie de vibraciones diferentes de la cantidad real de vibraciones de este tipo de luz. El último número designado por N y el primero se dará, de acuerdo con lo que vimos en la § 11, mediante la ecuación

$$N' = N \left(1 - \frac{g \cos \alpha}{A} \right)$$

donde α es el ángulo formado por la dirección primitiva de los rayos de luz con la dirección de la velocidad de la tierra. De hecho, una vez que este número se haya calculado para los rayos relativos, no cambiará de ninguna manera si se reflejan o refractan.

Si la introducción de un punto luminoso imaginario, colocado en la dirección AL e invariablemente vinculado a la Tierra, da lugar a algunas dudas, aquí es cómo se podrían presentar las cosas. Como en la §15, c, se puede determinar la forma de una onda ubicada en el primer medio cerca de la superficie límite.



Si tomamos el plano xy un plano G perpendicular a los rayos LA , y dirigimos el semieje positivo z hacia el lado en que se propagan estos rayos, teniendo una velocidad para sus componentes

$$-\kappa \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad -\kappa \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad -\kappa \frac{\partial \varphi}{\partial z} + A$$

debe ser normal a la onda; la forma de esta última será determinada por la ecuación:

$$-\kappa \varphi + Az = cte .$$

$$o \quad -\mu \varphi + \frac{z}{A} = C \quad (17)$$

donde C es una constante.

Para encontrar ahora la fase de la vibración que cualquier punto C del segundo medio recibe del elemento B de la superficie límite, deje que B dirija una línea recta paralela a AL . Sea D el punto donde se encuentra la onda S con esta recta. El camino DBC será atravesado por la luz en el tiempo

$$\frac{DB}{A_1} + \frac{BC}{A_2} - \mu(\varphi_C - \varphi_D) \quad (18)$$

y dado que existe un igualdad de fase en toda la extensión de la onda S , será de los valores que tome esta cantidad (18) que dependerán las diferencias de fase con las que se encontrarán las vibraciones que llegan a C . Pero si E es el punto de intersección de la recta BD con el plano G , tenemos, de acuerdo con la fórmula (17),

$$-\mu \varphi_D + \frac{ED}{A_1} = C$$

y la expresión (18) se vuelve

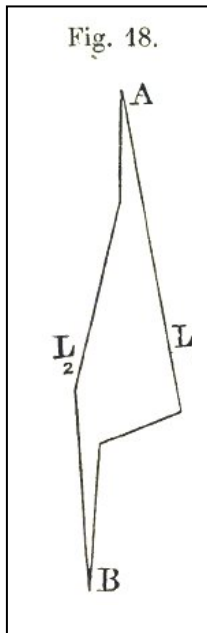
$$\frac{EB}{A_1} + \frac{BC}{A_2} - \mu \varphi_C - C$$

Los dos últimos términos no cambian cuando se toma por B otro punto de la superficie límite, las diferencias de fases serán determinadas por los términos.

$$\frac{EB}{A_1} + \frac{BC}{A_2}$$

Ahora, esta expresión representa el tiempo que tomaría la luz, si la Tierra estuviera inmóvil y las líneas LA fueran verdaderos rayos, para propagarse desde el plano G a B y desde allí al punto C . En este caso, una onda de luz se dirigiría a lo largo del plano G . Como resultado, las diferencias de

fase expresadas en unidades de tiempo serían las mismas que cuando la Tierra se mueve y las líneas LA representan los rayos relativos. Por lo tanto, si la periodicidad mostrada por la vibración en un punto fijo de la figura es la misma en ambos casos, también habrá igualdad entre las diferencias de fase expresadas en las duraciones de las vibraciones. La distribución de la intensidad luminosa en el espacio detrás de V será, por lo tanto, cuando una estrella emita una luz de la cual N es el número de vibraciones, la misma que si la Tierra estuviera en reposo, que la estrella estaba en la dirección de los rayos relativos y que el número de vibraciones fue N' (§ 11). Este resultado puede extenderse aún más al caso de una serie de medios diferentes.



Las consideraciones anteriores pueden aplicarse a la difracción por redes. Los espectros obtenidos por este último no se verán afectados de ninguna manera por el movimiento de la Tierra si hacemos uso de una fuente de luz terrestre, pero en los espectros que nos dan la luz de una estrella, las líneas experimentarán un desplazamiento según el principio Doppler. Este desplazamiento no existe en el espectro solar, la distancia de la Tierra al Sol puede considerarse invariable.

Jacques Babinet ⁽¹⁾ y Anders Jonas Angström ⁽²⁾ fueron llevados por sus consideraciones teóricas a una conclusión diferente, una conclusión que el segundo de estos físicos pensaba encontrar confirmada, aunque de una manera poco cierta, por sus mediciones de las longitudes de onda de la luz solar. Sin embargo, el Sr. Éleuthère Mascart ^(1b), al someter la cuestión a un nuevo estudio experimental, no pudo notar ninguna influencia del movimiento de la Tierra sobre los espectros de la red de la luz solar. Él ha reconocido, por comparación directa de la luz solar con la de una fuente terrestre, que las líneas correspondientes de los espectros exhiben la misma desviación.

§ 22. La interferencia de la luz da lugar a comentarios análogos a los que hemos hecho con respecto a la difracción. Los fenómenos no son modificados por el movimiento de la Tierra si usamos una fuente de luz terrestre; y cuando operamos con los rayos de una estrella, no habrá otro cambio que el que resulta de la modificación, de acuerdo con el principio Doppler, de la duración de la vibración. Para justificar la primera afirmación, sea A (Fig. 18), un punto luminoso vinculado a la Tierra; supongamos que las vibraciones alcanzan el punto B por dos caminos diferentes. Para simplificar, admitiremos que en ninguno de estos caminos la propagación de A a B se ve afectada por la difracción; Supondremos, por lo tanto, que al aplicar el principio de Huygens de la manera descrita en las §§ 12 y 13, encontramos ondas suficientemente amplias para cada uno de los dos caminos, cuyos bordes están a cierta distancia de B. Podemos dirigir de A a B dos rayos relativos, que denotamos por L_1 y L_2 . Estos rayos pueden cambiar una o más veces de dirección por reflexión o refracción, siempre obedeciendo las leyes ordinarias de la Óptica.

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, T. 56, p. 415.

⁽²⁾ *Pogg. Ann.*, T. 123, p. 500.

^(1b) *Ann. de l'Ecole normale*, 2^a. Serie., T. 1, p. 166, 188.

Si uno también quisiera considerar medios no homogéneos, los rayos podrían estar formados por líneas curvas. De todos modos, si ds_1 representa un elemento de L_1 , el tiempo necesario para el recorrido de este elemento con la velocidad B (§ 12) es

$$\frac{ds_1}{A} - \mu \frac{\partial \varphi}{\partial s_1} ds_1$$

y, en consecuencia, el tiempo necesario para todo el rayo será

$$\int \frac{ds_1}{A} - \mu(\varphi_B - \varphi_A)$$

Como para L_2 se obtiene de la misma manera la expresión

$$\int \frac{ds_2}{A} - \mu(\varphi_B - \varphi_A)$$

vemos que la diferencia de los dos tiempos es independiente de los potenciales de velocidad y, en consecuencia, del movimiento de la Tierra.

Babinet ⁽¹⁾, mediante un experimento, demostró por primera vez esta independencia del movimiento de la Tierra en un fenómeno de interferencia; después de él, Martin Hoek ⁽²⁾ y el Sr. Ketteler ⁽³⁾ realizaron experimentos similares. Varios físicos, entre otros, el Sr. Stokes y el Sr. Veltmann, han demostrado que el resultado de esta investigación era el esperado según la teoría de Fresnel.

§ 23. Para un cierto número de fenómenos, la explicación recibida, en su mayor parte, se basa sobre la suposición hecha respecto del coeficiente de arrastre. Esta suposición se justificó en cierta medida por el conocido experimento del Sr. Fizeau ⁽⁴⁾, en el que se observaron los rayos que habían atravesado los tubos a través de los cuales pasaba una corriente de agua. El resultado de este experimento demostró, de hecho, que las ondas de luz participan solo parcialmente en el movimiento del medio y que los valores numéricos obtenidos por M. Fizeau son los que podrían preverse de acuerdo con el valor admitido para el coeficiente de arrastre. Sin embargo, para los medios disponibles del Sr. Fizeau, era imposible llegar a una determinación precisa de ese coeficiente.

Dos físicos estadounidenses, los Sres. Michelson y Morley ^(1b), han repetido recientemente el experimento en mayor escala. Según sus mediciones, el coeficiente de arrastre tiene, en el caso del agua, el valor de 0.434, con un posible error de ± 0.02 . La cantidad $1 - 1/n^2$ se eleva para el agua a 0.437, el acuerdo con la teoría de Fresnel es muy satisfactorio.

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, T. 9, p. 774.

⁽²⁾ *Versl. en Meded.*, 2^o reeks, Deel II, p. 189; *Archiv. Néer.*, T. 3, p. 180.

⁽³⁾ *Astron. Undulationstheorie*, p. 67.

⁽⁴⁾ *Comptes rendus*, T. 83, p. 349; *Pogg. Ann. Erg.* 3, p. 457.

^(1b) *American Journal of Science*, 3^o ser., Vol. 31, p. 377.

Para intervenir en la determinación del coeficiente de las velocidades más considerables, uno elegirá los fenómenos en los que la velocidad de la Tierra podría desempeñar un papel importante. En verdad, cualquier experimento como el de Arago y Boscovich, o la observación de cualquier fenómeno de interferencia en el que una cierta extensión de una materia transparente es atravesada en una dirección a veces formando un cierto ángulo y a veces otro. con la dirección de la velocidad de la Tierra, puede servir para determinar los coeficientes k y κ . Ahora, todos estos experimentos han llevado al valor $k = 1 - 1/n^2$ que, sin embargo, puede verse afectado por un error que será evaluado por una discusión detallada de cada experimento.

Por supuesto, es importante saber en qué medida la ecuación $k = 1 - 1/n^2$ se aplica a cada color por separado^(2b) para saber también en qué se convierte esta relación para los cuerpos birrefringentes. Con respecto a esta última pregunta, el Sr. Mascart^(3b) ha proporcionado datos importantes a través de sus experimentos sobre los fenómenos de interferencia que se producen cuando placas gruesas de espato de Islandia cortados paralelas al eje son atravesados por la luz polarizada. Estos fenómenos se han encontrado de nuevo, independientemente del movimiento de la Tierra.

En todos los casos que acabamos de revisar, el grado de precisión con el que se puede determinar el coeficiente de arrastre depende de la magnitud de la velocidad que el éter posee en relación con el material ponderable. El significado, por ejemplo, de los experimentos de Arago y Boscovich no es el mismo en una teoría que supone el éter en reposo absoluto, y en otra que lo hace participar más o menos en el movimiento de la Tierra. En la teoría original del Sr. Stokes, ninguno de estos experimentos puede llevar a ninguna conclusión sobre el coeficiente de arrastre.

Será la tarea de la teoría de la luz dar cuenta del valor que las observaciones proporcionan para el coeficiente de arrastre. Para tener éxito, primero debe demostrar que puede tratarse de un coeficiente de este tipo. El mecanismo por el cual la perturbación del equilibrio, que primero existe en un punto P (Fig. 9), ya sea en el éter o en la materia ponderable, ya no se encuentra al final del tiempo dt , en que el éter y la materia ponderable ocupan la superficie de una esfera que tiene por centro P' .

§ 24. La cuestión de si el éter participa o no en el movimiento de la Tierra no puede resolverse a partir de los fenómenos de los que hemos hablado hasta ahora. De hecho, permiten explicar también por las hipótesis de la § 8 que admiten un movimiento del éter, como por la teoría de Fresnel, con la cual este movimiento es incompatible. Si uno no tuviera en cuenta las consideraciones anteriores, nada nos impediría admitir que los cuerpos opacos son impermeables al éter, de modo que, en un tubo de telescopio, por ejemplo, el éter compartiría casi completamente el movimiento de la Tierra.

Pero otras consideraciones pueden ser invocadas. Cuando se inclina un tubo barométrico, para que el mercurio lo llene por completo, el éter que estaba por encima del mercurio debe haber escapado a través del metal o del vidrio, a menos que haya hecho un pasaje entre el mercurio y la pared. El mismo experimento se podría hacer con un tubo barométrico opaco, hecho de metal, por ejemplo. O, para citar otro caso, cuando un aumento de la presión atmosférica comprime la caja elástica de un barómetro metálico, una parte del éter incluido debe abandonar la caja, a través de la pared.

^(2b) Veltmann, *Pogg. Ann.*, T. 150, p. 529.

^(3b) *Ann. de l'Ecole norm.*, 2^e sér., T. 1, p. 191.

De hecho, por razones que es superfluo mencionar aquí, ninguna teoría admitirá la compresibilidad del éter.

Ante fenómenos de este tipo, creo que todos los físicos admitirán la permeabilidad al éter incluso de cuerpos opacos, al menos cuando su grosor sea tal como los que presentamos en nuestros experimentos. Y luego tenemos que elegir entre dos posibilidades. O bien toda la Tierra también es completamente permeable, o los cuerpos opacos, son permeables en las dimensiones de las que acabamos de hablar, y no lo son cuando su espesor es miles de veces mayor.

Para algunos, la segunda de estas dos hipótesis puede parecer la más aceptable. Si, de hecho, atribuimos a los átomos de la materia ordinaria una cierta extensión y admitimos que donde hay tales átomos no puede haber éter, no puede haber duda alguna de una permeabilidad completa de los cuerpos ponderables en tanto tengan un grosor suficientemente grande.

Sin embargo, me parece que la otra manera de ver es al menos tan simple, si no más simple. Es posible que lo que llamamos un átomo ocupe el mismo lugar que una parte del éter, que, por ejemplo, un átomo no sea más que una modificación local en el estado de este medio, y luego uno podría entender que un átomo podría moverse sin que el éter circundante fuera arrastrado. Al adoptar esta forma de pensar, volvemos a la teoría de Fresnel; las consideraciones anteriores no tienen, además de la simplificación del razonamiento, otra utilidad que demostrar que no son los fenómenos de aberración los que nos impone esta teoría.

Cualquiera que sea el caso, en mi opinión no nos guiaremos, en un tema tan importante, por consideraciones en cuanto al grado de probabilidad o simplicidad de cualquiera de las hipótesis, sino por abordar la experiencia para aprender el estado, reposo o movimiento, en el que se encuentra el éter sobre la superficie de la Tierra.

§ 25. Soy consciente de solo hay dos estudios experimentales relacionados con esta pregunta.

En primer lugar, M. Fizeau⁽¹⁾ encontró que el movimiento de la Tierra tiene una influencia en la rotación impresa al plano de polarización por cristales apilados. Me parece que no se puede hacer ninguna objeción a la conclusión de este erudito, a saber, que cerca de la superficie de la Tierra el éter no descansa con respecto a ella; pero, en mi opinión, estos experimentos no han demostrado que la velocidad relativa del éter sea precisamente igual a la velocidad de la Tierra. No entraré aquí en la discusión de estas observaciones, esta discusión se basará en un estudio de la modificación experimentada, como resultado del movimiento de la materia ponderable y de las condiciones que, en la superficie de los cuerpos, determinan la reflexión y la refracción.

En segundo lugar, un ingenioso experimento de interferencia fue ejecutado por el Sr. Michelson⁽²⁾ y llevó a este erudito a una conclusión diametralmente opuesta a la del Sr. Fizeau. El Sr. Michelson observó que si el éter no es arrastrado por la Tierra, el tiempo utilizado por la luz para ir de *A* a *B*, ambos lugares en la Tierra, para luego regresar de *B* a *A*, debe depender del ángulo que for-

⁽¹⁾ *Ann. de chim. et de phys.*, 3^o Sér. T. 58, p. 129.

⁽²⁾ *American Journ. of Science*, 3d. Ser., Vol. 22, p. 120.

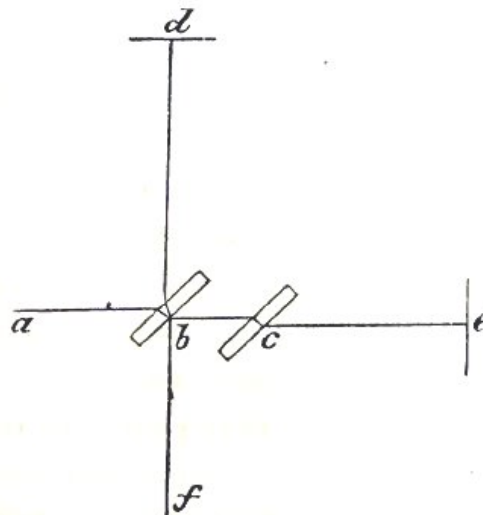
me la línea AB con la dirección de movimiento de nuestro globo. Si D es la distancia AB , A la velocidad de la luz, g la de la Tierra, tenemos, en el caso de que esta última se dirija de A a B , durante el tiempo requerido para ir según $D/(A - g)$, y el tiempo necesario para el regreso $D/(A + g)$, de modo que la suma de los dos tiempos se convierte en $2AD/(A^2 - g^2)$ o aproximadamente, $2D/A + 2D g^2/A^3$. Por el contrario, en el caso donde g es perpendicular a AB , el ir y venir se llevaría a cabo, según el Sr. Michelson, en el tiempo $2D/A$. La diferencia

$$r = 2D \frac{g^2}{A^3}$$

será, cuando D es 1 metro, una fracción no despreciable de la duración de la vibración; un experimento en el que interfieran dos rayos, uno en la dirección de g , el otro perpendicular a g , habrán viajado en ambas sentidos, la misma distancia D , lo que permitiría detectar esta diferencia.

El Sr. Michelson se dio cuenta de la interferencia en cuestión mediante un aparato que tiene cierta analogía con el refractor de interferencia de Jamin. Dos cristales del mismo espesor, b y c (Fig. 19), se colocaron paralelos entre sí en una posición vertical. Sobre la primera, incidieron rayos horizontales ab , algunos de los cuales se reflejaron en la parte posterior del cristal según bd , y otra parte se transmitió de acuerdo con bce . El rayo reflejado y el rayo transmitido cayeron perpendiculares a los espejos plateados d y e , por lo tanto, regresaron por los mismos caminos en b , donde ahora se transmitía el rayo db , mientras que el ecb se reflejaba en el mismo lado del cristal donde había ocurrido la primera reflexión. Los rayos bf se recibieron en un telescopio, en el que se observó una imagen similar a la proporcionada por el refractor de interferencia.

Fig. 19.



Todo el aparato, incluida la fuente de luz y el telescopio, podía girar alrededor de un eje vertical, lo que permitía, cuando los experimentos se realizaban en un momento adecuado, llevar alternativamente el brazo bd y el brazo be en la dirección del movimiento de la Tierra. Según el Sr. Michelson, al pasar de una de estas posiciones a la otra, el tiempo usado por la luz para ir y regresar por una de las ramas, aumentaría en

$$2D \frac{g^2}{A^3}$$

mientras que por la otra rama disminuiría en la misma cantidad. D representa la longitud de la rama. Por la rotación del aparato, la diferencia de fase de los rayos que interfieren sufriría un cambio que, expresado en el tiempo de vibración, puede representarse por

$$4 \frac{D}{\lambda} \frac{g^2}{A^2}$$

donde λ es la longitud de onda. Si tomamos $D = 1,2 \text{ m}$, el valor de esta expresión para la luz amarilla es de aproximadamente 0,08. Por lo tanto, por rotación, las franjas de interferencia se deben desplazar la fracción de 0,08 de su distancia mutua.

En realidad, la cosa no es tan simple. El Sr. Michelson estaba realizando sus experimentos a principios de abril. Si entonces, alrededor del mediodía, los dos brazos del aparato se colocaban alternativamente en la dirección Este-Oeste, el cambio de las diferencias de fase sería más pequeño de lo que se encontró anteriormente, porque la dirección del movimiento de la Tierra no estaría contenida en el plano de los dos brazos, sino que formaría un cierto ángulo con este plano. El Sr. Michelson calculó que, debido a esta circunstancia, el desplazamiento de las franjas — que siempre expresaremos, tomando como unidad su distancia mutua, — debería reducirse a 0,048.

Por otro lado, cuando adoptamos la teoría de Fresnel, es natural admitir que el éter que no se ve afectado por el movimiento anual de la Tierra ya no es arrastrado por el sistema solar en su movimiento. en relación con las estrellas, y en consecuencia, la verdadera velocidad relativa de la Tierra con respecto al éter se obtendrá si se compone la velocidad de la Tierra en su órbita con la del sistema solar. Ahora, los resultados encontrados con respecto a este último movimiento indican que, en el momento en que el Sr. Michelson estaba operando, la resultante tenía una dirección y magnitud muy favorables al efecto buscado, de modo que se pudiese alcanzar un desplazamiento de 0,16. Es cierto que no conocemos con certeza el movimiento del sistema solar en relación con el éter del espacio celeste, pero, considerando los números 0,048 y 0,16, el Sr. Michelson pensó que podía contar con un desplazamiento de las franjas de interferencia que no difiere mucho de 0,1.

La posición de las franjas se determinó mediante un micrómetro ocular, que consiste en un portaobjetos de vidrio dividido. La distancia mutua de las bandas fue de 3 divisiones de la escala, y como la posición de la franja oscura central se determinó a $\frac{1}{4}$ de una división, cada lectura, expresada en la unidad que hemos elegido, fue exactamente $\frac{1}{12}$. Uno podría estimar la mitad de esta última fracción.

Se realizaron cuatro series de experimentos, en cada uno de los cuales se hizo que la máquina realizara 5 giros completos, avanzando en ángulos de 45° , de modo que se realizaron 5 lecturas de la posición de la franja central mientras que la rama bd tenía dirección hacia el norte, luego hacia el noreste, y así sucesivamente.

Si tomamos en la primera serie, el promedio de todas las lecturas obtenidas mientras *bd* tuvo la dirección norte o sur, y de manera similar el promedio de todas las lecturas correspondientes de *bd* en una dirección oeste a este, la diferencia de estos promedios, es decir, el desplazamiento de la franja central que debe atribuirse a que *bd* pasó de la dirección norte a sur a la dirección este a oeste, se encontró igual a +0,017. De la misma manera, las otras series dieron: - 0,025, + 0,030, + 0,067. El promedio de estos resultados es + 0,022.

Por el contrario, al comparar las posiciones tomadas por la franja central cuando la rama *bd* se colocó en la dirección noreste o en la dirección suroeste, obtenemos para las 4 series las diferencias: +0,050, - 0,033, + 0,030 + 0,087; en promedio: + 0,034.

De las dos diferencias +0,022 y +0,034, la primera es demasiado pequeña para poder ver el desplazamiento deseado, y la segunda debería haber sido 0. Las diferencias deben considerarse como errores de observación, lo cual es consistente, además, con lo dicho sobre el grado de precisión de las lecturas. Además, los movimientos observados mostraron una marcha regular, pero cuya ley era diferente de la que seguiría el supuesto fenómeno.

Por lo tanto, el Sr. Michelson concluye que la rotación del aparato no determina ningún desplazamiento de las franjas de interferencia, que la teoría de Fresnel debe abandonarse, pero que la teoría original del Sr. Stokes se confirma por la observación.

§ 26. Ante estas conclusiones, creo que puedo señalar que, según la teoría de Fresnel, el desplazamiento de las franjas no tendría el valor calculado por el Sr. Michelson, sino solo un valor de menos de la mitad.

Para mostrarlo, reanudaremos el examen de la influencia que el movimiento de la Tierra ejerce sobre la diferencia de fase en un fenómeno de interferencia, pero esta vez lo tomaremos teniendo en cuenta que las cantidades, en relación a g/A , son de segundo orden; de este orden es, según el párrafo anterior, la acción buscada por el Sr. Michelson. En este examen partiremos de los supuestos de la § 8; Entonces será fácil volver a la teoría de Fresnel.

En primer lugar, debe observarse que cuando se toma en cuenta la segunda potencia de la velocidad de la Tierra y la del éter, la demostración dada en la §12 del carácter rectilíneo de un rayo de luz deja de ser aplicable, y que los rayos relativos ya no obedecerán las leyes ordinarias de reflexión y refracción. Si, entonces, para la Tierra supuesta inmóvil (Fig. 18) es un rayo que se propaga de A a B que experimenta cualquier número de reflexiones y refracciones, para la Tierra en movimiento el rayo de A a B se desviará de este camino. La forma de este nuevo rayo estará determinada por la condición de que, desde todos los caminos que van de A a B y que tienen un punto en común con cada una de las superficies reflectantes o refractantes, el camino L_1' será aquel para el cual el tiempo

$$\tau = \int \frac{ds}{B}$$

es un mínimo. Por B se deberá entender el valor dado por la fórmula (6) de la §12. Entonces, para L_1' se tendrá que

$$\tau = \int \frac{ds}{a + \kappa \rho \cos \theta - \frac{\kappa^2 \rho^2}{2A} \sin^2 \theta}$$

se convierte en un mínimo.

En vez de esta expresión, podríamos escribir

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3,$$

y expresar

$$\tau_1 = \int \frac{ds}{A}, \quad \tau_2 = - \int \frac{\kappa \rho \cos \theta}{A^2} ds = \mu(\varphi_B - \varphi_A), \quad \tau_3 = \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds \quad \dots$$

Como τ_2 tiene el mismo valor para todas los caminos que van de A a B, es la cantidad

$$\tau_1 + \tau_3$$

la que debe convertirse en un mínimo para L_1' .

Parece difícil deducir de esta condición alguna conclusión general acerca de la forma de L_1' ; pero para el objeto que tenemos en vista, puede servir el siguiente razonamiento.

Cuando se dan los medios, las superficies reflectantes y refractantes y los puntos A y B, L_1 queda determinado por completo; Será así, tan pronto como conozcamos el movimiento del éter. Supongamos que L_1 y L_1' son conocidos. Luego compararemos estos caminos, no con todos los otros que conducen de A a B, sino sólo con algunos de ellos. Los elegiré de la siguiente manera.

En la línea L_1 , tomo entre A y B una infinidad de otros puntos, y en números iguales en ambos caminos. Los puntos que, contados desde A, tienen en ambos caminos el mismo número de orden, se designarán como puntos homólogos. La única restricción que pongo es que los puntos donde L_1 y L_1' se encuentran con la misma superficie reflectante o refractante deben ser puntos homólogos.

Por cada par de puntos homólogos, P y P' hago pasar una línea cualquiera, pero de manera tal que su forma varía continuamente a medida que P y P' se alejan de A y cuando P y P' se ubican sobre la misma superficie reflectante o refractante, toda la línea PP' cae sobre esta superficie. Si ahora tomamos un punto p en cada línea PP' para que entre las distancias medidas a lo largo de esta línea exista la relación $Pp = \varepsilon \times PP'$, teniendo ε para todas las líneas PP' el mismo valor, la línea l, en la que están todos los puntos p, es uno de los caminos que compararé con L_1 y L_1' .

Todos estos caminos se obtienen si uno asigna sucesivamente a ε diferentes valores. En el caso de que $0 < \varepsilon < 1$, la línea l se ubica entre L_1 y L_1' . Si, por otro lado, el valor de ε excede la unidad, el punto se encuentra en la prolongación de PP' en el lado de P' , y la ruta l se desvía más de L_1 que de L_1' . Un valor negativo de ε indicará que el punto p está en la prolongación de PP' del lado de P .

En el conjunto de rutas así definidas, cada una de ellas puede ser determinada por una sola variable. Como tal podría servir el número ε ; Sin embargo, tomaré otra cantidad dependiente de ε .

Para este propósito, entre todos los puntos P de L_1 elijo uno, por ejemplo, el punto donde el rayo se encuentra con la primera superficie reflectante o refractiva. Indicaré con ξ la longitud de la línea trazada desde este punto hasta el punto homólogo P' y determinaré una ruta l por el segmento $Pp = x$ que intercepta en PP' . Para L_1 tenemos entonces $x = 0$, para $L_1' x = \xi$, y en general $x = \varepsilon\xi$. Supongamos que la cantidad ξ es positiva; x puede ser positiva o negativa.

Cualquier tamaño relacionado con una de las rutas l ahora será una función de x ; Este será el caso, por ejemplo, de τ_1 y τ_3 . Además, como ξ y todos los demás valores de x que debemos considerar son cantidades muy pequeñas, τ_1 y τ_3 pueden desarrollarse según el teorema de Mac-Laurin. Al poner entre paréntesis los valores para $x = 0$, es decir, aquellos que se relacionan con la ruta L_1 , se encuentra

$$\tau_1 = (\tau_1) + x \left(\frac{\partial \tau_1}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} x^2 \left(\frac{\partial^2 \tau_1}{\partial x^2} \right) + \dots$$

$$\tau_3 = (\tau_3) + x \left(\frac{\partial \tau_3}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} x^2 \left(\frac{\partial^2 \tau_3}{\partial x^2} \right) + \dots$$

Pero τ_1 se torna un mínimo para L_1 y la cantidad $(\partial \tau_1 / \partial x)$ se anula. En consecuencia, para $x = \xi$, la expresión

$$\frac{1}{2} x^2 \left(\frac{\partial^2 \tau_1}{\partial x^2} \right) + \dots + x \left(\frac{\partial \tau_3}{\partial x} \right) + \dots$$

llegará a ser un mínimo. Deducimos la relación

$$\xi \left(\frac{\partial^2 \tau_1}{\partial x^2} \right) + \dots + \left(\frac{\partial \tau_3}{\partial x} \right) + \dots = 0 \quad (20)$$

donde los términos omitidos contienen las potencias de ξ superiores a aquellas que contienen el término que las precede.

O, según la fórmula (19), τ_3 y $\partial \tau_3 / \partial x$ son del orden de ρ^2 / A^2 , mientras que τ_1 y $\partial^2 \tau_1 / \partial x^2$ no contienen el factor ρ / A . De la ecuación (20) se deduce que ξ es del orden ρ^2 / A^2 , lo que hace muy simple la expresión $\tau_1 + \tau_3$ para el radio L_1' es decir, para $x = \xi$. Por lo tanto, en el desarrollo de τ_1 , el término

$\frac{1}{2}\xi^2 (\partial^2\tau_1/\partial x^2)$ ya es de cuarto orden con respecto a ρ/A o g/A y también lo es el término $\xi (\partial\tau_3/\partial x)$ en el desarrollo de τ_3 . Al limitarse a los términos del segundo orden, se puede escribir para L_1'

$$\tau_1 + \tau_3 = (\tau_1) + (\tau_3)$$

es decir, para calcular el tiempo que usa la luz para ir de A a B , en vez de tomar el camino real L_1' , podemos continuar tomando el camino L_1 que la luz seguiría si la Tierra estuviera inmóvil.

Hemos asumido, arriba, que $(\partial\tau_3/\partial x)$ no es 0. Si no fuera así, $Z = 0$ satisfaría la ecuación (20), por lo que inmediatamente encontraríamos el resultado al que acabamos de llegar.

Volvamos a los fenómenos de la interferencia. Si, en la fig. 18, un elemento de L_1 se designa por ds , el tiempo requerido para que la luz pase por este camino de A a B estará representado por

$$\int \frac{ds_1}{A} - \mu(\varphi_B - \varphi_A) + \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_1.$$

Por el segundo camino, el tiempo análogo es

$$\int \frac{ds_2}{A} - \mu(\varphi_B - \varphi_A) + \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_2.$$

y la diferencia de fase, con la que tiene lugar la interferencia en B , se convierte, expresada en unidades de tiempo,

$$\int \frac{ds_1}{A} - \int \frac{ds_2}{A} - \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_1 - \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_2.$$

Dado que los dos primeros términos representan la diferencia de fase que existiría si la Tierra estuviera inmóvil, la expresión

$$\frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_1 - \frac{1}{2} \int \frac{\kappa^2 \rho^2}{A^3} (1 + \cos^2 \theta) ds_2$$

Determina el cambio aportado a esta diferencia por el movimiento de la Tierra.

Cuando los rayos interferentes se propagan en el aire, podemos, al menos con un error muy pequeño, poner $\kappa = 1$. Si, además, aceptamos la teoría de Fresnel, la velocidad relativa ρ del éter con respecto a la Tierra es en todas partes igual y opuesta a la velocidad g de la Tierra misma, entonces, la expresión encontrada se convierte en

$$\frac{g^2}{2A^3} \left[\int (1 + \cos^2 \theta) ds_1 - \frac{1}{2} \int (1 + \cos^2 \theta) ds_2 \right], \quad (21)$$

donde A es la velocidad de la luz en el aire, mientras que por θ se entiende el ángulo que forma un elemento del rayo luminoso con la dirección del movimiento de la Tierra. Cuando el aparato del Sr. Michelson se coloca de modo que uno de los brazos esté en esta dirección, los dos caminos seguidos por la luz difieren solo entre uno y una parte $2D$ para la cual $\cos^2\theta = 0$ de la otra parte de la misma longitud, para la cual $\cos^2\theta = 1$. Si se toma la primera de estas dos rutas para L_1 , la expresión (21) se convierte en

$$-\frac{g^2}{A^3}$$

Luego, si el aparato se gira con un ángulo de 90° , para la primera trayectoria $\cos^2\theta = 1$, para la segunda $\cos^2\theta = 0$, y la cantidad (21) se convertirá en

$$+\frac{g^2}{A^3}$$

de modo que la rotación que se produce en la diferencia de fase un cambio representado por $2D \frac{g^2}{A^3}$ o, en el tiempo de vibración, por

$$2 \frac{D}{\lambda} \frac{g^2}{A^3}$$

un cambio que, por lo tanto, es solo la mitad de lo que Michelson había esperado.

Si buscamos en qué razonamiento de este físico se aleja de los que acabamos de exponer, reconocemos que los dos argumentos son consistentes en términos del doble recorrido de la distancia D en la dirección del movimiento de la Tierra. pero que difieren entre sí en cuanto al brazo colocado perpendicularmente a esa dirección. De acuerdo con las fórmulas de este párrafo, la luz, para hacer un camino D perpendicular a la dirección del movimiento de la Tierra en ambas direcciones, emplea el tiempo.

$$\frac{2D}{A} + D \frac{g^2}{A^3} \tag{22}$$

mientras que el Sr. Michelson evaluó ese tiempo en $\frac{2D}{A}$

La inexactitud de esta evaluación se ilustra con más detalle en las siguientes consideraciones. Cuando be (Fig. 19) está en la dirección en que se mueve la Tierra, es un rayo de luz relativo que se propaga hacia el espejo d a lo largo de la línea bd y regresa por el mismo camino a b . El verdadero rayo de luz, — y este es el que, en la teoría de Fresnel, viaja con la velocidad A , — sigue otro camino; forma con bd un ángulo igual a la constante de la aberración, se encuentra, antes de la re-

flexión en el espejo, a un lado de bd , y después de esta reflexión, en el otro lado. Así es como alcanza de nuevo el punto b que avanza con la Tierra.

Si t y t' indican los instantes en que una vibración sufre las reflexiones en b y d , y si t'' se refiere al momento en que alcanza nuevamente el cristal b , en una figura que permanece inmóvil en el espacio, distinguiremos los lugares b , b' y b'' del punto b a los instantes t , t' y t'' , y el lugar d' de d al instante t' . Los puntos b , d' y b'' son entonces los vértices de un triángulo isósceles cuyos dos lados iguales se recorren con la velocidad A . La altura del triángulo es D , encontramos para la suma de los lados iguales

$$2\sqrt{D^2 + bb'^2}$$

o, aproximadamente

$$2D + \frac{bb'^2}{D}$$

Despreciando las cantidades de orden superior, podemos decir que bb' es el camino recorrido por el cristal b mientras que la luz se propaga la distancia D . Así que tenemos $bb' = gD/A$, la suma de los lados iguales del triángulo se convierte en

$$2D + D \frac{g^2}{A^2},$$

y el tiempo necesario para recorrer ese camino

$$2\frac{D}{A} + D \frac{g^2}{A^3},$$

Resultado consistente con lo expresado por la fórmula (22).

Vemos de lo anterior que en el experimento de Michelson, incluso haciendo las hipótesis más favorables para el efecto buscado, no podríamos esperar un desplazamiento de las franjas de interferencia igual a 0,16, pero solo en un desplazamiento de 0.08. Por lo tanto, este desplazamiento sería como máximo igual a la cantidad de la cual todavía se puede estar seguro en la determinación de la posición de la franja central. Si el movimiento del sistema solar no contribuyera al efecto, o contribuyera a él en la medida en que se supone, el desplazamiento de las franjas caería por debajo de esta cantidad.

Sigue siendo dudoso, en mi opinión, que la hipótesis de Fresnel sea refutada por la experiencia del Sr. Michelson. En cualquier caso, no podemos concluir de este experimento que el éter, como quiere la teoría original del Sr. Stokes, sigue completamente el movimiento de la Tierra. Porque no es solo entre esta teoría y la de Fresnel que debemos decidir. La velocidad relativa del éter con respecto a la Tierra puede tener, no solo los valores 0 y g , sino muchos otros. los valores. Sin embargo, si esta velocidad era por ejemplo $= 1/2 g$, la cual no se puede considerar imposible, el desplaza-

miento proporcional al cuadrado de la velocidad, que sufrirían las franjas por una rotación del aparato del Sr. Michelson será, seguramente, completamente insensible.

XV. ESTRUCTURA ATÓMICA.

15 – 1. Descargas en gases.

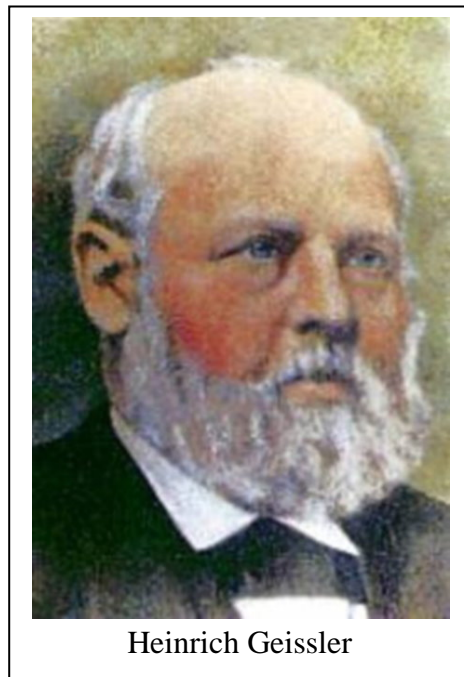
A mediados del siglo XIX se habían adquirido numerosos conocimientos sobre electrostática y conducción de corriente eléctrica por sólidos y líquidos. Sin embargo, los conocimientos sobre fenómenos eléctricos en gases eran bastante limitados. Se sabía que, en condiciones habituales, son prácticamente aisladores pero si se establece en ellos una diferencia de potencial elevada, pueden lograrse descargas eléctricas. Los rayos atmosféricos son un ejemplo de descarga en gases producida por una diferencia de potencial elevada.

15 – 2. Heinrich Geissler.

Heinrich Geissler nació el 26 de mayo de 1814¹¹⁴, en Igelshieb, un pequeño pueblo de Thuringia. Provenía de una antigua familia de artesanos que elaboraban objetos de vidrio. Por su habilidad como “soplador de vidrio” trabajó para los laboratorios de varias universidades. En 1854, fue contratado por la Universidad de Bonn, donde diseñó diversos instrumentos trabajados en vidrio soplado.

Por la precisión de sus trabajos en vidrio para instrumental científico, en la exposición mundial de París de 1855, obtuvo la medalla de oro.

En 1857, Julius Plucker, (1801 – 1868), quien desde 1836 era Profesor de Física en la Universidad de Bonn, le pidió que diseñe una bomba de vacío que pudiese ser acoplada a los instrumentos que Geissler había fabricado. Geissler desarrolló una bomba aspirante bastante eficiente y además fabricó un tubo como el que se observa en la Figura 15.1. y se esquematiza en la Figura 15.2. Con este dispositivo pudieron realizarse distintos experimentos relacionados con el flujo de electricidad en medios gaseosos enrarecidos.



¹¹⁴En algunos textos figura como fecha de nacimiento el 26 de mayo de 1815.



Fig. 15.1. Tubo de Geissler

Al aplicar a los electrodos una diferencia de potencial de varios miles de *volts* y conectar el dispositivo de vacío, se pudieron observar en el tubo una serie de fenómenos que dependen del grado de enrarecimiento del gas residual. A presiones ordinarias, en el interior del tubo, no se detecta el paso de corriente, pero al reducir la presión a valores de 10 – 50 *torr*, aparecen una serie de descargas disruptivas muy tenues. A unos 5 *torr*, estas descargas llenaban completamente el espacio entre los electrodos y el tubo adquiría una luminosidad que era característica del gas que contenía (púrpura en el caso del aire, rojo - anaranjado si contiene neón, azul con argón, etc.)

Al disminuir la presión a 0,1 *torr* el aspecto del tubo cambiaba, apareciendo entre los electrodos zonas luminosas y oscuras, como las que se esquematizan en la Figura 15.2.

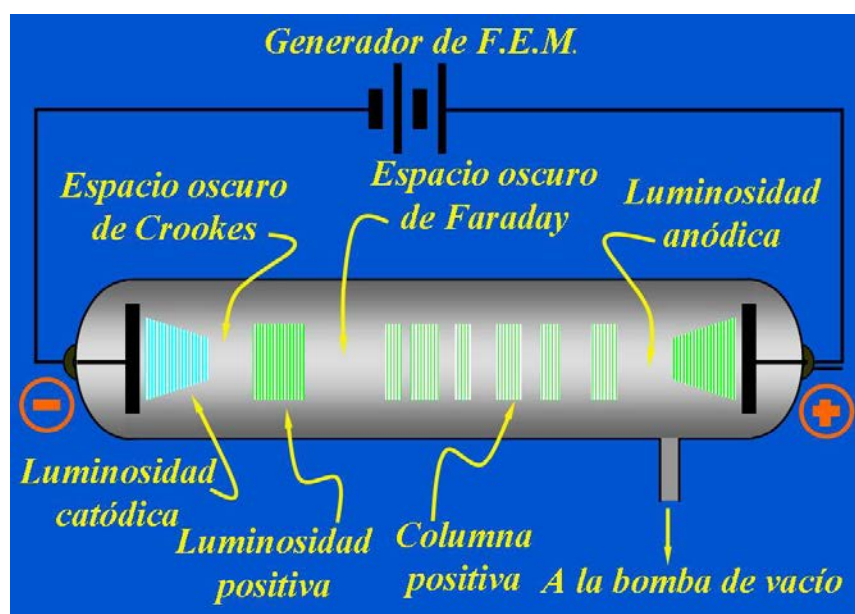


Figura 15.2. Zonas luminosas y oscuras en un tubo de descarga.

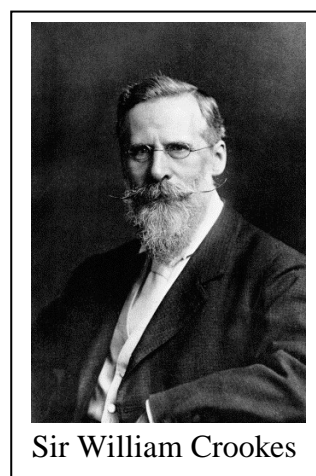
En las proximidades del electrodo negativo, el cátodo, existe un espacio oscuro denominado *espacio oscuro de Crookes*, de pocos centímetros de longitud. Esta zona de descarga se encuentra bien delimitada, de un lado por una fina superficie luminosa que recubre al cátodo y del otro lado por otra zona luminosa llamada luminosidad negativa. Existe también un espacio oscuro llamado *espacio oscuro de Faraday*, una zona de luminosidad estratificada, conocida como *columna*

estriada positiva y una luminosidad en las vecindades del ánodo que recibe el nombre de *luminosidad anódica*.¹¹⁵

Si la presión disminuye aún más, el espacio oscuro de Crookes se ensancha y a la presión de 0,001 *torr* llena completamente el tubo. La luminosidad negativa y la columna positiva desaparecen, pero en la pared del tubo opuesta al cátodo se observa una luz verdosa producida por fluorescencia. Todo ocurre como si una descarga proviniese del cátodo. Por este motivo, a la luminosidad que provoca la fluorescencia se la llamó *rayos catódicos*.

15 – 3. William Crookes.

William Crookes nació en Londres en 1832. Fue el hijo de Joseph Crookes, un inversor en propiedades y Mary Scott Lewis Rutherford Johnson. Fue el mayor de 16 hermanos y se crió en el seno de una familia que no tenía apremios económicos. Si bien su padre quería que fuese arquitecto, William eligió como carrera la Química industrial, por lo que, a los 16 años, ingresó al Royal College of Chemistry de Londres, donde estudió con August Wilhelm von Hofmann y se graduó con honores. En 1859, fundó la revista *Chemical News* que lo hizo ampliamente conocido en la comunidad química, revista de la que fue dueño y editor durante el resto de su vida. En 1861, usando métodos espectrográficos, observó una línea verde en el espectro de una muestra de selenio, que no aparecía en los espectros de otras muestras. Esa línea no correspondía a ningún elemento conocido, por lo que supuso que se debería un nuevo elemento. Su investigación le permitió aislar esa sustancia simple y llamar al elemento “Tallium”, nombre que



Sir William Crookes

deriva de la palabra griega “thallos” que significa tallo verde, ya que por el color verde de la línea del espectro había intuido su existencia¹¹⁶.



Fig. 15.4. Radiómetro de Crookes.

En 1873, Crookes inventó el radiómetro, un dispositivo formado por una ampolla de vidrio en cuyo interior había una rueda giratoria con paletas. Cada paleta tenía una cara oscura y la otra brillante y reflectante de la luz. Cuando se hacía en vacío en la ampolla y la rueda se exponía a la luz, las paletas giraban. Ese instrumento fue de gran utilidad en sus investigaciones sobre los rayos catódicos.

Si bien, en 1869, Johann Wilhelm Hittorf había estudiado las características de los rayos catódicos, Crookes, sin tener conocimiento de los mismos, comenzó a investigar los fenómenos de descargas en gases enrarecidos. Para ello, contó con la ayuda invaluable de Charles Henry

¹¹⁵Este nombre fue propuesto, en 1891, por John Johnston Stoney, (1826 – 1911).

¹¹⁶Tuvo una disputa con Claude-Auguste Lamy (1820 – 1878) por la paternidad del descubrimiento. Este químico, publicó su descubrimiento de lo que hoy se llama talio, en 1862.

Gimingham (1853 – 1890) quien se encargaba de hacer las ampollas y los tubos de vidrio y armar los dispositivos de experimentación.

Crookes llamaba “materia radiante” a los rayos catódicos. Tomando como base el trabajo “Electrical Experiments made to ascertain the Non-conducting Power of a Perfect Vacuum, &c.” que William Morgan había presentado ante la Royal Society¹¹⁷ comprobó que provocando un intenso descenso de la presión en un tubo de descarga, aun estableciendo entre sus extremos una diferencia de potencial de varios miles de volts, no se evidenciaba ningún fenómeno, pero dejando que ingrese algún gas, se podía observar descargas estratificadas. Por lo que Gimingham desarrolló el dispositivo que muestra la Figura 15.5.

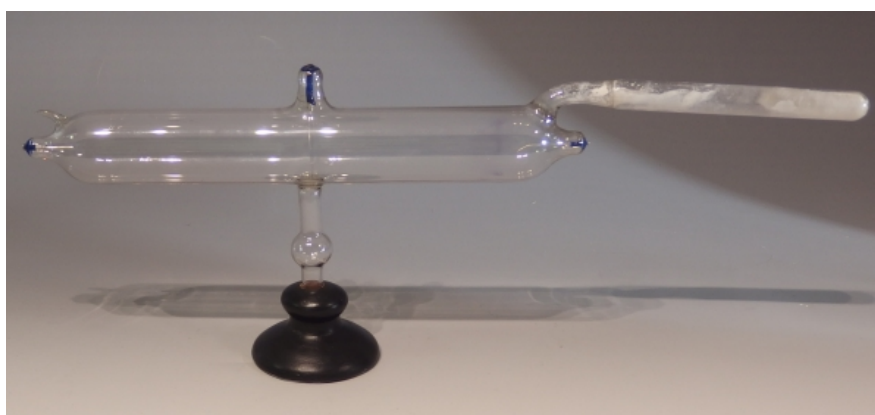


Figura 15.5. Tubo de Crookes con regulador de potasa.

Conectado al tubo de descarga hay un tubo conteniendo potasa. Una vez obtenido el máximo vacío que le permitía la bomba disponible, calentaba suavemente el tubo lateral con lo que la potasa desprendía un poco de vapor de agua que elevaba la presión en el interior del tubo. Crookes regulaba ese calentamiento para tener la descarga en el tubo que le interesaba estudiar. Los fenómenos en el interior del tubo dependen del grado de enrarecimiento del gas residual¹¹⁸. A presiones ordinarias, en el interior del tubo, no se detectaba el paso de corriente, pero si los valores de la presión se encontraban entre 10 y 50 *torr*, aparecía una serie de descargas disruptivas muy tenues. A unos 5 *torr*, estas descargas llenaban completamente el espacio entre los electrodos y el tubo adquiría una luminosidad que era característica del gas que contenía.

Mediante un dispositivo formado por dos tubos de descarga dispuestos en V, (Figura 15.6.) pudo demostrar que la “materia radiante” se desplaza en línea recta.

¹¹⁷*Phil. Trans.* vol lxxv., 1785, p. 272.

¹¹⁸Al respecto, Crookes escribió: "Esto parece probar que hay un límite incluso en la rarefacción del aire, que establece límites a su poder de conducción; o, en otras palabras, que las partículas de aire pueden estar tan separadas unas de otras como para que ya no puedan para transmitir el fluido eléctrico; que si se colocan a una cierta distancia entre sí, su poder de conducción comienza y aumenta continuamente hasta que su aproximación también llega a su límite". *On Radiant Matter*, A lecture delivered to the British Association for the Advancement of Science, at Sheffield, August 22, 1879, p. 10.



Figura 15.6. Dispositivo para comprobar la propagación rectilínea de los rayos catódicos.

El polo inferior estaba conectado al ánodo de la fuente. Cuando conectaba el polo negativo al lado de la derecha del dispositivo, todo ese tubo se inundaba con una luminosidad verde, pero en la parte inferior la luminosidad se detenía bruscamente y no giraba para ingresar al lado izquierdo. Al invertir la corriente haciendo negativo el polo izquierdo la luminosidad verde cambiaba al lado izquierdo, siempre siguiendo el polo negativo y dejando el lado positivo sin apenas luminosidad. (Figura 15.7)

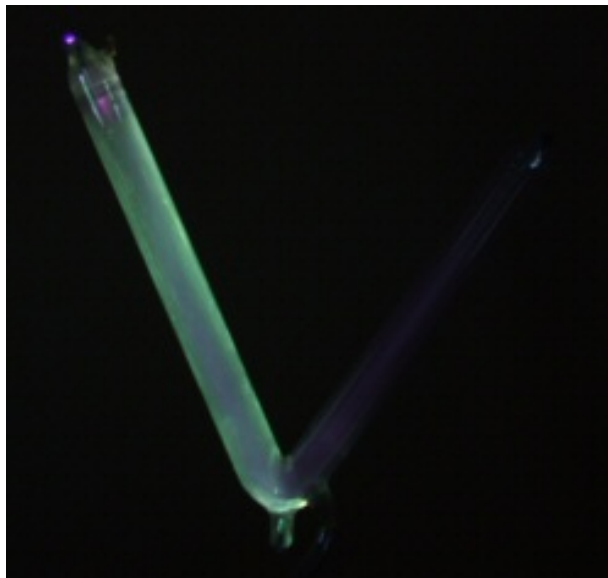


Figura 15.7. Descarga en el tubo de la izquierda que no gira hacia el lado derecho.

Crookes encontró experimentalmente que “En el vacío bajo, la posición del polo positivo es de gran importancia, mientras que en el vacío alto la posición del polo positivo apenas importa en absoluto; Los fenómenos parecen depender enteramente del polo negativo. Si el polo negativo apunta en la dirección del positivo, todo muy bien, pero si el polo negativo está totalmente en la

dirección opuesta, es de poca importancia: la Materia Radiante se lanza del mismo modo en línea recta desde el negativo”¹¹⁹.

La materia radiante proveniente del polo en línea recta, no solo impregna todas las partes del tubo y lo llena con luz, como sería el caso si la exhaustación no fuera tan intensa. Si no hay nada que se interponga en la trayectoria, los rayos impactan sobre la pantalla y producen fosforescencia, pero si en el camino se interpone la materia sólida, como una cruz de Malta de aluminio, la marcha se obstruye y se proyecta una sombra en la pantalla. (Figura 15.8.)

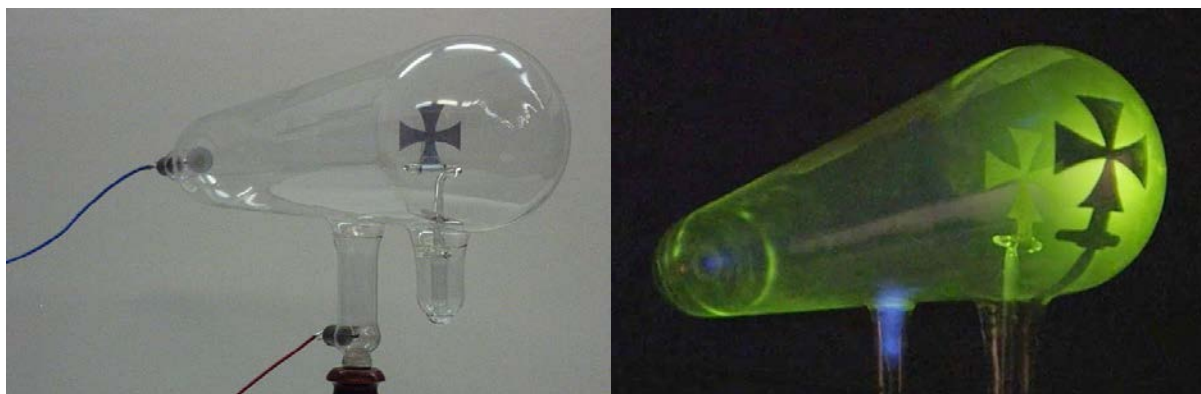


Figura 15.8. Tubo de Crookes con cruz de Malta proyecta una sombra nítida.

Se puede determinar el curso del potencial en el tubo mediante una *sonda* o alambre fino que recorre las distintas partes de la descarga midiendo, con un electrómetro, su diferencia de potencial respecto al cátodo. La caída de potencial no es uniforme, como ocurriría con un hilo conductor de sección uniforme, sino que el campo eléctrico es muy intenso en las proximidades del cátodo mientras que en el espacio restante el gradiente de potencial es muy pequeño.

Al interponer un cuerpo opaco entre los dos electrodos, sobre la pared opuesta al cátodo se proyecta una sombra nítida del cuerpo, — sin penumbra. De esta experiencia se extrajeron las siguientes conclusiones:

Estos rayos actúan como fuentes emisoras puntuales. En caso contrario, rodeando a la zona de sombra aparecería una zona de penumbra.

El experimento de interponer un objeto en la trayectoria de los “rayos de materia”, — como en la figura 15.8., — muestra que, además del aumento de temperaturas en el extremo del vidrio, se ha producido un fenómeno de histéresis en la zona sometida al impacto de los rayos. Cuando se retira el objeto interpuesto y se restablece la emisión de rayos, la parte sobre la que se había formado la sombra, emite una fosforescencia intensa, mientras que en las zonas donde antes habían impactado los rayos, casi ni se observa algún fenómeno luminoso. Crookes lo comentó en estos términos: “Aquí, por lo tanto, observamos otra propiedad importante de la materia radiante. Ella se proyecta con gran velocidad desde el polo negativo, y no solo golpea el vidrio de tal manera que hace que vibre y se vuelva temporalmente luminoso mientras la descarga está en curso, sino que las

¹¹⁹*Op. cit.* p. 14.

moléculas se separan con suficiente energía para producir un efecto permanente de impresión sobre el cristal.”¹²⁰

Crookes también descubrió que la “materia radiante” ejerce una fuerte acción mecánica donde impacta. Charles Gimingham, construyó para él un dispositivo de la figura 15.9.



Figura 15.9. Dispositivo de Crookes para comprobar la acción mecánica de los “rayos de materia”.

El aparato tiene un tubo de vidrio fuertemente exhausto, que tiene unos pequeños rieles de vidrio que lo recorre de un extremo a otro. El eje de una pequeña rueda gira sobre los rieles, los radios de la rueda portan amplias paletas de mica. En cada extremo del tubo, y por encima de la línea del centro, hay polos de aluminio, de modo que cualquiera que sea el polo negativo, la corriente de materia radiante a lo largo del tubo, incide sobre las paletas de la rueda que están por encima de esa línea del centro que le imponen movimiento a la rueda hacia el otro extremo. Al invertir los polos se puede detener la rueda y enviarla en sentido inverso. Además, si se inclina suavemente el tubo, se observa que la fuerza del impacto es suficiente incluso para conducir la rueda cuesta arriba.

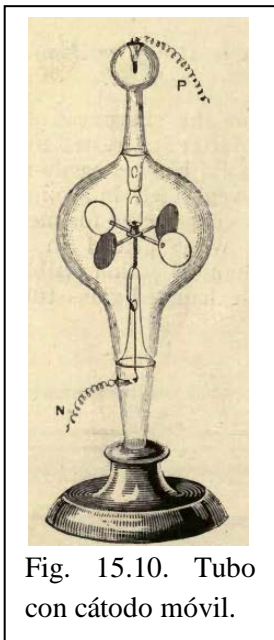


Fig. 15.10. Tubo con cátodo móvil.

Si la materia radiante es impulsada violentamente desde el polo negativo, debería provocar un retroceso en dicho polo. Gimingham construyó para Crookes un aparato en el que el polo negativo era móvil y que cuando el polo recibiera el impacto de la materia radiante, este retroceso se pudiera procesar de manera sensible. En apariencia, el aparato (Fig. 15.10) no es diferente a un radiómetro ordinario cuyas paletas eran discos de aluminio, cada disco recubierto en un lado con una película de mica. El molinete regulado de paletas está sostenido por un alambre de acero rígido y la punta de la aguja en la que trabaja está conectada por medio de un cable con un terminal de platino sellado en el vidrio. En la parte superior del bulbo del hay un segundo terminal sellado. Por lo tanto, El molinete móvil hace de polo negativo. Cuando el dispositivo se conecta con una bobina de inducción, y la presión es sólo de unos pocos *torr*, al pasar la corriente, se forma un halo de luz

¹²⁰Op. Cit., p. 17.

violeta aterciopelada en el lado metálico de las paletas, quedando el lado de mica oscuro. A medida que disminuye la presión, se observa un espacio oscuro que separa el halo violeta del metal. A una presión de medio *torr* este espacio oscuro se extiende hasta el cristal, y comienza la rotación. Al continuar con el agotamiento, el espacio oscuro se ensancha más y parece aplanarse contra el vidrio mientras la rotación del cátodo se vuelve muy rápida.

Según el principio de la conservación de la energía, la energía que adquiere la rueda debe resultar de la transferida por los rayos al impactar sobre sus paletas. Es decir, los rayos se comportan como una corriente de pequeños corpúsculos que al chocar contra las paredes del molinete le transfieren a estas su energía cinética.

Crookes y Gimmingham diseñaron otro aparato (Fig. 15.11) que ilustra la fuerza mecánica de la Materia Radiante desde el polo negativo. Un vástago (a) lleva una punta de aguja en la que gira un molinete de paletas de mica (b b). El molinete de paletas consiste en cuatro paletas cuadradas de mica clara y delgada, apoyadas en brazos de aluminio livianos, y en el centro hay una pequeña tapa de vidrio que descansa sobre la punta de la aguja. Las paletas están inclinadas en un ángulo de 45 con respecto al plano horizontal. Debajo de del molinete hay un anillo de alambre de platino fino (cc), cuyos extremos pasan a través del vidrio en (dd). Un terminal de aluminio (e) está sellado en la parte superior del tubo y el conjunto se exhausta hasta un punto muy alto.

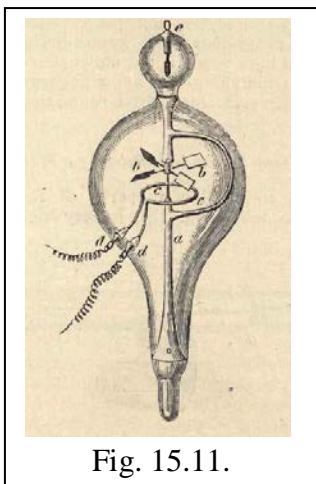


Fig. 15.11.

Mediante una linterna eléctrica se proyecta una imagen de las aspas en la pantalla. Se conectan los cables de la bobina de inducción, de modo que el anillo de platino se convierta en el polo negativo, siendo positivo el cable de aluminio (e). Al instante, debido a la proyección de la materia radiante desde el anillo de platino, las paletas giran con una velocidad extrema. Hasta aquí, el aparato no muestra nada más de lo que han mostrado experimentos anteriores. Pero si se desconecta la bobina de inducción y se conectan los dos extremos del cable de platino con una pequeña batería galvánica, el anillo (c c) se calienta al máximo, y bajo esta influencia se ve que las paletas giran tan rápido como lo hacían cuando la bobina de inducción estaba en funcionamiento.

Este es otro descubrimiento importante. En vacíos muy altos, la materia radiante no sólo es excitada por el polo negativo de una bobina de inducción, sino que un alambre caliente la pone en movimiento con la fuerza suficiente para hacer girar las paletas inclinadas.

Crookes también se ocupó de estudiar la forma en que los rayos son desviados por campos magnéticos. Ya en 1871, Cromwell Fleetwood Varley¹²¹, (1828 – 1883), ingeniero de la Electric Telegraph Company, descubrió que los rayos catódicos son desviados por campos eléctricos y por campos magnéticos. De las desviaciones observadas en dichos campos supuso que los rayos catódicos eran una corriente de partículas de electricidad, pero en su trabajo no suministró ningún experimento que

¹²¹Some experiments on the discharge of electricity through rarefied media and the atmosphere. *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 19, (1871) issue 123 – 129.

podiese corroborar las propiedades eléctricas de esas partículas.

Crookes utilizó un tubo de vidrio largo (Fig. 15.12.), muy agotado; con un polo negativo en un extremo (a) y una pantalla fosforescente larga (b, c) en el centro del tubo. Enfrente del polo negativo había una placa de mica (b, d) con un agujero (e) en ella. Al establecer la corriente, se proyectaba una línea de luz fosforescente (e, f) en toda la longitud del tubo. Luego colocó debajo del tubo un poderoso imán de herradura y observó que la línea de luz (e, g) se curvaba bajo la influencia magnética ondeando como una varita flexible cuando movía el imán de un lado a otro.

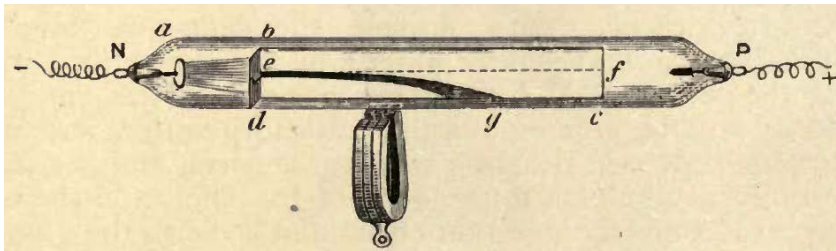


Figura 15.12. Deflexión de los rayos por acción de un imán.

Crookes utilizó otro tubo similar pero que uno de los extremos estaba conectado a un pequeño tubo conteniendo potasa. Calentando suavemente el tubo con potasa se evaporaba algo de agua que al pasar al tubo más grande elevaba un poco la presión. Por lo que podía estudiar las deflexiones a distintas presiones según el grado de calentamiento del tubo con potasa (Figura 15.13).

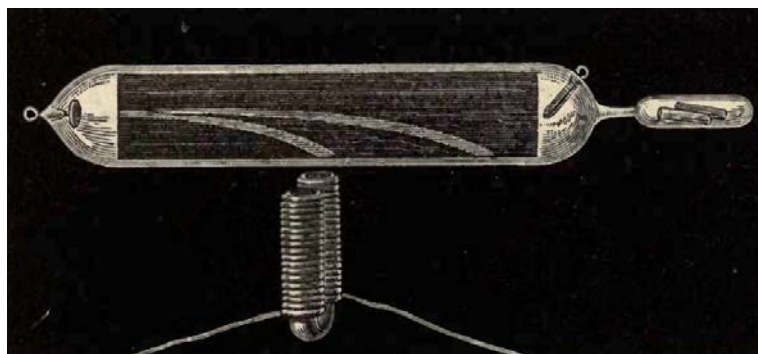


Fig. 15.13. Tubo de descarga con tubo adicional conteniendo potasa.

Conectando la corriente de inducción, se observaba que la materia radiante trazaba su trayectoria en una línea curva a lo largo de la pantalla, bajo la influencia del electroimán colocado debajo. Crookes describió así la forma de la curva: “Las moléculas disparadas desde el polo negativo pueden compararse con una descarga de balas de hierro de una ametralladora y el imán debajo representará la Tierra que, por gravitación, curva la trayectoria del disparo”¹²².

Calentando ligeramente el tubo que contiene potasa, Crookes logró que ingrese vapor de agua al tubo grande, con lo que disminuía la velocidad de los rayos y la acción constante del imán provocaba que la trayectoria se curvase cada vez más, hasta que, en lugar de disparar casi hasta el final del tubo, las rayos caen al fondo antes de alcanzar la mitad del tubo.

¹²²Op. Cit., p. 21.

Crookes trató de determinar si la ley que rige la desviación magnética de la trayectoria de la materia radiante es la misma que se produce cuando el vacío es muy alto. Para ello usó un tubo con un vacío menor (Fig. 15.14.). Cuando se encendía la chispa de inducción, pasaba una especie de línea estrecha de luz violeta que unía los dos polos. Al colocar un poderoso electroimán, la línea de luz desciende en el centro hacia el imán. Al invertir los polos, la línea sube hasta la parte superior del tubo. Notemos la diferencia entre los dos fenómenos. Aquí la acción es temporal. La inclinación tiene lugar bajo la influencia magnética; la línea de descarga luego se eleva y sigue su camino hacia el polo positivo. Sin embargo, cuando el agotamiento es alto, después de que la corriente de materia radiante se inclinó hacia el imán, no se recupera, sino que continúa su camino en la dirección alterada.

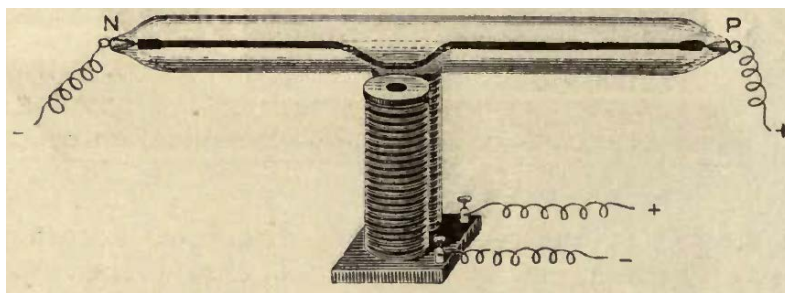


Figura 15.14. Tubo con un vacío bajo y un electroimán en la parte inferior.

Gimingham, construyó un pequeño dispositivo para mostrar la desviación magnética de los rayos (Figura 15.15). El polo negativo (a, b) tiene la forma de una taza muy poco profunda. Enfrente de la taza hay una pantalla de mica (c, d), lo suficientemente ancha como para interceptar la materia radiante proveniente del polo negativo. Detrás de esta pantalla hay una rueda de mica (e, f) con una serie de paletas, que forman una especie de rueda de paletas.

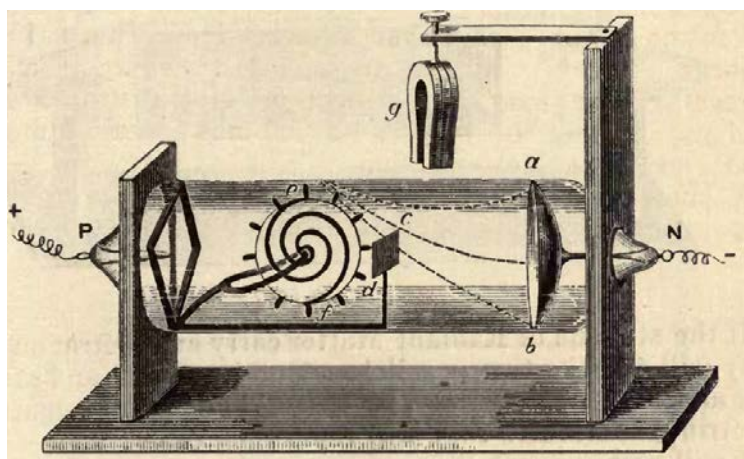


Figura 15.15.

Así dispuestos, los rayos moleculares que salían del polo (a b) se cortaban de la rueda y no producían ningún movimiento. Al colocar un imán, g, sobre el tubo, para desviar la corriente sobre

o debajo del obstáculo (c d), el resultado fue un movimiento rápido en una u otra dirección, de acuerdo con la forma en que se giraba el imán. Enfocando la imagen del aparato en la pantalla, las líneas en espiral marcadas sobre la rueda mostraban de qué manera se producía el giro de los rayos.

Las líneas en espiral dibujadas sobre la rueda muestran de qué manera se producía el giro. El imán se movía de modo tal que impulsaba a la corriente a impactar sobre las paletas superiores, por lo que la rueda giraba rápidamente (Crookes decía “como si fuera una rueda hidráulica de admisión superior). Moviendo el imán para que los rayos impactasen en las paletas de abajo, la rueda disminuía la velocidad, se detenía y luego comenzaba a girar en sentido opuesto, (según Crookes: “como una rueda hidráulica de admisión inferior”). Estos giros de la rueda en uno y otro sentido, se podían repetir tantas veces como se invertía la posición del imán.

Para determinar que la corriente de materia radiante desde el polo negativo también lleva una corriente eléctrica. Crookes utilizó un dispositivo como el que ilustra la Figura 15.16. El tubo contiene dos cátodos (a, b) juntos en un extremo, y un ánodo C en el otro. Esto le permitía enviar dos flujos de materia radiante uno junto al otro a lo largo de la pantalla fosforescente, o un sólo flujo, si desconectaba un polo negativo.

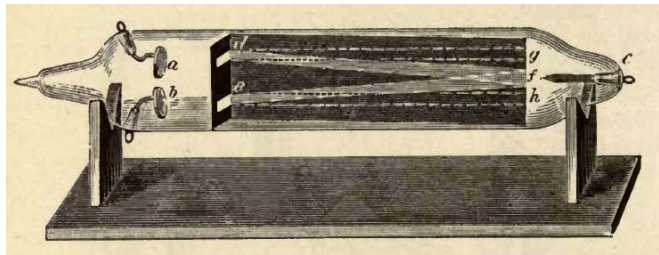


Figura 15.16

Primero conectó el polo negativo superior (a) con la bobina, y observó que el rayo se desplazaba a lo largo de la línea d, f. Al conectar a la batería el polo negativo inferior (b), la trayectoria era otra línea (e, h) a lo largo de la pantalla. Al conectar los dos cátodos a la batería, el rayo superior, salta desde su primera posición, df, a dg, mostrando que es repelido y el rayo inferior también se desvía de su dirección. Por lo tanto, las dos corrientes paralelas de Materia Radiante ejercen una repulsión mutua, actuando no como cables portadores de corrientes, sino como cuerpos electrificados de manera similar.

Al iniciar sus experimentos, Crookes había notado que el impacto de los rayos catódico producía un calentamiento de la zona del vidrio donde se producía la fosforescencia verde. Entre los distintos experimentos que realizó para analizar el efecto térmico asociado al impacto de los rayos sobre una superficie, hay uno en el que el cátodo tiene una superficie cóncava (Figura 15.17)



Figura 15.17

La curvatura del cátodo (a) permitía que los rayos se concentren en una pequeña zona (b) donde había un trozo de platino-iridio. Primero conectó el dispositivo a la bobina de inducción, llevando la diferencia de potencial a un valor relativamente bajo. Cuando los rayos inciden sobre el metal, este se calienta hasta un blanco cálido. Al acercar un pequeño imán, observó que se puede desviar el foco del calor. Llevando el foco de calor completamente lejos del metal este no exhibía luminosidad alguna. Cuando retiraba el imán, los rayos volvían a concentrarse sobre la aleación metálica la que se volvía a calentar hasta el color blanco. Aumentando la diferencia de potencial entre los electrodos, el platino – iridio resplandecía con un brillo eneguedor y finalmente fundía. De este experimento, concluyó que el calor que genera la materia radiante, al impactar sobre una superficie, es muy grande. Además, esto indicaba que la velocidad de desplazamiento de los rayos debía ser elevadísima.

De sus experimentos, Crookes dedujo que las propiedades físicas de los gases residuales en los tubos de descarga son independientes de sus naturalezas químicas. Ya sea que el gas originalmente en experimentación fuese hidrógeno, dióxido de carbono o aire atmosférico, los fenómenos de la fosforescencia, las sombras, la desviación magnética, etc. son idénticos, solo que comienzan a diferentes presiones. Otros resultados empíricos, lo convencieron que, a una densidad muy baja, las moléculas gaseosas conservan sus características químicas.

También comprobó que, a muy bajas presiones, la absorción de gases por materiales adecuados es similar a la que ocurre a presiones ambientales. Esto le permitió usar distintos materiales absorbentes para retirar parte de los gases de los tubos, P_2O_5 para absorber vapor de agua, KOH para absorber CO_2 , Pd para absorber H_2 , etc. Empleando potentes bombas de vacío y tubos

auxiliares, — que contenían los absorbentes adecuados, — conectados a los tubos principales, pudo lograr presiones de hasta $2 \times 10^{-7} \text{ atm}$.

Los resultados experimentales de Crookes y las conclusiones a las que arribó, facilitaron el trabajo de otros investigadores — J.J. Thomson, C. W. Röntgen, r. A Millikan, H.G.J. Moseley y otros — a desentrañar la estructura de los átomos.

Si bien en este capítulos nos hemos referido a sus estudios sobre los rayos catódicos no debemos dejar de mencionar que desarrolló importantes estudios sobre espectrografía, que fue el primero en identificar el plasma, que hizo investigaciones sobre materiales radiactivos, separando el protactinio del uranio, amén de estudios sobre el espiritismo.

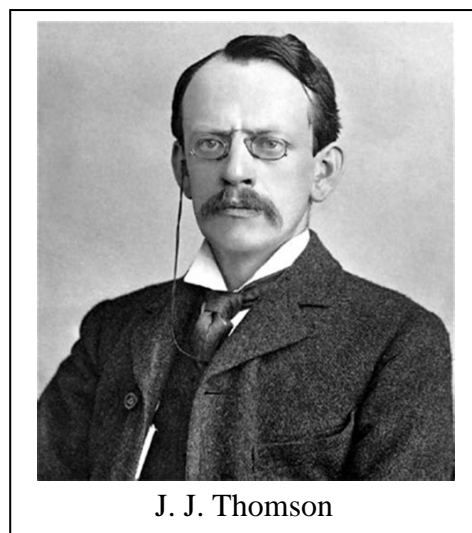
Por sus trabajos, en 1863, fue electo miembro de la Royal Society institución donde, en 1875, obtuvo la Medalla real; en 1888, la Medalla Davy y, en 1904, la máxima distinción que otorga la Royal Society: la Medalla Copley. En 1897 fue nombrado Caballero del Imperio Británico y en 1910, el Rey George V, de Gran Bretaña, le concedió la Orden del Mérito, por sus servicios extraordinarios en el ámbito de la ciencia.

Curiosamente, fue nominado cinco veces para el Premio Nobel de Física y seis veces para el Premio Nobel de Química. Pero no obtuvo ninguno de esos premios.

Sir William Crookes falleció en Londres el 4 de abril de 1919.

15 – 4. John Joseph Thomson y la carga específica del electrón.

John Joseph Thomson nació el 18 de diciembre de 1856 en Cheetham Hill, en Manchester. En 1870 inició sus estudios de Ingeniería en el Owen College y, en 1880, obtuvo su B.A. en Matemática en el Trinity College de Cambridge. En 1883, en la misma universidad obtuvo su M.A. Al año siguiente, fue nombrado Professor of Physics en los Cavendish Laboratories de Cambridge.¹²³ En 1884, fue electo *Fellow* de la *Royal Society*, entidad en la que entre 1920 y 1925 sería su Presidente.



En 1890 se casó con Rose Elizabeth Paget, con quien tuvieron dos hijos. Su hijo, George Paget Thomson, fue un físico destacado que obtuvo en Premio Nobel de Física en 1937, por establecer el comportamiento ondulatorio de los electrones.

¹²³En 1919, uno de sus alumnos más destacados, Ernest Rutherford, lo sucedió en el cargo.

J. J. Thomson fue honrado con el Premio Nobel de Física 1906, “en reconocimiento de los grandes méritos de sus investigaciones teóricas y experimentales en la conducción de la electricidad generada por los gases”. En 1908, fue nombrado Caballero del Imperio Británico y, en 1912, fue nombrado en la Orden del Mérito. En 1918 volvió al Trinity College, pero esta vez como Rector, cargo que ocupó hasta su muerte, el 30 de agosto de 1940. Sus restos descansan cerca de los de Isaac Newton y de Lord Kelvin en la Abadía de Westminster.

En 1895, Joseph John Thomson utilizó un tubo de rayos tal como ilustra la figura 8.7, en el que el ánodo situado cerca del cátodo consiste en un cilindro metálico con un orificio muy estrecho taladrado a lo largo del eje. Detrás del ánodo se encuentran dos placas metálicas entre las cuales puede producirse un campo eléctrico \mathcal{E} al aplicar a las mismas una diferencia de potencial y en el extremo del tubo se sitúa una pantalla de ZnS la que fluoresce en el punto en que llega el haz de rayos catódicos. Mediante un electroimán aplicado externamente puede producirse un campo magnético horizontal \mathcal{H} que actúa perpendicularmente al campo eléctrico y exactamente en la misma región que este.

Midiendo las desviaciones producidas por efecto del campo eléctrico y por efecto del campo magnético, Thomson pudo establecer la relación entre la masa “ m ” y la carga “ e ” de las partículas constituyentes de los rayos catódicos. El valor medio hallado es

$$\frac{m}{e} = -0,54 \times 10^{-7} \frac{g}{Coulomb} \quad (15 - 1)$$

o, para la relación e/m aproximadamente $1,8 \times 10^8 C/g$.¹²⁴ El valor obtenido por Thomson es independiente de la naturaleza de los electrodos y del gas residual que llena el tubo de descarga, así como de la velocidad de los electrones, siempre que esta no se aproxime a la velocidad de la luz.

Notemos que Thomson no determinó ni la carga ni la masa de los electrones sino su relación.

En el Anexo A de este capítulo se encuentra la traducción del trabajo original de J.J. Thomson.

15 – 5. Intentos para determinar la carga absoluta del electrón.

El primer método para la determinación directa de la carga del electrón fue realizado por John Sealy Edward Townsend (1868 – 1957) y fue presentado ante la Cambridge Philosophical Society el 8 de febrero de 1897.¹²⁵ El método consistía en efectuar la electrólisis de una sustancia, por ejemplo potasa cáustica, en un medio a muy baja presión, empleando una intensidad de corriente de 12 a 14 ampere. Esto producía una pequeñísima proporción de iones al estado gaseoso que formaban una nube cuando se los hacía burbujear en agua. Haciendo pasar la nube a través de tubos de secado

¹²⁴El valor aceptado (2014) es $Q_m = 1,758820024(11) \times 10^{11} C/kg$.

¹²⁵Townsend, J. S., “On Electricity in Gases and the formation of Clouds in Charged Gases”, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. IX 189 244 – 258.

Townsend determinaba el aumento de peso de esos tubos. Con un electrómetro medía la carga total y determinaba el radio medio de las gotitas de agua cargadas observando su velocidad de caída por efecto gravitacional. Así, por ejemplo, con un radio medio de gota de $8,1 \times 10^{-5} \text{ cm}$ encontró que la carga era de $3,1 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$, aunque el mismo reconoció que el error experimental era alto, alrededor del 8%. Su método es un antecedente del que fue empleado por Millikan años más tarde.

En 1906, a partir de los resultados experimentales que Ferdinand Kurlbaum había encontrado para comprobar la ecuación de Planck, para la radiación del cuerpo negro, el mismo Planck utilizando consideraciones teóricas estimó que la carga absoluta del electrón debía ser $4,69 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$.¹²⁶

Theodor Svedberg (1884 – 1971), a partir de las ecuaciones del movimiento browniano, estimó la carga del electrón en $4,7 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$.¹²⁷

Ernest Rutherford y Hans Geiger, en 1908, obtuvieron, para la carga absoluta del electrón, un valor de $4,65 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$, contando el número de partículas α emitidas por una masa conocida de radio y midiendo la cantidad total de carga eléctrica transportada por esas partículas.¹²⁸

En 1909, Erich Regener¹²⁹, obtuvo el valor de $4,79 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$ mediante un cuidadoso y consistente trabajo en el que contaba el número de destellos producidos por partículas α emitidas por una masa conocida de polonio y midiendo la carga total transportada por esas partículas. Él estimó que el error no superaba el 3%.

En 1908, Jean Perrin¹³⁰, calculó la carga del electrón a partir de la consideración de que el número de moléculas contenidas en toda molécula –gramo, la carga del electrón y el cociente α entre la energía cinética media de una molécula y la temperatura T a la que se encuentra, son constantes universales y que en la electrólisis de una sal monovalente los N aniones transportan 96550 Coulomb. De modo que $Ne = 96550 \text{ C} \equiv 29 \times 10^{13} \text{ ues}(q)$. A partir de varias suposiciones sobre la forma y comportamiento de las moléculas (esféricas, que en el estado gaseoso cumplen con la ley de van der Waals, etc.) calculó que $N = 71 \times 10^{22}$. Por lo que obtuvo un *valor teórico* para la carga del electrón de $4,1 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)$.

¹²⁶Planck, M., (1906): *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, Johann Ambrosius Barth, Leipzig, p. 163.

¹²⁷Svedberg, T., *Arkiv för kemi, mineralogi och geologi, utgivet av K. Svenska Vetenskapsakademien.*, v. 2, 29, 1905-07.

¹²⁸Rutherford, E., Geiger, H., Harling, J. "The charge and Nature of the α -particle" *Proc. Roy.Soc.A*, vol. lxxxii, pp. 162 – 173 (1908). Rutherford, E., Geiger, H., "An electrical method of counting the number of α -particles from radio-active substances, *Proc. Roy.Soc.A*, vol. lxxxii, pp. 141 – 161.

¹²⁹Regener, Erich (1909). "Über Zählung der α -Teilchen durch die Szintillation und über die Größe des elektrischen Elementarquantums". *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie Der Wissenschaften: Zweiter Halbband* 948–965.

¹³⁰Perrin, Jean B. « Grandeur des molécules et charge de l'électron », *Comptes rendus*, t. CXLVII, 1908, pp.594 – 596.

En 1909, Louis de Broglie¹³¹ analizando el movimiento browniano de partículas cargadas que solo se detectan con ultramicroscopio supuso que los iones podían tener un movimiento de ese tipo. Aplicando la fórmula Einstein para el valor medio del radio a de ese tipo de partículas, encontró que una partícula de ese radio portando una carga e en un campo H adquiriría una velocidad dada por

$$v = \frac{He}{6\pi\eta a}$$

Tomando el valor de $a = 3 \times 10^{-5}$ encontrado empíricamente por Eherenhaft en 1909 y midiendo experimentalmente la velocidad media de las partículas de viscosidad conocida en un campo H , de Broglie pudo calcular $e = 4,5 \times 10^{-10}$ ues (q).

También en 1909, Georges Moreau¹³² publicó un trabajo donde calculó la carga del electrón haciendo pasar un compuesto de sodio a través de dos placas de hierro enfrentadas a 2 mm de distancia entre las cuales estableció un campo eléctrico. A partir de las variaciones del potencial entre las placas pudo estimar la movilidad K del ión sodio, su coeficiente de difusión D a través del gas entre las placas. Conociendo la constante de energía molecular α y la temperatura media T entre las placas, pudo obtener el valor empírico para la carga del electrón, a partir de la fórmula de la teoría cinética:

$$\frac{K}{D} = \frac{3e}{2\alpha T}$$

El promedio de sus observaciones hechas a 723 K y a 780 K, le dio $e = 4,3 \times 10^{-10}$ u.e.s.(q).

En 1909, Harvey Fletcher, (1884 – 1981), que fue asistente de Millikan en la Universidad de Chicago y participó con él en los experimentos para determinar la carga del electrón. Inicialmente, usaron gotas de agua, pero las gotas se evaporaban rápidamente. Buscando otros líquidos para ensayar, Millikan le dijo “*There is your Thesis, go and try one of these substances which will not evaporate*”¹³³. Por lo que compró un poco de aceite para relojería para efectuar los ensayos, que permitieron los primeros resultados.¹³⁴ Si bien colaboró con Millikan y juntos publicaron varios trabajos, también hizo determinaciones en forma independiente. Usando ligeras variantes del método de la gota de aceite encontró como valor para la carga absoluta del electrón, $5,01 \times 10^{-10}$ ues (q)¹³⁵.

¹³¹ **de Broglie, Maurice**, “Etude sur les suspensions gazeuses”. *Radium* (Paris), 1909, 6 (7), pp.203 – 209.

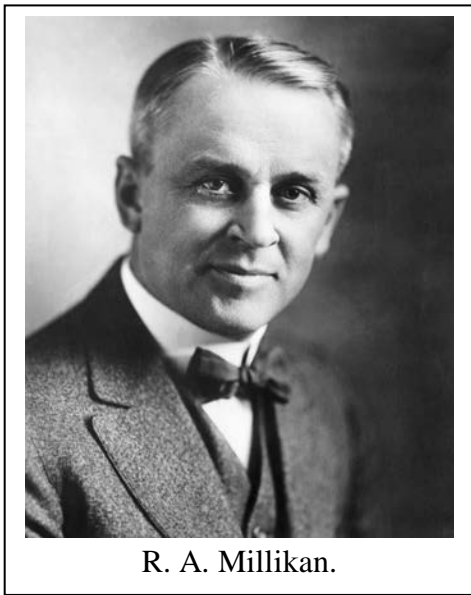
¹³² **Moreau Georges**, « Sur la charge de l’ion négatif d’une flamme. » *Comptes rendus*, t. CXLVIII, 1909, pp. 1255 – 1257.

¹³³ **Harvey Fletcher**: “My work with Millikan on the oil-drop experiment”, *Physics Today*, June 1981, pp. 43 – 47.

¹³⁴ Como se trataba de su tesis doctoral, su nombre no figuró como asistente en el trabajo de Millikan, sino que en la tesis figuró únicamente su nombre. Esta tesis mereció la calificación *suma cum laude* siendo la primera tesis en la Universidad de Chicago en recibir esa calificación.

¹³⁵ **H. Fletcher**, “A Verification of the Theory of Brownian Movements and a Direct Determination of the Value of NE for Gaseous Ionization”: *Phys. Rev.*, 33; p. 107, 1911.

15 – 5. Las gotitas del Sr. Millikan.



R. A. Millikan.

Robert Andrews Millikan, nació en Morrison, Illinois, el 22 de marzo de 1868, fue el segundo hijo del Reverendo Silas Franklin Millikan y Mary Jane Andrews. Su infancia se desarrolló en un ambiente rural. Cursó estudios en el Maquoketa High School (Iowa). Al egresar, trabajó como periodista y en 1886, comenzó sus estudios en el Oberlin College (Ohio). En su época de estudiante sus temas favoritos de estudio eran las matemáticas y el griego. Obtuvo el BA, en 1891, pero ya en 1889 había conseguido un trabajo como docente de Física en el Oberlin High School. Ese trabajo le hizo despertar el interés por la Física¹³⁶ y en 1893, obtuvo el Master en esa universidad, defendiendo la tesis “*The History of Physical Education in Oberlin College, 1811 – 1890*”. Luego de obtener su título fue electo *Fellow in Physics* en la Universidad de Columbia, donde, en 1895, obtuvo su doctorado

por la tesis “*On the polarization of light emitted from the surfaces of incandescent solids and liquids*”, que había preparado usando oro y plata de altísima pureza suministrados por el U.S. Mint¹³⁷. Alentado por sus profesores, pasó un año en Alemania (1895 – 1896), donde asistió a cursos en la Universidad de Berlín y en Universidad de Göttingen. A su regreso, fue invitado por el Profesor Albert A. Michelson para ser su asistente en el recién creado Ryerson Laboratory en la Universidad de Chicago. Allí comenzó a investigar la radiactividad del uranio y las descargas eléctricas en gases.

Millikan fue un excelente docente. Por eso, la Universidad de Chicago lo nombró Profesor Asistente llegando, en 1910, a ser Profesor Titular, cargo que mantuvo hasta 1921.

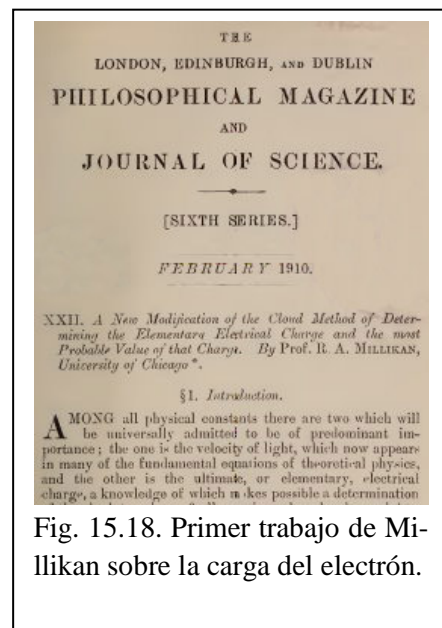
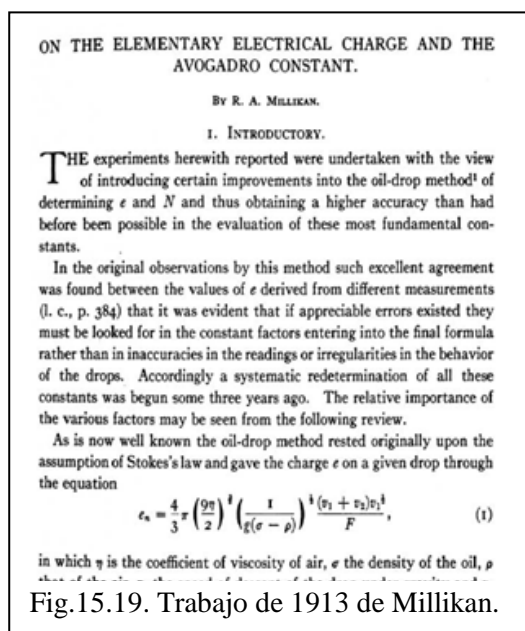


Fig. 15.18. Primer trabajo de Millikan sobre la carga del electrón.

¹³⁶ Millikan contó que al final de su segundo año, su Profesor de griego, le pidió que impartiera el curso de Física elemental durante el curso siguiente. Él le contestó que no sabía nada de Física y la respuesta del Profesor fue “Cualquiera que sepa bien griego, puede enseñar Física”. Entonces compró el texto *Elements of Natural Philosophy: a text book for high schools and academies*, de Elroy Mc Kendree Avery, y dedicó parte de sus vacaciones intentando dominar la materia.

¹³⁷ La “Casa de la Moneda” de los EE.UU.



En 1907, inició una serie de estudios experimentales destinados a medir la carga del electrón, midiendo el efecto de los campos eléctrico y gravitatorio sobre una gota de agua eléctricamente cargada. Los resultados sugerían que la carga eléctrica de las gotas eran múltiplos de una carga eléctrica elemental. Por ello emprendió una serie de trabajos con su ayudante Louis Begeman (1865 – 1958) y mediante seis series de experimentos obtuvieron un valor promedio ponderado para la carga del electrón de $4,65 \times 10^{-10}$ ues(q).¹³⁸

Su trabajo publicado en febrero de 1910, provocó varias objeciones de sus colegas, lo que lo llevó a repetir las investigaciones con instrumental más preciso y tomando en consideración varios factores que el trabajo original había omitido. Millikan encontró que el

experimento con gotas de agua no era lo suficientemente preciso para ser convincente, ya que las gotas tenían tendencia a evaporarse con demasiada rapidez. Los resultados definitivos los obtuvo en 1910 cuando, con la ayuda de su asistente, Harvey Fletcher (1884 – 1981), reemplazaron las gotas de agua por gotas de aceite, trataron de obtener una determinación más exacta de la constante de la ley de Stokes, usaron un instrumental óptico mejorado y cambiaron la disposición instrumental para observar velocidades de las gotas a todas las presiones, lograron que una carga eléctrica no altere el arrastre del medio sobre el cuerpo cargado, realizaron los estudios con un número mayor de gotas y otras mejoras que les permitieron seleccionar 58 de ellas que no habían sido afectadas por causas accidentales, etc. De sus observaciones dedujeron un valor de la carga eléctrica elemental afectada por un error experimental muy bajo. Los valores de la carga del electrón, fueron expresados por Millikan en unidades del sistema c.g.s. La equivalencia entre el Culombo (C) y la unidad electrostática de carga, ues(q) es: $1 \text{ C} = 10 \times c \text{ ues}(q)$, donde c es el módulo de la velocidad de la luz en el vacío expresado en m/s (299792458).

El valor promedio ponderado que encontraron para la carga del electrón fue

$$e = 4,774 \pm 0,009 \times 10^{-10} \text{ ues}(q)^{139} \tag{15 - 2}$$

Además, para el N° de Avogadro encontraron el valor

$$N = 6,062 \pm 0,012 \times 10^{23} \tag{15 - 3}$$

En el Anexo B. de este Capítulo se encuentra la traducción al castellano del trabajo de Millikan donde obtuvo estos valores.

¹³⁸ R. A. Millikan, “A New Modification of the Cloud Method of Determining the Elementary Charge and de most Probable Value of that Charge.”, *Phil. Mag.* S. 6. Vol. 19. No. 110. Feb. 1910. pp. 209 – 228.

¹³⁹ Valor equivalente a $1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$., Un valor muy próximo al aceptado actualmente.

Millikan hizo varios experimentos de importancia para la ciencia, tanto en temas de Electricidad, como en Óptica y en Física molecular. Él verificó experimentalmente la interpretación de Einstein sobre el efecto fotoeléctrico¹⁴⁰. También hizo múltiples experimentos para comprobar la Teoría cinética de los gases monoatómicos que se comportan idealmente.

Luego de publicar su primer trabajo sobre la carga eléctrica del electrón, tuvo una controversia con el físico austríaco Felix Ehrenhaft (1879 – 1952) quien en 1909 había obtenido para dicha partícula $4,6 \times 10^{-10}$ ues(q)¹⁴¹. Ehrenhaft sostenía que había determinado valores que eran fracciones de la carga elemental. La polémica acerca si existían partículas con cargas menores a la elemental, siguió hasta mediados de la década de 1940 y en ella participaron muchos de los físicos más relevantes, como Paul Dirac o Erwin Schrödinger.¹⁴²

Durante la Primera Guerra mundial, Millikan fue Vice-Chairman del National Research Council, donde dirigió los estudios para desarrollar dispositivos antisubmarinos, así como el desarrollo de instrumentos meteorológicos.

En 1921, Millikan reenunció a su puesto en la Universidad de Chicago para hacerse cargo del Norman Bridge Laboratory of Physics, en el California Institute of Technology (Caltech) en Pasadena. En esa institución, también fue Chairman del Consejo Ejecutivo hasta su retiro en 1945. Allí llevó a cabo investigaciones importantes sobre la radiación que, entre 1911 y 1913, había detectado Victor Franz Hess, (1883 – 1964) y que, aparentemente, provenía del espacio exterior. Millikan corroboró que esa radiación llegaba a la Tierra desde el exterior y la bautizó como “rayos cósmicos”.

Millikan fue un entusiasta jugador de tenis y de golf, que constituían sus recreos. En 1902, se casó con Greta Erwin Blanchard, con la que tuvo tres hijos, Clark Blanchard, Glenn Allen y Max Franklin.

Falleció el 19 de diciembre de 1953, en San Marino, California.

15 – 6. Masa del electrón.

Conocidas las cargas específica y absoluta del electrón, puede calcularse su masa

¹⁴⁰ R. A. Millikan, “A direct photoelectric determination of Planck's ‘h’,” *Phys. Rev.* **7**, 355–388 (1916). Millikan estaba convencido de la naturaleza ondulatoria de la luz, por lo tanto, buscaba un resultado experimental para refutar la teoría de Einstein. Sin embargo, sus resultados empíricos parecían confirmar la teoría de Einstein sobre el comportamiento corpuscular de la luz ultravioleta. Esos resultados, le permitieron, también, encontrar un valor muy preciso de la constante de Planck.

¹⁴¹ Ehrenhaft, F., “Eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums, I”, *Physicalische Zeitschrift*, **10**, (1909), 308 – 310.

¹⁴² En la Teoría atómica actual se admite que los quarks llevan cargas fraccionarias, pero no se las puede detectar fuera del átomo.

$$m = \frac{1,602 \times 10^{-19} \text{ coulomb}}{1,76 \times 10^8 \frac{\text{coulomb}}{\text{g}}} = 0,9109 \times 10^{-27} \text{ g} \quad (15 - 4)$$

Esta masa es mucho menor que la masa del átomo de hidrógeno, que es, entre los átomos de los distintos elementos, el que tiene menor masa.

La existencia de partículas materiales de masa menor que la del átomo más liviano, llevó a la conclusión de que *no es el átomo el límite de la división física o química de los cuerpos*. En otras palabras, el postulado de Dalton sobre la indivisibilidad del átomo debió dejarse de lado. Asimismo, el hecho experimental de la aparición de electrones en un tubo de descargas cualquiera sea el gas en él presente, condujo a la suposición de que estas partículas son constituyentes de todos los átomos, de los cuales pueden separarse mediante un trabajo eléctrico o, eventualmente, otro tipo de energía.

15 – 7. Eugen Goldstein y los Rayos positivos.

Gotthilf –Eugen Goldstein nació el 5 de septiembre en Gleiwitz, en la Alta Silesia, entonces dad de Prusia, pero actualmente llamada Gliwice y pertenece a Polonia. Siendo niño, sus padres llecieron y quedó a cargo de familiares que vivían en Ratibor, Silesia. Cursó sus estudios primarios en esa ciudad y luego completó su formación en el Gymnasium, pero para ir a la universidad, prefirió mudarse a Breslau, donde comenzó la carrera de Medicina. Su interés pronto comenzó a inclinarse por la Física y en 1870 viajó a Berlín donde inició sus estudios en la Friedrich-Wilhelms-Universität en esa especialidad, siendo uno de los primeros estudiantes en el Instituto de Física, recientemente creado por Hermann von Helmholtz. En 1876, publicó su primer trabajo sobre descargas eléctricas en tubos conteniendo gases enrarecidos¹⁴³, En ese trabajo, presentado por Hermann von Helmholtz, bautizó a las emisiones luminosas que surgen del cátodo como *kathodenstrahlen*¹⁴⁴, “rayos catódicos” y también *Kathodenlichts*, “luces catódicas”.



G.-E. Goldstein

Con la supervisión de von Helmholtz, Goldstein continuó sus investigaciones sobre el comportamiento de los rayos catódicos, tema que sería en centro de su actividad científica por el resto de su vida. En 1878, consiguió el cargo de Físico en el Observatorio tronómico de Berlín, lo que le permitió quedarse en esa ciudad y estar cerca del Instituto de Física de la Universidad para seguir con sus investigaciones. En 1879, se doctoró con una tesis en la que demostraba experimentalmente las deflexiones de los rayos catódicos en campos eléctricos.

¹⁴³E. Goldstein. „Vorläufige Mittheilungen über elektrische Entladungen in verdünnten Gasen”.*Monatberich der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*.4 Mai, 1876, pp. 279 – 296.

¹⁴⁴E. Goldstein,,„Vorläufige Mittheilungen über elektrische Entladungen in verdünnten Gasen”.*Monatberich der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*.4 Mai, 1876, Página 286.

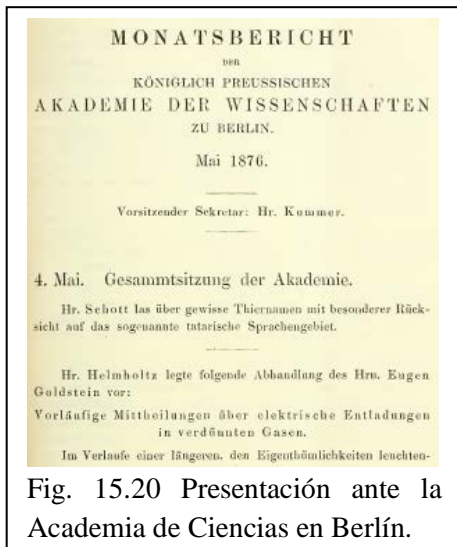


Fig. 15.20 Presentación ante la Academia de Ciencias en Berlín.

Su trabajo más importante fue el estudio del comportamiento de los “rayos” que, en un tubo de descarga emergen desde la parte posterior de un cátodo perforado, que presentó el 27 de julio de 1886 ante la Academia de Ciencia de Berlin. El trabajo lleva por título *Ueber eine noch nicht untersuchte Strahlungsform an der Kathode inducirter Entladungen*¹⁴⁵, el mismo fue leído en la sesión del 29 de julio de ese año¹⁴⁶.

El trabajo comienza haciendo referencia a la luz que emite el cátodo de un tubo de descarga por acción de una bobina de inducción a través de gases diluidos. Goldstein observó que la emisión catódica consta de varios estratos con colores diferentes que, para un mismo gas, dependen de la presión dentro del tubo. En particular, realizó un conjunto de observaciones

sobre la primera capa luminosa. En electrodos y recipientes de las formas habituales y con cables delgados, la primera capa de luz catódica aparece solo en espesores pequeños, que apenas alcanzan unos pocos milímetros.

Goldstein preparó un tubo de descarga que en la parte posterior del cátodo dejaba un espacio relativamente grande y al evacuar el aire del tubo hasta alcanzar una presión muy baja se sorprendió al ver que la parte posterior del cátodo se rodeaba de una luz dorada brillante, que a lo largo del tramo continuo del tubo de descarga, cubría todo el espacio desde el cátodo hasta la pared del tubo, de 5 cm de ancho, completamente llena. Debido a la similitud del color de la luz amarilla con la de una llama de Bunsen cargada de sodio, supuso que el fenómeno se debía a que la superficie del cátodo tenía cloruro de sodio como impureza, pero el espectro de esa luz amarilla no mostraba las clásicas líneas del sodio sino una banda espectral de nitrógeno.

Un examen más detallado, le reveló ciertas similitudes con la primera capa de la emisión de rayos catódicos. Suponiendo alguna vinculación entre los rayos catódicos azules de la primera capa, comenzó a investigar usando un cátodo perforado. Las perforaciones se pueden considerar como cilíndricas, los orificios eran de, aproximadamente, $2/3$ de mm y eran verticales al plano del cátodo.

De sus observaciones, pudo determinar algunas propiedades de esa luz amarilla, que son como los rayos luminosos usuales, brillantes y que de cada abertura del cátodo se propagan en forma rectilínea. Mientras que los rayos azules que emanan de un cátodo plano, con una fuerte dilución del gas, son siempre divergentes respecto del eje de la placa del cátodo y entre sí, y su divergencia aumenta a



Fig. 15.21. Tubo de descarga original usado por Goldstein.

¹⁴⁵(*Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin* vom 29. Juli 1886.)

¹⁴⁶*Berlin Akd. Monatsber.* II, 1886, page 691; *Annalen der Physik und Chemie*, Neue Folge, Band 64, 1898, pp. 38

medida que avanza la evacuación, los haces de luz amarilla que brotan de las aberturas de un cátodo plano, son convergentes al eje de la placa del cátodo, y su convergencia aumenta a medida que aumenta la evacuación. Encontró que esos rayos, partiendo de un cátodo de unos 2 cm de diámetro se

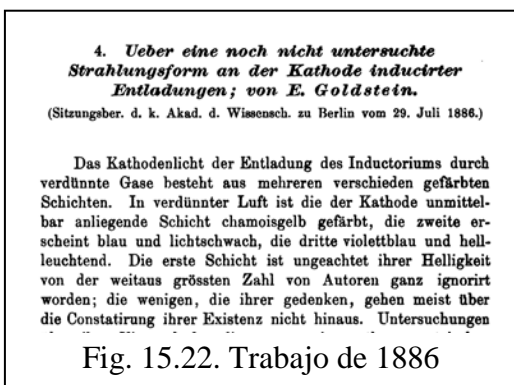


Fig. 15.22. Trabajo de 1886

eran divergentes.

Goldstein encontró que, a medida que crece la dilución del gas, esos rayos amarillos se alargan de manera constante y forman grandes haces de luz, cuya extensión estaba limitada por las paredes del tubo.

Al reemplazar el aire del tubo de descargas, encontró que los rayos mostraban otros colores, con hidrógeno, con oxígeno: amarillo rosado; con dióxido de carbono, blanco grisáceo, etc. Esos colores son muy diferentes de los que muestran los rayos catódicos. Así, mientras que el nitrógeno exhibe un color amarillo dorado, los rayos catódicos con nitrógeno, son de color violeta azulado.

Dado que la dirección de los rayos azules que emanan de la superficie de un cátodo es extremadamente dependiente de la curvatura de esta superficie, se deduce que los rayos amarillos que surgen desde las aberturas del lado posterior deben depender en su dirección de la forma de la superficie frontal. Como los rayos no siempre son amarillos, Goldstein propuso llamarlos “rayos canales”.

La naturaleza del metal del cátodo no muestra una influencia perceptible en el color y el espectro de los rayos canales. Su apariencia fue la misma para los cátodos de platino, aluminio, cobre, acero y bronce.

Mientras que, a bajas presiones, los rayos catódicos excitan una fosforescencia verde, brillante, en la pared del vidrio donde impactan, esa característica está casi completamente ausente en los rayos canales; sólo los rayos canales muy brillantes producen un brillo verde extremadamente tenue en la pared de vidrio.

Cuando se utilizan como material de cátodo, la mayoría de los metales son atacados y, como resultado de ese ataque, se observa que las paredes de vidrio circundantes están cubiertas de metal espejado u óxido del metal. Mientras que esto se verifica sobre la superficie de donde emanan los rayos catódicos, en la parte posterior del cátodo, si sólo emanan rayos canales, no hay rastros de esos ataques.

Cuanto mayor es la dilución del gas, tanto más débil es la luz de los rayos catódicos y más notoria es la luminosidad de los rayos canales. Cuando en la trayectoria de un haz grueso de rayos canales se interpone un cuerpo sólido, se produce una “sombra” tan nítida como cuando se coloca un objeto opaco en la trayectoria de un haz de rayos catódicos azules y divergentes. En el vidrio, detrás de ese cuerpo queda un espacio sin brillo y perfectamente delineado.

Goldstein agregó que “Dos haces de rayos canales pueden cruzarse entre sí sin interferir entre ellos, o unirse en un solo haz. Esto muestra que los rayos canales no están formados por partículas ponderables y separables”¹⁴⁷

Mientras que, mediante un imán, aunque sea muy pequeño, los rayos catódicos sufren desviaciones en sus trayectorias, Goldstein afirmó “*An den Canalstrahlen konnte ich indess selbst mittels des grössten (von sechs Bunsen gespeisten) Electromagneten des hiesigen physikalischen Instituts nicht die geringste wahrnehmbare Richtungsänderung oder Deformation hervorbringen*”¹⁴⁸.

Resulta extraño que no haya detectado cambios en los rayos canales al crear un campo magnético, especialmente cuando sostuvo que su comportamiento estaba vinculado a los rayos catódicos de la primera capa del cátodo.

En cuanto a las conclusiones de su trabajo, Goldstein afirmó que en esas comunicaciones preliminares no deseaba realizar discusiones detalladas sobre la naturaleza de los rayos canales, sino que se había limitado a algunas observaciones breves.

El trabajo finaliza resaltando la dependencia de los rayos canales de la forma de la superficie frontal y de la posición de la primera capa de la superficie frontal, y finalmente de la influencia de los orificios oblicuos de los canales. Todo eso, para Goldstein, hace muy probable que el origen de los rayos canales se encuentre en la superficie frontal. La similitud en el color, el espectro y el comportamiento magnético (¿?) conduce a la suposición de una identidad con la primera capa de luz de cátodo.

Goldstein, dedicó gran parte de su actividad científica al estudio de los fenómenos que ocurren en tubos de descarga a presiones muy bajas. Sin embargo, en 1890, fue contratado en el Observatorio de Potsdam donde, en 1927, fue nombrado Jefe de la Sección Astrofísica.

Falleció el 26 de diciembre de 1930 y sus restos reposan en el Cementerio Weißensee de Berlín.

En la actualidad, los rayos canales se llaman *rayos positivos*, constituyendo un conjunto de cationes, desvirtuando la idea de Goldstein de que eran de naturaleza ondulatoria.

Las distintas velocidades con las cuales se mueven los cationes constituyentes de los rayos positivos dan lugar a distintas desviaciones en campos eléctricos y magnéticos, lo que hizo ineficaz al

¹⁴⁷p. 46. O sea que, para Goldstein, los rayos canales eran de naturaleza ondulatoria.

¹⁴⁸“Sin embargo, para los rayos canales, no pude producir ni el más mínimo cambio perceptible de dirección o deformación por medio del electroimán más grande (alimentado por seis generadores Bunsen) del Instituto de Física local.” pp. 46 – 47.

método de Thomson para determinar sus cargas específicas. Sin embargo, el mismo Thomson ideó un método para medir las cargas específicas de los rayos positivos que se conoce con el nombre de *método de las parábolas*. Los valores de las cargas específicas de los rayos positivos dependen de la naturaleza del gas residual. Para el caso del hidrógeno

$$\frac{E}{M} = 95.730 \frac{\text{coulomb}}{g} \quad (15 - 5)$$

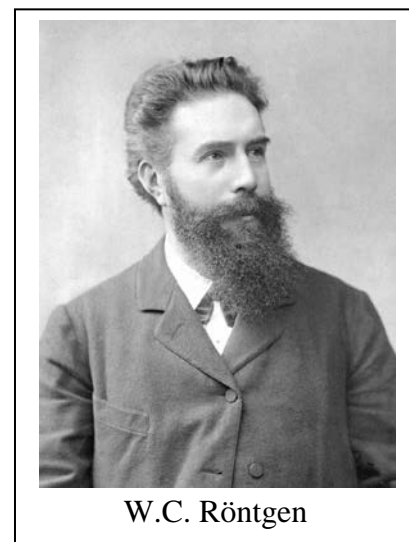
El valor de la carga específica del protón dado anteriormente, es el mayor hallado. Para otros cationes las cargas específicas son aproximadamente submúltiplos de la del protón. Así para el helio

$$\left(\frac{E}{M} \right)_{\text{He}} = 48,170 \frac{\text{coulomb}}{g} \quad (15 - 6)$$

Es decir, aproximadamente la mitad de la carga específica del protón. Como la masa del átomo de helio es aproximadamente 4 veces mayor que la del protón, la carga eléctrica del ión helio debe ser igual o múltiplo entero de la del protón. Esta coincidencia llevó a la suposición de que los protones son, al igual que los electrones, partículas fundamentales constituyentes de la materia. La evidencia experimental de la existencia de protones en otros elementos se obtuvo en 1918.

15 – 8. Röntgen y las fotografías de los huesos.

Wilhelm Conrad Röntgen nació en Lennep, actualmente Remscheid, Am Gänsemarkt, el 27 de marzo de 1845. Fue hijo de Friedrich Conrad Röntgen y Charlotte Constanze Frowein. Cuando Wilhelm tenía 3 años, la familia se trasladó a los Países Bajos, de donde era originaria la madre, radicándose en Apeldoorn. En esa localidad, Wilhelm cursó sus estudios primarios y secundarios en el Instituto *Martinus Herman van Doorn*. Su padre quería que al finalizar los estudios secundarios Wilhelm se hiciese cargo del negocio familiar, pero él prefirió continuar con estudios superiores y trató de ingresar a la Universidad de Utrecht. De modo que se trasladó a Utrecht y se alojó en la casa del Dr. Jan Willem Gunning, un médico amigo de su padre que era docente en la Universidad local. Sin embargo, Wilhelm no pudo ingresar como alumno regular por carecer del certificado de estudios secundarios¹⁴⁹, por lo que comenzó a cursar las primeras materias como oyente libre. En la Universidad, se enteró, por un pañero, de que la Eidgenössische Technische Hochschule de Zurich, recién fundada admitía estudiantes sobre la base de aprobar un examen de ingreso, aun cuando no tuvieran un certificado de graduación de estudios secundarios. De modo que, en 1865, viajó a Zurich y luego de aprobar el



W.C. Röntgen

¹⁴⁹En 1863, fue expulsado de la escuela, acusado de haber dibujado una caricatura ofensiva de un profesor.

examen de ingreso, comenzó a cursar la carrera de Ingeniería mecánica. Terminó sus estudios el 6 de agosto de 1868, obteniendo el diploma en Ingeniería Mecánica. Durante sus estudios en la ETH, tuvo como docentes a Rudolf Clausius y a August Kundt. Las clases dictadas por estos profesores, despertaron en él el interés por la Física, de modo que decidió hacer el doctorado en esa especialidad en la Universidad de Zurich, graduándose en 1869 con su tesis "*Studien über Gase*" que trataba las relaciones termodinámica en el comportamiento de los gases. Su amistad con Kundt lo llevó a ser su asistente en la Universidad de Wurtzburg, donde Kundt dirigió el nuevo Laboratorio de Física.

En 1872, a pesar de la oposición de padre¹⁵⁰, Röntgen se casó con Anna Bertha Ludwig (1839 – 1919), quien lo alentó en su carrera. No tuvieron hijos.

En 1874, por recomendación de Kundt consiguió un puesto de Profesor Asociado en la Universidad de Strasbourg y en 1879, fue nombrado Profesor Titular de Física en la Universidad de Ludwig de Giessen. En 1888, fue convocado como Profesor Titular de Física en la Universidad de Wurzburg, — donde fue el sucesor de Kohlrausch y Director del Instituto de Física de esa Universidad. En 1899, declinó el ofrecimiento de la cátedra de Física de la Universidad de Leipzig pero, por un pedido especial del Gobierno de Bavaria, aceptó dirigir la cátedra de la Universidad de Munich cargo en el que quedó hasta el final de su vida.

En la década de 1890, muchos físicos estaban estudiando los fenómenos de las descargas eléctricas en gases, encerrados en tubos y a presión reducida. Röntgen también comenzó a experimentar con rayos catódicos.

En la tarde del 8 de noviembre de 1895, descubrió que, si el tubo de descarga estaba envuelto con una cartulina negra, gruesa y sellada para excluir toda la luz, y si la habitación en la que trabajaba estaba a oscuras, un plato de papel cubierto por un lado con platinocianuro de bario, colocado en el camino de los rayos se volvía fluorescente incluso cuando estaba a dos metros del tubo de descarga. Colocando el papel de modo que el lado no cubierto con platino cianuro de bario enfrentase al tubo de descarga sellado, también se observaba fluorescencia. Röntgen había montado un laboratorio en su propia casa donde siguió repitiendo los ensayos, observando que objetos de diferentes grosores interpuestos en la trayectoria de los rayos mostraban una transparencia variable cuando se grababan en una placa fotográfica. Su esposa, notó su preocupación, pero todo lo que su esposo le diría era que estaba trabajando en algo importante. Ella se ofreció a ayudarlo y Röntgen le explicó su reticencia: se había quedado tan asombrado ante su descubrimiento, tan incrédulo, que había sentido la necesidad de convencerse una y otra vez de la existencia de estos nuevos rayos. Finalmente, decidió fijar sus hallazgos en placas fotográficas, una de ellas la tomó mientras Anna Bertha sostenía la placa con la mano. Al revelar la placa la misma mostraba las sombras provocadas por los huesos de la mano y la de un anillo que ella llevaba en su dedo anular; la placa mostraba los huesos rodeados por una penumbra que correspondía a la carne, que era más permeable a los rayos y, por lo tanto, arrojaba una sombra más tenue. Este fue el primer "röntgenograma" tomado.

¹⁵⁰Ella era seis años mayor que Wilhelm y provenía de una familia humilde. En represalia, el padre le cortó toda ayuda económica.



Fig. 15.23. Radiografía de la mano de Anne B. Röntgen.

El 28 de diciembre de 1895, entregó un documento preliminar al secretario de la *Physische Medizinische Gesellschaft zu Würzburg*. La traducción al castellano de este documento, se encuentra en el Anexo C de este Capítulo.

En el “preprint” Röntgen describió los hallazgos de sus siete semanas de investigaciones “secretas”: los objetos eran transparentes a sus “nuevos rayos” en diferentes grados; las placas fotográficas eran sensibles a los rayos X; no podía observar ningún reflejo apreciable ni refracción de los rayos, tampoco pudo desviarlos con un campo magnético, los rayos X se originaron en el área del tubo de descarga donde los rayos catódicos inciden en la pared del tubo de vidrio.

Se imprimió de inmediato y, al recibir las copias, Röntgen las envió a varios de sus colegas, entre ellos a su amigo, el Profesor Franz Seraphin Exner, Profesor del *Zweites Physikalisches Institut* de la Universidad de Viena. El 4 de enero de 1896, Exner leyó el trabajo de Röntgen ante un grupo de colegas, incluyendo a Ernst Lechner, Profesor de Física en la Universidad de Praga, cuyo padre era el editor del diario vienés *Die Presse*. El 5 de enero fue publicado en ese diario una nota titulada “Un descubrimiento sensacional” describiendo no sólo los experimentos sino las posibles aplicaciones de los rayos X. La noticia se propagó rápidamente y, el 7 de enero, se publicó en el *Frankfurter Zeitung*, al día siguiente en el *Electrical Engineer*, de New York y en los días siguientes en el *Würzburger Anzeiger*, *The Electrician*, de London, *The Lancet*, *The British Medical Journal*, *Le Matin*, de Paris, *Nature*, *The New York Times*, *Science*, New York, *La Settimana*, Firenze y otras publicaciones.

La *Physische Medizinische Gesellschaft zu Würzburg*, envió copias del documento a Ludwig Boltzmann, Friedrich Kohlrausch, William Thomson (Lord Kelvin), Georg Gabriel Stokes y Henri Poincaré.

El 23 de enero, Röntgen dio su única conferencia pública sobre su descubrimiento, ante la *Physische Medizinische Gesellschaft*. Al final, Röntgen tomó una radiografía de la mano derecha del Profesor Albrecht von Kölliker, Presidente Honorario de esa institución, Su exposición fue aclamada y acompañada por un aplauso ensordecedor.

Tan pronto como el 8 de enero, científicos como Robert Watkins, en New York, le pidió que le envíe algunas radiografías. Al pedido de Watkins, se sumaron los de muchos investigadores de Alemania.

Al cumplirse el primer año del descubrimiento de los rayos X, fueron escrito 49 libros y folletos y 1044 ensayos científicos sobre las características de los dispositivos para mejorar su producción, estéreoimágenes con rayos X, radiografías de arterias, etc. El propio Röntgen escribió solo dos artículos más sobre los rayos X, en 1896 y 1897. Luego regresó a sus antiguos temas, y en los siguientes veinticuatro años escribió siete artículos de fugaz interés, dejando la investigación de los rayos X a investigadores más jóvenes.

En los meses posteriores a su descubrimiento, Röntgen fue invitado a dar conferencias en todo el mundo, pero rechazó todas las invitaciones excepto una, ya que quería seguir estudiando sus radiografías. Escribió breves notas a los colegas que le pidieron que demostrara los nuevos rayos, expresando su pesar y afirmando que no tenía tiempo para dar conferencias o demostraciones. La excepción fue el Kaiser Wilhelm II, a quien Röntgen le realizó una radiografía el 13 de enero de 1896. El evento involucró, además de la conferencia y la demostración, cenar con el Kaiser, recibir una condecoración (Königlicher Kronen-Orden 2, Klasse) y, al despedirse, caminar hacia atrás por respeto a Su Majestad.

El trabajo de Röntgen sobre rayos X era perfectamente competente a la luz del conocimiento de su época. Pero no pudo comprobar la naturaleza de los rayos X. Al concluir su famoso artículo de 1895, escribió:

“Parece que existe alguna clase de relación entre los nuevos rayos y los rayos de luz; por lo menos, esto está indicado por la formación de las sombras, la fluorescencia y la acción química producida por ambos.[...] Debo confesar que, en el curso de la investigación, me he persuadido cada vez más de esta idea, de tal manera que me permito adelantar esta hipótesis, aunque me doy perfecta cuenta de que la explicación dada necesita una posterior corroboración.”

La "mayor corroboración" tardó dieciséis años en llegar, gracias al trabajo de Max von Laue y Friedrich Knipping quienes comprobaron experimentalmente la naturaleza de los rayos X, provocando su difracción a través de un cristal de cloruro de sodio.

En 1901, recibió el primer Premio Nobel de Física “en reconocimiento a los servicios extraordinarios que ha prestado por el descubrimiento de los notables rayos que posteriormente recibieron su nombre ”.

En 1900 se había mudado a Munich, donde se convirtió en director del Instituto de Física Experimental. En 1914 firmó el famoso manifiesto de científicos alemanes que expresaban su solidaridad con una Alemania militarista, pero más tarde lo lamentó. Sufrió considerablemente durante la Primera Guerra Mundial y con la siguiente crisis económica y social, y murió en Munich el 10 de febrero de 1923, a la edad de 78 años.

De sus escritos no se conserva casi nada, pues en su testamento ordenó quemarlos luego de su muerte.

15 – 9. von Laue y la naturaleza ondulatoria de los rayos X.

Max Theodor Felix Laue nació el 9 de octubre de 1879 en Pffafendorf, cerca de Koblenz, Alemania. Fue hijo de Julius Laue, un oficial del ejército alemán y Minna Zerrenner. Por su actividad profesional, Julius Laue tuvo que trabajar en distintas ciudades, de modo que su familia se trasladó con él a Brandenburg, Altona, Posen, Berlin y Strassburg. En estas tres últimas ciudades Max cursó sus estudios primarios y secundarios. En 1913, su padre fue incorporado a la nobleza y autorizado a anteponer "von" a su apellido y que el uso de "von" sea hereditario, de allí que a Max se lo conozca

como "von Laue". En 1898, Max aprobó el *Abitur*, examen que le permitiría ingresar a una Universidad, pero fue convocado para cumplir su servicio militar, al cabo del cual, en 1899, ingresó a la Universidad de Strassbourg, para estudiar Matemáticas, Física y Química. En esa época era común



M. T. F. von Laue

que los estudiantes cambiaran de Universidad para estudiar determinadas materias con determinados profesores. Por eso, al cabo de un año, se trasladó a Göttingen para estudiar Física teórica con Woldemar Voigt, el descubridor del "efecto Voigt". Luego de estudiar un semestre en la Universidad de Munich, en 1902 viajó a Berlín para estudiar con Max Planck. Allí también estudió espectroscopía y los fenómenos de radiación con Otto Lummer. A fines de 1903, obtuvo su doctorado y luego consiguió un cargo de asistente en la Universidad de Göttingen. En 1905, le fue ofrecido el puesto de asistente de Max Planck en el *Institut für Theoretische Physik zu Berlin* donde investigó aspectos termodinámicos de las radiaciones, especialmente las variaciones de entropía asociadas a las radiaciones térmicas y las ondas luminosas y las técnicas para cuantificar los fenómenos de interferencia y difracción.

En 1909, fue contratado como *Privatdozent* en la Universidad de Munich, donde dictó clases de Óptica, Termodinámica y Teoría de la Relatividad especial y en 1912, consiguió el cargo de Profesor titular de Física en la Universidad de Zurich. Dos años después tomó la cátedra de Física en la Universidad de Frankfurt para luego ser contratado por la Universidad de Würzburg para hacer investigación sobre mejoras en telefonía y comunicaciones inalámbricas, de gran importancia durante la guerra. Finalizada la Primera Guerra, fue nombrado Profesor Titular de Física en la Universidad de Berlin, cargo que retuvo hasta 1943. En 1913, a instancias de Fritz Haber, fue creado en Berlin el *Kaiser Wilhelm Institut für Physik* con Albert Einstein como su primer Director y en 1917, von Laue fue nombrado como Subdirector.

En 1938 Otto Hahn, con la ayuda de Fritz Strassmann, descubrieron la fisión nuclear y en 1939, publicaron su trabajo sobre el tema¹⁵¹. Unos meses después Niels Bohr publicó un estudio en el que estableció que para iniciar la fisión nuclear se requiere relativamente poca energía, pero la subsiguiente división del núcleo liberará una cantidad enorme de energía.¹⁵² Los Estados Unidos crearon el Proyecto Manhattan y durante la guerra se creó en Alemania la *Uranverein* una asociación no gubernamental de físicos, presidida por Werner Heisenberg cuyo objetivo era la construcción de una central nuclear tanto para la producción de energía como para obtener una bomba atómica. Entre los involucrados en el proyecto, estuvo von Laue, y otros renombrados físicos. Al finalizar la Guerra se creó un grupo de investigación, encabezado por Samuel Goudsmidt cuyo objetivo era comprobar la acción de científicos alemanes en el desarrollo de la fisión nuclear. El proyecto, conocido como Operación ALSOS, se llevó a cabo en las instituciones que habían contribuido a la Uranverein y una de las resoluciones fue trasladar a Gran Bretaña a un grupo de diez científicos a una suerte de campo de concentración en Farm Hill a unos 30 km de Cambridge, quienes permane-

¹⁵¹ Hahn, O.; Strassmann, F. (1939): "Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle", *Die Naturwissenschaften*, **27** (1): 11–15.

¹⁵² Bohr, N., Wheeler, J. A. : "The Mechanism of Nuclear Fission", *Phys. Rev.* Vol. 56. (1939), pp. 426 – 450.

cieron allí durante algo más de seis meses, siendo monitoreados mediante cámaras y micrófonos. Entre los científicos detenidos allí se encontraba von Laue.

Su actividad científica estuvo dedicada a varios aspectos de la Física. Además de los fenómenos de interferencia y difracción que concitaron su interés en la época que trabajó con Lummer, en la época que trabajó con Planck se interesó en la relación entre la energía radiante y la Termodinámica. La publicación de Einstein de 1905¹⁵³, sobre la teoría de la relatividad especial, provocó tal interés que entre 1907 y 1911 publicó ocho trabajos sobre las aplicaciones de esa teoría¹⁵⁴.

Su trabajo más notorio, por el cual fue galardonado con el Premio Nobel de Física de 1914, fue el que le permitió establecer la naturaleza ondulatoria de los rayos X, provocando su difracción a través de cristales, naturaleza que Röntgen no pudo comprobar y que posibilitaron los trabajos posteriores de William Henry Bragg y su hijo William Lawrence.

Cabe mencionar que, en 1944, cuando las fuerzas Aliadas bombardearon Berlín, el *Institut für Physik* fue trasladado a Hechingen, en el intervalo en que debido a la puesta en funcionamiento había poca actividad, escribió *Geschichte der Physik*, una historia de la física que tuvo gran éxito editorial siendo publicada en múltiples ediciones y en varios idiomas.

En 1946, se trasladó a Göttingen donde fue Director del Instituto Max Planck y Profesor Titular de la Cátedra de Física.

En 1951, fue elegido Director del *Fritz Haber Institut für Physische Chemie* en Berlín, donde realizó muchos estudios sobre óptica de los rayos X conjuntamente con Gerhard Borrmann.

Se retiró de la actividad científica y docente en 1958 y en abril de 1960, falleció a raíz de un accidente automovilístico.

En 1910 se había casado con Magdalena Degen (1891 – 1961) y tuvieron dos hijos.

Además del Premio Nobel, von Laue recibió muchas distinciones, entre las cuales se encuentran la Medalla Max Planck otorgada en 1932 por la *Deutsche Physikalische Gesellschaft*, la Bimala-Churn-Law Gold Medal de la *Indian Association at Calcutta*, la medalla Ladenburg de la Academia de ciencias de Berlín. Recibió el Doctorado Honorario de las Universidades de Bonn, Stuttgart, Munich, Berlín, Manchester y Chicago. Fue incorporado como miembro de la Academia de Ciencias de Rusia (*Rossískaya Akadémiya Nauk*) y de la Academia de Ciencias de Berlín (*Preußische Akademie der Wissenschaften*) de la *Königliche Gessellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, de la Academia de Ciencias de Viena, de la *American Physical Society*, de la *Société Française de Physique* y de la *Société Française du Mineralogie et Crystallographie*. También fue Senador Honorario de la *Max Planck Gessellschaft*, Miembro Honorario de la *Deutsche Roentgengesellschaft*, y Miembro Correspondiente de las Academias de Göttingen, Munich, Roma (Papal), de la Academia

¹⁵³ **Einstein, A.** : Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Ann. der Physik*, **17**, (10), 891 – 921, 1905.

¹⁵⁴ Sus trabajos sobre ese tema, fueron recopilados y publicados como *Das Relativitätsprinzip*, Vieweg, 1911, *Die Relativitätstheorie*, Bd. 1 *Spezielle Relativitätstheorie*, 7. Editorial, Vieweg, 1965 (1ª edición 1919) y *Die Relativitätstheorie*, Bd. 2 *Allgemeine Relativitätstheorie*, 5ª edición, Vieweg, 1965 (1ª edición 1921)

dei Lincei y de la Royal Society de London. En 1952, fue ungido Chevalier de la Orden Pour le Mérite, en 1953 recibió la *Großes Verdienstkreuz mit Stern der Bundesrepublik Deutschland* (Gran Cruz con Estrella por Servicios Federales a la República Alemana) y en 1957, fue nombrado Oficial de la Legión de Honor de Francia.

La tesis doctoral de von Laue versó sobre el fenómeno de la interferencia de la luz. Sommerfeld lo había puesto a trabajar para investigar un aspecto del fenómeno de la red de difracción conocida como rejilla cruzada de Ewald¹⁵⁵. Trabado en su propio proyecto, lo discutió con Von Laue con la esperanza de obtener ideas para un nuevo enfoque. Von Laue discutió el tema con Ewald, pero no encontraron una solución acerca de cómo determinar experimentalmente la naturaleza ondulatoria de los rayos X. Luego de completar su tesis, Ewald recibió su título y luego abandonó toda investigación seria sobre el tema. Pero von Laue no podía dejar el tema de lado. Conjeturó que si un cristal se caracteriza por una disposición interna regular de sus partículas y si los rayos X son de naturaleza ondulatoria, su interacción con las partículas de un cristal debería dejar algún rastro simétrico al egresar del cristal. Esto es, el cristal podría comportarse como una red de difracción simétrica y que las distancias entre esas partículas podría ser del orden de magnitud correcto para usar como una rejilla de súper difracción. Si bien no se disponía el instrumental para establecer la longitud de onda de los rayos X, se suponía que las longitudes de onda de los rayos debería ser del orden de 1/10000 de las longitudes de onda del espectro visible. Según von Laue contó, la posibilidad de usar un cristal como red de difracción "fue impulsada por la expectativa de que, si la longitud de su onda es de una magnitud similar a la de las distancias atómicas, la disposición regular en un cristal debe llevar a algún tipo de efecto de difracción. . . . Mi intuición óptica ", agregó, "me dijo que en tales circunstancias los espectros deben ocurrir ".

Llegaron las vacaciones de Semana Santa y varios de los físicos de la Universidad de Munich, entre ellos von Laue, fueron a esquiar a los Alpes. Sommerfeld, un entusiasta y excelente esquiador, también estuvo presente, y, en la montaña, la discusión de este problema surgió nuevamente. Sommerfeld se mostró escéptico. Creía que la difracción de rayos X no podía observarse porque las longitudes de onda de los rayos X y las distancias entre las partículas en el cristal debían ser muy diferentes. El enfoque teórico del problema estuvo casi irremediabilmente involucrado. Quizás algún experimento cuidadosamente planificado y hábilmente ejecutado podría arrojar algo de luz sobre el tema. Pero, tanto Sommerfeld como von Laue eran físicos estrictamente teóricos y, como la mayoría de estos científicos, eran bastante ineptos con los aparatos. von Laue sostenía que sin algunos estudios experimentales ni siquiera podría haber un acercamiento a la realidad física, por lo que se necesitaba "pedir prestado" a un físico experimental, suficientemente capacitado para llevar a cabo ese experimento crucial. von Laue le hizo esta sugerencia a Sommerfeld, quien finalmente fue persuadido, aunque a regañadientes, a prestarle a su propio asistente experimental, Walter Friedrich. Von Laue estaba cada vez más ansioso por probar el experimento. Comenzó a visitar uno de los sitios a los que solía concurrir, la "Mesa Física" del Café Lutz, en el Hofgarten de Munich, donde muchos científicos jóvenes se reunían con frecuencia. Durante más de un mes, von Laue planteó, entre sus amigos, la misma pregunta, pidiendo opiniones y consejos. Entre los que escucharon muy atenta-

¹⁵⁵ Paul Peter Ewald había sido alumno de Sommerfeld y en 1910, su tesis doctoral versó sobre la posibilidad experimental de establecer la naturaleza ondulatoria de los rayos X.

mente se encontraba Paul Knipping, un joven científico de veinte años, que estaba terminando su trabajo sobre radiografías para su doctorado bajo la supervisión de Röntgen. El problema le atrajo, y sintió que sería emocionante participar en este proyecto. Después de algunas conversaciones adicionales, se acordó que Friedrich y Knipping, en sus tiempos libres, planearían y realizarían el experimento con algunos de los aparatos que estaban disponibles en el laboratorio.

En junio de 1912, los experimentos se iniciaron en el laboratorio de Sommerfeld. Los rayos X fueron dirigidos hacia un cristal de sulfato de cobre (CuSO_4) detrás del cual había una placa fotográfica sensibilizada. La primera exposición no dio prácticamente ningún efecto claramente nido. Sin embargo, en un segundo intento, utilizando blenda de zinc (ZnS) como red de difracción, los rayos X que pasaban a través del cristal dieron un patrón de difracción crudo pero definido: "En la placa detrás del cristal, rodeando a la huella del rayo primario o directo, aparecieron manchas rosas, cada punto de forma elíptica". Además del haz central, que atravesó en línea recta y produjo un punto ennegrecido en el centro de la película, había muchos haces más débiles que emergían en diferentes direcciones y producían otros puntos. El patrón de esas manchas (*el patrón de Laue*) era simétrico.

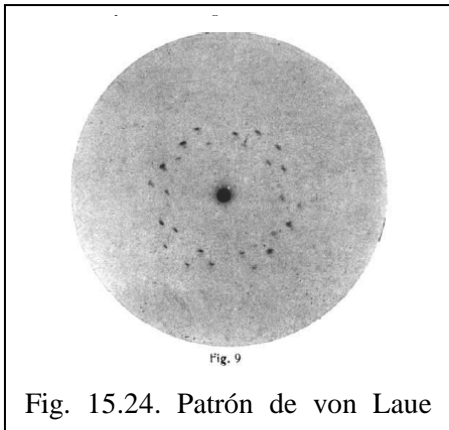


Fig. 15.24. Patrón de von Laue

Friedrich y Knipping estaban encantados con el patrón observado, pero desconcertados. ¿Qué significaban estos puntos exactamente? Se apresuraron a ir al Café Lutz, donde ron a von Laue y le contaron la novedad. von Laue se apresuró ir al laboratorio para observar la imagen en la placa tratar de descifrar el significado de esa imagen extraña. Le comunicó el resultado a Röntgen, que había intentado sin éxito encontrar efectos de interferencia producidos por los rayos X, y con él examinaron la placa con mucho cuidado, pero la interpretación de las manchas quedó sin resolver. Al respecto, Ewald escribió:

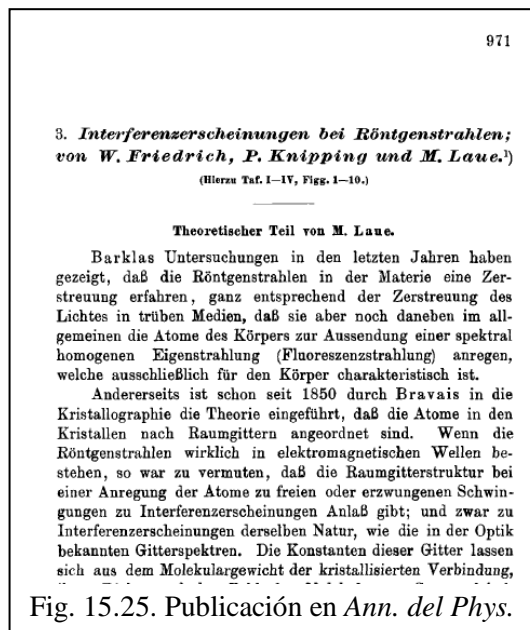
"Regresando a su casa con una profunda reflexión, von Laue percibió de repente la teoría y la explicación matemática del efecto de la difracción, tan repentinamente que en su autobiografía, mencionó la calle y la casa al pasar donde ocurrió su iluminación". la película indicó, sin lugar a dudas, que su corazonada original de que los cristales consistían en filas de átomos ubicados a una distancia entre ellos que era del orden de magnitud correcto para su uso como una red de superdifracción.

El 8 de junio de 1912, Sommerfeld anunció los resultados de este experimento clásico a la *Bayerische Akademie der Wissenschaft*¹⁵⁶ en Munich, y casi al mismo tiempo von Laue describió el experimento a sus viejos amigos en la *Physikalische Gesellschaft zu Berlin*. A los miembros de la *Deutsche Physikalische Gesellschaft* también se les habló de esta fotografía complicada. Un mes después, Sommerfeld regresó a la *Königlich Bayerischen Akademie* para brindarles a sus miembros

¹⁵⁶ Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen, von W. Friedrich, P. Knipping und M. Laue. (*Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Mathematische-Physische Klasse* 1912, 42, 303 – 322.)

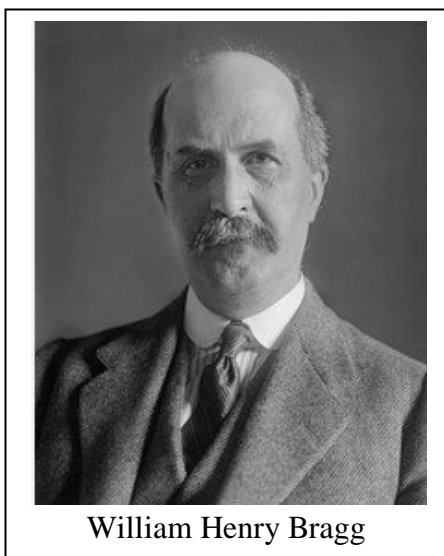
información adicional sobre el experimento. En 1913, el trabajo se publicó en *Annalen der Physik*.¹⁵⁷

La noticia de este descubrimiento se extendió rápidamente a Manchester y otros centros de investigación. La física de origen austriaco Lise Meitner, una de los arquitectos de la era nuclear aún por nacer, recordó muchos años después: "Tan pronto como Laue descubrió la interferencia de rayos X, envió la primera fotografía tomada por Friedrich y Knipping a un amigo que de inmediato lo presentó ante el coloquio de físicos del miércoles en el Instituto Kaiser Wilhelm de Berlín, donde se discutió ". En julio, la Royal Society de Londres, celebrando su 250 aniversario, anunció los resultados de este experimento a la gran reunión de científicos invitados, y a partir de entonces la noticia confirmatoria de la naturaleza de los rayos X se fue conociendo en los principales centros de investigación física.



15 – 10. Henry y Lawrence Bragg y el nacimiento de la cristalografía por rayos X.

William Henry Bragg, nació en Westward, Cumberland el 2 de julio de 1862, cursó sus estudios primarios en el Market Harborough Grammar School y luego en el King William College, en la Isla de Man. En 1881, comenzó sus estudios superiores en el Trinity College, en Cambridge, donde estudió Matemáticas siendo tercero en su clase. Continuó sus estudios en esa ciencia y en junio de 1884, fue nominado primero en su clase. Durante un semestre de 1885 estudió Física en el Laboratorio Cavendish. A fines de 1885, fue seleccionado para ocupar la cátedra de Física y Matemáticas en la Universidad de Adelaida, en el Sur de Australia. Ente 1909 y 1915 fue Cavendish Professor de Física en la Universidad de Leeds, Quain Professor de Física en el College de la Universidad de London (entre 1915 y 1925) y Fullerman Professor de Química en la Royal Institution, (1925 – 1942), donde creó unos de los laboratorios de cristalografía por rayos X más importantes del mundo.



Sus investigaciones abarcaron diversos temas, pero el más importante fue el desarrollo, junto a su hijo William Lawrence, de una nueva rama de la ciencia de gran importancia; el análisis de la estructura cristalina de las sustancias mediante los rayos X. Si bien la comprobación fundamental de la naturaleza ondulatoria de los rayos X, fue realizada por Friedrich, Knipping y von Laue mediante

¹⁵⁷ *Annalen der Physik*, vol. 346, Issue 10, pp.971 – 988 (1913).

la difracción de rayos X a través de cristales, el uso de esos rayos como un instrumento para el estudio sistemático de la estructura cristalina, se debió exclusivamente a los Bragg, por lo que ambos fueron reconocidos con el Premio Nobel de Física 1915.

Durante la Primera Guerra, Henry Bragg estuvo a cargo de las investigaciones para la detección y cuantificación de los sonidos bajo el agua, un tema de gran importancia, porque permitió la detección de submarinos. En reconocimiento a sus trabajos en ese campo, en 1917 se le otorgó el C.B.E. (Commander of the Most Excellent Order of the British Empire) y en 1920, fue incorporado a la nobleza británica como caballero, por lo que antepuso "Sir" a su nombre. En 1931, el Gobierno británico le otorgó la Order of Merit, — instituida, en 1902, por Edward VII — en reconocimiento a los servicios a las Fuerzas Armadas y a la Ciencia.

En 1889, se casó con Gwendoline Todd, hija de Sir Charles Todd, F.R.S., Postmaster General and Government Astronomer of South Australia. Con ella tuvieron tres hijos, William Lawrence, Robert y Gwendoline Mary Caroe.

Su producción científica fue enorme. La primera fue en 1906, "On the ionization of various gases by the α particles of radium"¹⁵⁸. En 1907, con John P. V. Madsen publicó "An experimental investigation of the nature of the γ rays"¹⁵⁹. Ese mismo año, con John Langsford Glasson publicó "On a want of symmetry shown by secondary x-rays"¹⁶⁰. En 1908, publicó cuatro artículos sobre la naturaleza de los rayos X y los rayos γ , en la revista *Nature*¹⁶¹. En 1910, "The secondary radiation produced by the beta rays of radium"¹⁶². Entre 1912 y 1914, publicó varios trabajos en *Nature* sobre los rayos X¹⁶³. En 1913, con su hijo publicó un trabajo en *Nature*¹⁶⁴. En 1915, publicó dos trabajos en *Nature* sobre la distribución de los electrones en los átomos y la estructura cristalina de la magnetita¹⁶⁵, En 1916, presentó un trabajo sobre las aplicaciones de la cristalografía por rayos X a la Química¹⁶⁶. Ese año también produjo un *paper* sobre aplicaciones de la Física a la industria¹⁶⁷. En 1920, sobre el uso del espectrómetro de ionización en Cristalografía¹⁶⁸. En 1921, dos trabajos sobre la estructura cristalina del hielo y de algunas sustancias orgánicas¹⁶⁹. Entre 1922 y 1929, varios trabajos sobre estructuras cristalinas de diversas sustancias. En 1931, dos trabajos sobre Michael

¹⁵⁸ *Proceedings of the Physical Society of London*, (1906), 20: 523-550.

¹⁵⁹ *Proceedings of the Physical Society of London*, (1907), 21: 261-275.

¹⁶⁰ *Proceedings of the Physical Society of London*, (1907), 21: 735-745.

¹⁶¹ *Nature*, 77: 270, 77:271, 78: 293-294, 78: 665.

¹⁶² *Physical Review* (Series I). 30: (1910), 638-640.

¹⁶³ *Nature*, "X-rays and crystals", 90, (1912): 360-361; "The reflection of X-rays by crystals", 91, (1913): 477; X-rays and crystals, 90, (1913): 572, "An X-ray absorption band", 93 (1914): 31-32.

¹⁶⁴ "The structure of the diamond", 91 (1913): 557.

¹⁶⁵ *Nature*. 95, (1915): 344; 95, (1915): 561.

¹⁶⁶ "The recent work on X-rays and crystals and its bearing on chemistry", *Journal of the Chemical Society, Transactions*. (1916), 109: 252 – 269.

¹⁶⁷ "Physical science and its applications to industry", *Journal of the Textile Institute Proceedings and Abstracts*, (1916) 7: 185 – 193.

¹⁶⁸ "Application of the ionization spectrometer to the determination of the structure of minute crystals", *Proceedings of the Physical Society of London*. (1920) 33: 222-224.

¹⁶⁹ "The crystal structure of ice", *Proceedings of the Physical Society of London*, (1921), 34: 98-103; "The structure of organic crystals, *Proceedings of the Physical Society of London*, (1921) 34: 33-50.

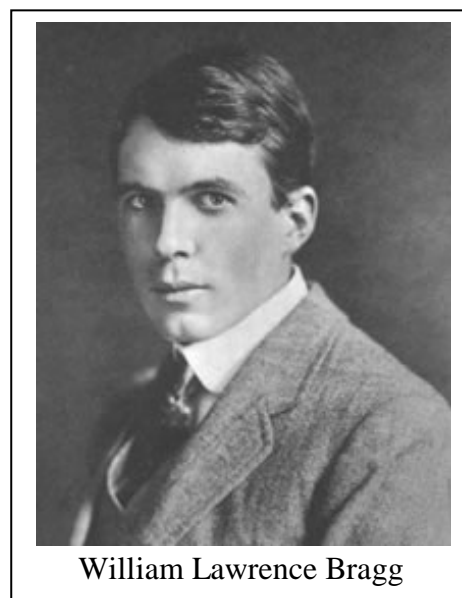
day¹⁷⁰ en *Nature*. En 1941, en *Nature*, dos trabajos sobre la interpretación de las zonas difusas en las radiografías¹⁷¹. Estos son algunos de los trabajos presentados en revistas científicas.

Además, publicó varios libros, incluyendo *Studies in Radioactivity*, (London, Macmillan and Co., 1912); *X-Rays and Crystal Structure*, con su hijo Lawrence, (G. Bell & Sons, London, 1915); *The World of Sound*, (Dover Publication, New York, 1920); *Concerning the Nature of Things*, (G. Bell & Sons, London, 1925); *Old Trades and New Knowledge*, (G. Bell & Sons, London, 1933); *An Introduction to Crystal Analysis*, (G. Bell & Sons, London, 1928); *The Universe of Light*, (The Macmillan Company, New York, 1933).

Recibió el Doctorado Honorario de unas dieciséis universidades y fue miembro de las principales sociedades científicas extranjeras. Se le otorgaron muchas medallas y premios, entre los que se pueden mencionar la Medalla Rumford en 1916 y la Medalla Copley (la distinción más importante que otorga la Royal Society) en 1930.

William Henry Bragg, luego de una asombrosa actividad científica, falleció, en London, el 10 de marzo de 1942.

William Lawrence Bragg, nació el 31 de marzo de 1890, en Adelaida, cuando su padre era Profesor en la Universidad local. En esa ciudad fue educado en el St. Peter's College para luego ingresar a la Universidad de Adelaida, donde estudió Matemáticas graduándose con honores en 1908. En 1909, acompañó a su padre en el regreso a Gran Bretaña e ingresó al Trinity College, en Cambridge, para estudiar Ciencias Naturales, egresando con honores en 1912. Ese año comenzó a analizar las consecuencias del trabajo de von Laue y el 11 de noviembre de ese año, leyó ante la *Cambridge Philosophical Society* su primer trabajo "The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal," que fue publicado por esa Sociedad el 14 de febrero de 1913¹⁷². En esa época, y conjuntamente con su padre, investigaba el efecto de la acción de los rayos X sobre diferentes cristales. Como resultado de sus investigaciones padre e hijo publicaron un resumen de las mismas bajo el título *X-rays and Crystal Structure*¹⁷³. La repercusión de ese trabajo fue tal, que ese mismo año fueron galardonados con el Premio Nobel de Física 1915, siendo William Lawrence la persona más joven en recibir esa distinción.



William Lawrence Bragg

¹⁷⁰ "Faraday's first successful experiment on diamagnetism", (1931), 127: 337; "Faraday relics", (1931), 127: 486.

¹⁷¹ " Diffuse spots in x-ray crystal photographs", (1941), 148: 112; "Diffuse spots in x-ray photographs", (1941), 148: 780.

¹⁷² *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **17**, (1913), 43 – 57.

¹⁷³ G. Bell & Sons, London, 1915.

En 1914, fue incorporado como *Fellow* y *Lecturer* en Ciencias Naturales en el Trinity College. Ese mismo año, fue galardonado con la Medalla Barnard.

Al igual que su padre, durante la Primera Guerra trabajó como Asesor técnico en la detección y cuantificación de los sonidos bajo el agua, en la Sección Mapas del Cuartel General británico, por cuyos servicios, en 1917, recibió la O.B. E. (*Order of the British Empire*) y la *Military Cross* en 1918.

Luego de la guerra, la Universidad de Manchester lo convocó para la cátedra Langworthy de Física, que dirigió desde 1919 hasta 1937. luego de lo cual, asumió como Director del *National Physical Laboratory* y al año siguiente dirigió la Cátedra Cavendish de Física experimental en la Universidad de Cambridge. Entre 1958 y 1960, fue Director del Frequency Advisory Committee.

En 1921, W. Lawrence Bragg, fue elegido *Fellow* de la Royal Society, entidad que le otorgó la Medalla Hughes, en 1931, y en 1946, la Royal Medal. La Mineral Society of America, le otorgó la Medalla Roebling.

Fue incorporado a la nobleza británica como caballero en 1941.

Fue nombrado *Doctor Honoris causa* de las Universidades de Dublin, Leeds, Manchester, Lisboa, Paris, Brussels, Liege, Cologne y Saint Andrews. Además fue Asociado Honorario y miembro extranjero de Academias científicas de Estados Unidos, Francia, Suecia, China, Holanda y Bélgica y Membre d'Honneur de la *Société Française du Minéralogies et Cristallographie*.

Después de la obtención del Premio Nobel, siguió publicando trabajos y varios libros, *The Crystalline State* (MacMillan, New York, 1934, conjuntamente con su padre), *Electricity* (MacMillan, New York, 1936), *Atomic Structure of Minerals* (Cornell University Press, Ithaca, New York, 1937).

En 1921, se casó con Alice Grace Jenny Hopkinson, con quien tuvieron dos hijos y dos hijas.

William Lawrence Bragg, falleció el 1º de julio de 1971.

Los Bragg, partieron de la base de que un cristal está formado por una distribución regular de partículas (átomos o iones) cada una de las cuales podría dispersar cualquier onda electromagnética que sobre ella incida. Un haz monocromático de tales ondas que incida en el cristal, será dispersado en el interior en todas las direcciones pero, debido a la distribución regular de las partículas del cristal, en ciertas direcciones se producirán interferencias constructivas mientras que en otras se producirá interferencia negativa. Los Bragg consideraron que la distribución de las partículas en el cristal definen ciertos planos paralelos que guardan entre sí una separación característica, actualmente llamados *planos de Bragg*. Para que haya interferencia constructiva, un haz de rayos X de longitud de onda λ debe cumplir ciertas condiciones: incidir sobre una partícula de un plano de Bragg con un cierto ángulo θ y al ser dispersado en todas direcciones aquellas componentes que se dirigen en forma paralela hacia una partícula de un plano vecino, separado del anterior por una distancia d , deben cumplir una diferencia de recorrido exactamente igual a λ , 2λ , 3λ , etc. Esto es, la diferencia de recorrido debe ser $n\lambda$. Siendo los rayos X, un caso particular de radiación electromagnética, los ra-

yos reflejados en la primera partícula, tendrán un ángulo θ de reflexión igual al de incidencia (de allí que a ese cambio en la dirección se lo suele llamar *reflexión de Bragg*). La segunda condición que debe cumplirse para que haya interferencia constructiva es que

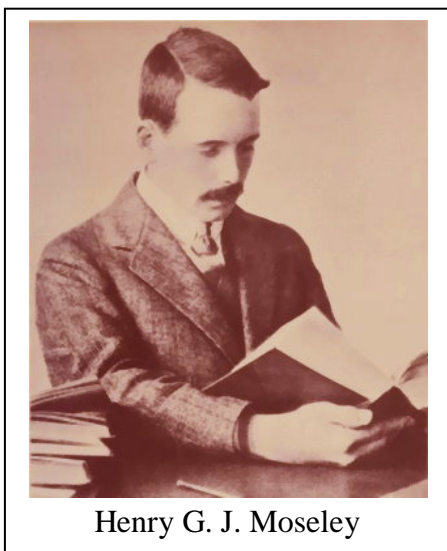
$$2d \operatorname{sen} \theta = n\lambda \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

expresión que se conoce como *Ley de Bragg*.

Mediante la construcción de un espectrógrafo de rayos X adecuado y dado que la Mineralogía suministra la estructura cristalina de una enorme cantidad de sustancias, los Bragg, comenzando con cristales del sistema cúbico (que es el caso más sencillo) pudieron establecer las distancias que median entre sus partículas constituyentes.

15 – 11. Moseley y la importancia del número atómico.

Henry Gwyn Jeffreys Moseley nació el 23 de noviembre de 1887, en Weymouth en el Sur de



Dorset (Inglaterra). Fue el tercer hijo de Henry Nottidge Moseley, — un naturalista, *Fellow* de la Royal Society — y de Anabel Gwyn Jeffreys, — hija de John Gwyn Jeffreys, Profesor de Anatomía en Oxford. En 1891, a menos de dos semanas de su 4º cumpleaños, su padre falleció de una larga enfermedad pulmonar, por lo que la educación y la formación de Henry quedaron a cargo de la madre. La familia se trasladó a Oxford donde el niño cursó sus estudios primarios, notándose su particular interés por las Matemáticas. En la escuela, se puso de manifiesto sus conocimientos, rudimentarios, de Álgebra, probablemente a haber visto o escuchado a sus dos hermanas mayores resolver ejercicios sobre ese tema. Su interés por las Matemáticas fue creciendo continuamente, lo que, años más tarde, le serían de gran utilidad en sus investigaciones científicas. Era

tan brillante y tan estudioso que, a los trece años, fue uno de los 70 jóvenes que ingresaron a Eton y le fue asignada una "King's Scholarship", una beca que le cubría casi todos los gastos de matrícula, alojamiento, comida y deportes.

Fundada en 1440 por el rey Henry VI, fue uno de los establecimientos educativos más acreditados, no sólo de Gran Bretaña, sino de toda Europa.

Además de cursar las materias generales, gramática, latín, griego y otras, Moseley se interesó por las Matemáticas, la Física y la Química, aprovechando la facilidad que tenía cada estudiante para disponer de un tutor para tareas extra-clase.

Al cabo de cinco años en Eton y, a pesar de no haberse destacado en las asignaturas clásicas, Moseley se graduó con una beca Milliard en Ciencias Naturales. Sus conocimientos matemáticos

eran muy buenos y en los dos últimos años, había comenzado a estudiar Física tanto en el aula como en extra-clase.

El 12 de octubre de 1906, A los 19 años, Moseley ingresó al Trinity College en Oxford. Allí, además de los cursos de Matemáticas hizo los cursos regulares de Física y como actividades libres, en los laboratorios del Trinity College, repetía algunos experimentos clásicos, como los trabajos de Wilson en la cámara de niebla.

En Oxford, los exámenes finales de Ciencias Naturales, comprendían Física, Química, Fisiología animal, Zoología, Botánica, Geología, Astronomía e Ingeniería. A pesar de ser un estudiante excepcional en Física, en el examen de esa asignatura sólo obtuvo una "calificación de segunda clase".

En 1910, al graduarse como Bachelor en Ciencias, Moseley ya tenía decidido dedicarse a la investigación en Física. A partir de los trabajos de Röntgen y de Becquerel, a fines del siglo XIX, se estaban produciendo grandes avances en la investigación de la radiación y de la naturaleza del átomo. Si bien podía quedarse en Oxford, inicialmente pensó iniciar su aprendizaje en el Laboratorio Cavendish de Cambridge, bajo la tutela de J. J. Thomson, que había recibido el Premio Nobel de Física "por sus investigaciones teóricas y experimentales en la conducción de la electricidad generada por los gases" y, en particular por la determinación de la carga específica del electrón. Pero enterado que Ernest Rutherford estaba buscando talentos jóvenes para formar un grupo de investigación en la Universidad de Manchester, le escribió una carta ofreciéndose para integrar su equipo y poco tiempo después recibió la respuesta de Rutherford, aceptándolo. En octubre de 1910 viajó a Manchester y el mismo Rutherford le consiguió alojamiento en las vecindades del Laboratorio.

En el equipo de Rutherford se encontraban, Hans Geiger quien, en 1906, había venido de Erlangen, Alemania, para trabajar con Franz Arthur Friedrich Schuster el anterior Director del Laboratorio y los estudiantes Harold Robinson, John Mitchell Nuttal, Ernest Marsden y James Chadwick. Geiger y Marsden se ocuparon de poner al día a Moseley con todo lo conocido respecto a la desintegración del radio. en 1908 Geiger, trabajando con Rutherford, tratando de establecer las propiedades de las partículas alfa, inventó un detector para esas partículas, cuyo uso se popularizó con el nombre de "contador Geiger". Marsden había armado su propio electroscopio y le enseñó a Moseley como operarlo. Al poco tiempo, Rutherford consideró que Moseley ya estaba lo suficientemente capacitado como para iniciar una investigación y le asignó como tema, estudiar las propiedades de las emanaciones gaseosas del actinio, elemento descubierto en 1899 por el químico francés André-Lois Debierne. Moseley tenía que hacer el trabajo con un graduado en Heidelberg, seis meses mayor que él: Kasimir Fajans. Moseley y Fajans formaron un equipo perfecto con Geiger quien no sólo los orientaba sino que oficiaba de traductor de Fajans, que era de origen polaco y cuyo inglés era muy rudimentario. Fajans, quien se había casado el año anterior, hacía las mediciones durante el día y Moseley las continuaba a la noche. Ellos encontraron que, durante la desintegración del actinio, el primer producto formado — un producto radiactivo llamado "actinium emanation", produce, a su vez, una sustancia radiactiva que llamaron "actinium A", la que emite partículas alfa con una vida media de $1/500$ segundos. El "actinium A", resultó ser la sustancia radiactiva de menor vida media registrada a esa época. Moseley desarrolló un ingenioso dispositivo provisto de un disco giratorio de gran velocidad de giro en el que incidía la materia radiactiva y midiendo la actividad mediante dos electroscopios colocados a una distancia conocida entre sí. El método se basaba sobre el

hecho que, al expulsar una partícula alfa, el átomo radiactivo restante debe moverse en la dirección opuesta. El producto resultante de la emisión alfa, fue llamado "actinium D". Moseley y Fajans publicaron sus investigaciones, en 1911, en el *Philosophical Magazine* con el título "Radioactive Products of Short Life"¹⁷⁴. Este fue el primer trabajo publicado por Moseley.

Satisfecho con el trabajo de Moseley, Rutherford le asignó otro proyecto. Esta vez tendría que trabajar sólo en otro problema de radiactividad: el número de partículas beta emitido por desintegración natural, sucesiva del radio: ^{214}Pb , ^{214}Bi y ^{210}Bi . Moseley completó esa investigación en la que encontró que cada átomo de esos productos de degradación emite una sola partícula beta. Al año siguiente Rutherford lo presentó ante la Royal Society. Luego de la lectura, Sir William Crookes, a la sazón Presidente de la Royal Society, felicitó a Moseley por el trabajo, el que fue publicado en 1912, en los *Proceedings of the Royal Society* con el título "The Number of Beta Particles Emitted in the Transformation of Radium."¹⁷⁵

Luego Rutherford le asignó otro proyecto, para hacer en colaboración con un nuevo integrante del equipo, Walter Makover. El tema elegido fue el tipo de radiación γ liberado por el radio B. Luego de varios meses de trabajo intenso, Rutherford presentó el trabajo ante la Royal Society el que fue publicado en el *Philosophical Magazine* con el título "On Gamma Radiation from Radium B"¹⁷⁶.

Dado que el radio emite partículas β , a medida que esa emisión ocurre, el material de partida debería quedar cada vez con mayor carga positiva. La investigación que le asignó Rutherford al año siguiente, fue establecer si existe algún límite de carga eléctrica para un cuerpo que contiene radio colocado en un vacío muy alto. Moseley ideó un experimento bastante simple. En un tubo plateado hizo entrar radón. Las paredes de tubo eran de un espesor adecuado para permitir el paso de los electrones y conectó el tubo a un par de electrodos y a un dispositivo que le permitía ir registrando la diferencia de potencial a medida que los electrones salían del tubo. Encontró que el radón seguía acumulando carga positiva hasta que la diferencia de potencial fue de 150.000 volts. Esa investigación proporcionó por vez primera una prueba directa de la enorme cantidad de energía asociada a la expulsión de un electrón desde un átomo, a la vez que amplió el conocimiento sobre la capacidad aislante del vacío. En 1913, su trabajo se publicó en los *Proceedings of the Royal Society*, con el título "The Attainment of High Potentials by the Use of Radium"¹⁷⁷.

En 1914, Moseley y Harold Robinson, publicaron un trabajo en el que calcularon el número de iones producidos por las partículas β y los rayos γ a partir de una masa dada de radio¹⁷⁸. Encontraron que las partículas α emitidas por el radio C provocan la formación de $8,46 \times 10^{15}$ pares de iones por segundo, mientras que las partículas β generan 0,96 pares de iones por segundo.

¹⁷⁴ "Radioactive Products of Short Life", *Phil. Mag.*, 22 (1911), 629 – 638.

¹⁷⁵ *Proceeding of the Royal Society*, Vol. 87 (1912), pp. 230 – 254.

¹⁷⁶ *Phil. Mag.*, Vol. XXIII, (1912); pp. 302 – 309.

¹⁷⁷ *Proceedings of the Royal Society*, Vol. 88, (1913), pp. 471 – 476.

¹⁷⁸ "The number of Ions produced by the β and γ Radiation from Radium". *Phil. Mag.* Vol. XXVIII, Sixth Series, (1914), 327 – 337.

En junio de 1912, la publicación del trabajo de Friedrich, Knipping y von Laue¹⁷⁹ conmocionó a la comunidad física, al establecer experimentalmente la naturaleza ondulatoria de los rayos X. Entre los que continuaron los estudios sobre las propiedades de los rayos X, se encontraban los Bragg, padre e hijo. También Moseley se interesó en el tema y mantuvo correspondencia con los Bragg, quienes, sin egoísmo, le informaban sobre los adelantos en sus investigaciones.

Poco después que Moseley se incorporó al equipo de Rutherford, también lo hizo un amigo de su infancia, Charles Galton Darwin. Darwin era un matemático egresado de la universidad de Cambridge. Si bien le interesaban los aspectos de la Física teórica, tenía muy poca experiencia en Física experimental. Pero Moseley lo convenció en realizar un investigación experimental sobre las propiedades de los rayos X y Darwin aceptó. El escollo lo introdujo Rutherford al rechazar la investigación que Moseley propuso, porque consideraba que debían profundizar los estudios sobre radiactividad y no distraer su atención con estudios sobre otros temas. Geiger lo convenció y, finalmente, Rutherford autorizó los estudios.

Moseley y Darwin se propusieron tratar de determinar la dependencia de la intensidad de los rayos X reflejados con el ángulo de incidencia del haz primario en el cristal. Como fuente de rayos X, utilizaron un tubo de Crookes modificado, con un objetivo de platino. El haz de radiación se hizo pasar por dos hendiduras de plomo paralelas de 3 cm de largo, 0,5 mm de ancho y 20 cm de separación. Los rayos X se hicieron impactar sobre un cristal y la radiación reflejada se examinó mediante un detector, similar al utilizado por los Bragg. Como reflectores, utilizaron tres cristales diferentes en diferentes momentos: NaCl, selenita ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) y ferrocianuro de potasio [$\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$], este último era un excelente cristal con una cara perfecta de 6 cm cuadrados. En vez de la luz visible ordinaria, la fuente de luz eran los rayos X. El dispositivo estaba conectado a un detector.

De los experimentos, concluyeron que (1) los rayos X reflejados de los cristales tienen las propiedades generales de los rayos X ordinarios; (2) la radiación de un tubo de rayos X con un anticátodo de platino es de dos tipos: (A) una radiación heterogénea de longitud de onda indefinida, análoga a la luz blanca y (B) un espectro lineal de cinco tipos de radiaciones monocromáticas superpuestas de frecuencia definida, probablemente características del platino; (3) la radiación heterogénea (A) se refleja en todos y cada uno de los ángulos de incidencia; y (4) cada una de las radiaciones (B) se refleja solo en ángulos especiales. Estos ángulos se midieron con los tres cristales ya mencionados, y los resultados estuvieron de acuerdo con la teoría simple deducida del principio de interferencia de la radiación de luz ordinaria.

¹⁷⁹ "Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen", von W. Friedrich, P. Knipping und M. Laue. (*Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Mathematische-Physische Klasse* 1912, 42, 303 – 322.)

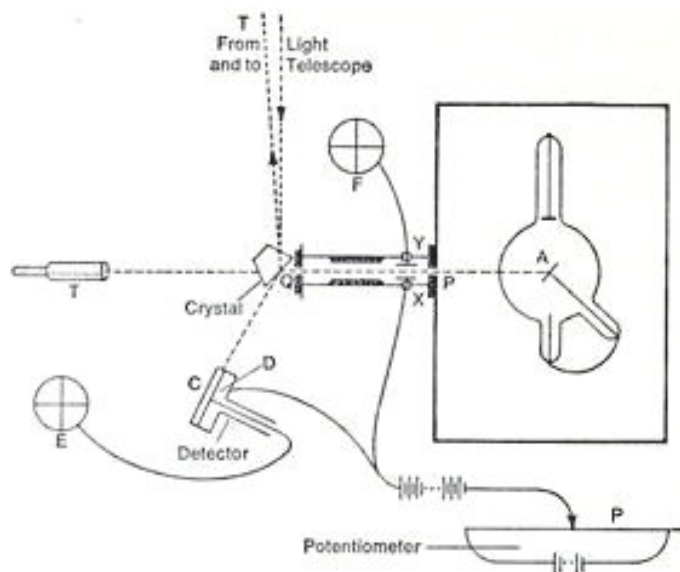


Fig. 15.27. Aparato de Moseley y Darwin. E y F:electrómetros; T: telescopio; P y Q: rendijas de plomo; A: anticátodo; X e Y: placas paralelas para detectar variaciones en los Rayos X primarios; C y D: placas; P: potenciómetro para cambiar el voltaje. *Phil. Mag.* Vol. XXVI, 6th. Series, (1913), p. 212.

El estudio les llevó, aproximadamente, seis meses, fue presentado por Rutherford ante la Royal Society y publicado en 1913 en el *Philosophical Magazine*¹⁸⁰, a un año de la publicación de von Laue y sus colaboradores.

Lo importante de este descubrimiento es que los tres grupos de rayos que emanaban del cátodo de platino, eran independientes de la naturaleza del cristal empleado sino que eran característicos del metal empleado como anticátodo.

El trabajo de Niels Bohr afirmando que el momento angular de los electrones respecto a sus centros de rotación es un múltiplo entero de $h/2\pi$ y que, mediante un desarrollo teórico llegó a encontrar una expresión casi idéntica a la ecuación de Balmer, no le gustó mucho a Rutherford. Este había supervisado las investigaciones de Bohr para la presentación de la tesis doctoral. Por ello, le envió una carta a Bohr en la que decía: "Sus ideas acerca del modo en que se origina el espectro [del hidrógeno] son muy ingeniosas y parecen funcionar muy bien, pero la mezcla de las ideas de Planck y la vieja Mecánica, hacen muy difícil la formación de una idea física sobre cuál es la base de todo eso ... Una grave dificultad ... ¿Cómo decide un electrón en qué frecuencia va a vibrar cuando pasa de un estado estacionario a otro?" Una buena pregunta, sin duda.

Para defender su modelo, Bohr viajó a Manchester para discutir con Rutherford sobre ese tema. No se pusieron de acuerdo, pero igualmente Rutherford presentó ante la Royal Society el trabajo de

¹⁸⁰ "The Reflexion of the X-rays", *Phil. Mag.* Vol. XXVI, 6th. Series, (1913), p. 210 – 232.

Bohr, con algunas pequeñas modificaciones gramaticales, el que fue publicado en el *Philosophical Magazine* en julio de 1913.¹⁸¹

Estando en Manchester, Bohr y Moseley, conversaron animadamente sobre los espectros del hidrógeno y de otros elementos, amén de discutir sobre la segunda parte de la Tesis de Bohr. Moseley sostenía que él consideraba que el número entero de la ecuación de Bohr, que controla el espectro de los rayos X, es el mismo que el número de unidades eléctricas presentes en el núcleo. Moseley razonaba que cuando los electrones de un tubo de rayos catódicos impactan sobre los átomos del metal que constituye el anticátodo, les transfieren su energía, lo que provoca un salto de los electrones del anticátodo a un nivel de mayor energía. Cuando esos electrones caen a un nivel energético más bajo, el exceso de energía es irradiado como rayos X y cada línea del espectro de esos rayos X, representa un nivel de energía. Le comentó que un estudio de las longitudes de onda de esos rayos X, cuyas longitudes de onda se pueden determinar experimentalmente, podía suministrar más información sobre el número de cargas positivas en el núcleo y, quizás, la manera de establecer una vinculación entre el espectro de rayos X de un elemento y la carga positiva del núcleo, podría lograrse analizando uno por uno los espectros de todos los elementos.

A partir de este razonamiento, comenzó el trabajo experimental aplicando las teorías de Bohr a los espectros de rayos X de tantos elementos como pudo conseguir. Descartó el método eléctrico para detectar los efectos de los rayos X y diseñó un aparato tomando como modelo uno que, tres años antes, había construido George William Clarkson Kaye en uno de los laboratorios de Oxford para estudiar el poder de penetración de los rayos X en distintas sustancias.

En el dispositivo de Moseley, un haz estrecho de rayos X reflejados por el anticátodo, incidía sobre un plano de clivaje de un cristal de ferrocianuro de potasio [$K_4Fe(CN)_6 \cdot 2H_2O$]. La superficie del cristal era paralela al eje geométrico del espectrómetro. El cristal servía como red de difracción, para evaluar las longitudes de onda de los rayos X reflejados, haciendo que los rayos resultantes impactaran sobre una película fotográfica sensible ubicada a cierta distancia del cristal. Al revelar la película aparecían las líneas en los lugares donde el haz había impactado. La posición de cada línea, fue vinculada por Moseley con la longitud de onda de los rayos X característicos del elemento que formaba el anticátodo.

Inicialmente, Moseley investigó los rayos X de doce elementos: aluminio, calcio, escandio, titanio, vanadio, cromo, manganeso, hierro, cobalto, níquel, cobre y cinc. Las masas atómicas relativas de esos elementos, excluido el aluminio, variaba entre 40,08 para el calcio y 65,37 para el cinc. Moseley los eligió, en parte, porque formaban una serie continua de metales. En la Tabla de Mendelejeff, había doce elementos antes que el aluminio: hidrógeno helio, litio, berilio, boro, carbono nitrógeno, oxígeno, flúor, neón, sodio y magnesio, que no podían ser adaptados a su método de investigación. Los siguientes al aluminio eran seis: silicio, fósforo, azufre, cloro, argón y potasio, que él dejó para un estudio posterior.

¹⁸¹ La segunda parte la tesis de Bohr, titulada "Systems Containing Only a Single Electron", fue publicada en Septiembre de 1913 y la tercera y última parte, titulada "Systems Containing Several Nuclei", fue publicada dos meses después.

Moseley incluyó al níquel entre los elementos estudiados, porque presentaba una característica adicional: la masa atómica del níquel, 58,68 era menor que la del cobalto (58,93), pero, sin embargo, seguía al cobalto en la Clasificación Periódica. En esa época no había una razón satisfactoria que explicase esa anomalía. Otra de las razones para la elección de ese grupo de elementos era que sus radiaciones eran fáciles de excitar, con amplios ángulos de reflexión que facilitaban la medición de sus ángulos de reflexión con precisión.

A pesar de todos los inconvenientes que surgieron en la investigación, Moseley pudo completar el estudio¹⁸². Sus resultados fueron que los rayos de los distintos metales, consistían en dos líneas características. A la línea más intensa la llamó α y la más suave, la llamó β . Supuso que las líneas K_α eran producidas por la caída de electrones del nivel de energía L al nivel K (en el esquema de Bohr). Las líneas K_β eran producidas por la caída de electrones del nivel de energía M al nivel K. Para un elemento dado, el menor número de líneas K_β que K_α , observado, se debía a que la vacancia en la capa K tendía más a ser ocupada por un electrón en la vecina capa L que por un electrón en la capa M. Además de las líneas α y β , en algunas placas solían aparecer otras líneas las que Moseley consideró que correspondían a impurezas, por lo que sugirió que su método podía ser aplicado como una poderosa herramienta del análisis químico y a la detección de elementos aún no descubiertos.

Antes de pedirle a Rutherford que presente su trabajo, el 16 de noviembre le escribió a Bohr, sobre las líneas principales α y β , y que la α era unas cinco veces más intensa que la β ; que la frecuencia de las líneas β eran un 10% mayores que las de las α y que la relación entre ellas para cada elemento era muy parecida aunque no constante.

Moseley encontró que

$$\nu_\alpha = \nu_0 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \times K$$

donde $K = (N - 1)$ siendo N el número atómico, ν_α la frecuencia de la radiación y ν_0 es la frecuencia fundamental de Rydberg de las líneas espectrales ordinarias.

En su carta, Moseley le pidió a Bohr que lo ayude en la explicación de algunas de las fórmulas y sus vinculaciones con el modelo del momento angular constante del electrón. Cinco días después, Moseley recibió la respuesta de Bohr en la que le decía que con esos datos no podía ofrecerle una sugerencia valiosa pero que la extensión de la investigación a elementos anteriores al aluminio podrían arrojar más luz sobre la cuestión y que le pareció muy interesante la analogía de los resultados con la serie de Balmer.

¹⁸² Otra dificultad que Moseley encontró en su estudio fue la falta de sustancias simples de un grado aceptable de pureza tal que los espectros de las impurezas no obstaculizasen la determinación de los resultados. Vanadio y titanio eran muy difíciles de conseguir hasta que la empresa International Vanadium Company le suministró ferrovandio de gran pureza, conteniendo 35% de vanadio y ferrotitanio conteniendo 23% de titanio.

Moseley, corroboró todos sus resultados, confeccionó con ellos una tabla y representó gráficamente las raíces cuadradas de los números de onda correspondientes a K_{α} y K_{β} en función del número de orden de los elementos en la Clasificación Periódica.

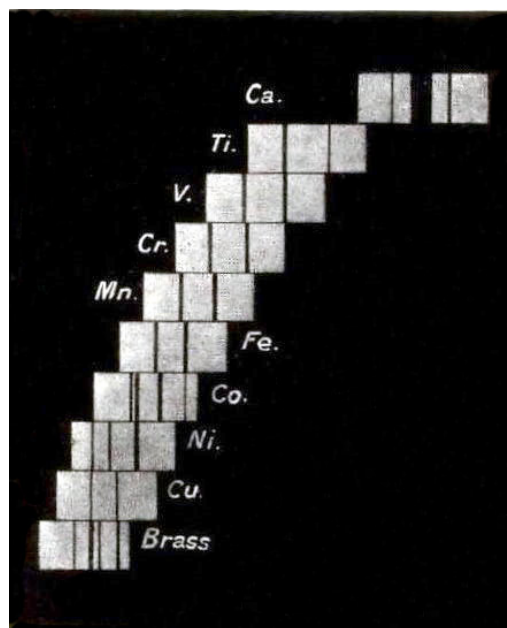


Fig. 15.28. A medida que aumenta la carga del núcleo, el patrón de las líneas se desplaza hacia las longitudes de onda más cortas.

Este desplazamiento puede expresarse matemáticamente mediante la relación

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b) \quad (15 - 7)$$

En esta expresión, ν es la frecuencia de una línea determinada, a y b constantes características y Z es el número de orden del elemento en la Clasificación Periódica conocido como Número Atómico.

El trabajo de Moseley, presentó a la ciencia una nueva regularidad de los elementos, más precisa y duradera: la tabla de los números atómicos de Moseley. Esta regularidad no estaba basada en las masas atómicas relativas, sino en los números atómicos. El descubrimiento de esta periodicidad, ha demostrado ser de un valor inestimable para el rápido progreso de la Química. La ley fundamental que resume las regularidades más valiosas observadas en el comportamiento de la materia ahora podían establecerse así: *Las propiedades químicas de los elementos, son funciones periódicas de sus números atómicos.* Moseley se aventuró aún más. Sin haber completado la búsqueda de esa regularidad en el resto de los elementos, enunció:

Tenemos aquí una prueba que en el átomo hay una cantidad que se incrementa de manera regular al pasar de un elemento al siguiente [de la Clasificación Periódica]. Esa cantidad sólo puede ser la carga positiva del núcleo central, de cuya existencia ahora tenemos una prueba definida."

"Rutherford ha mostrado, a partir de la dispersión de partículas alfa, que el núcleo lleva una carga positiva aproximadamente igual a $A/2$ siendo A el peso atómico. Barkla,¹⁸³ a partir de la dispersión de los rayos X por la materia, ha mostrado que el número de electrones es, aproximadamente, $A/2$ que, por la neutralidad eléctrica del átomo, corrobora ese resultado. Ahora, los pesos atómicos se incrementan en promedio en dos unidades por vez y esto sugiere fuertemente la opinión que N [el número atómico] se incrementa de átomo a átomo siempre mediante una unidad electrónica. Por lo tanto, los experimentos nos llevan a la conclusión que N es el mismo que el número del lugar ocupado por el elemento en el sistema periódico. Entonces, el número para el hidrógeno es 1, para el helio es 2, para el litio es 3, ..., para el calcio es 20, ... , para el cinc es 30, etc.

El descubrimiento de Moseley ocurrió cuando tanto los Bragg como Barkla investigaban el mismo tema en forma independiente. William Henry Bragg disponía de una serie de tubos construidos con diferentes anticátodos hechos de los metales osmio, iridio, platino, rodio, cobre y níquel. Él vislumbró que podía haber una progresión regular de longitudes de onda entre estos elementos, pero no expresó la idea de una generalización a todos los elementos conocidos.

Moseley tuvo cuidado de compartir su triunfo con otros y enfatizó que la idea de que la progresión de los rayos X característicos con los números atómicos fue debida a Antonius van den Broek,¹⁸⁴ quien asignó una carga nuclear diferente a cada sustancia estable, pero no tuvo en cuenta los elementos radiactivos que proliferaban y confundían a los científicos. Kasimir Fajans, que había trabajado con Moseley en 1910, y Frederick Soddy, que también había investigado con Rutherford, habían hablado sobre este concepto casi al mismo tiempo que Van den Broek. Este último, sin embargo, lo había publicado en un artículo apenas trece días antes de la publicación de Soddy, por lo que se le suele dar crédito a van den Broeck por introducir este concepto.

En sus artículos sobre la constitución de átomos, Bohr había utilizado el concepto del número atómico N para delinear el origen y la composición de los espectros de los elementos Moseley comentó esto diciendo que "la similitud entre los espectros de rayos X de los diferentes elementos muestra que estas radiaciones se originan dentro del átomo y no tienen una conexión directa con los complicados espectros de la luz y las propiedades químicas que se rigen por la estructura. de la superficie".

Los importantes descubrimientos de Moseley fueron incluidos en su trabajo "The High-Frequency Spectra of the Elements, Part 1,"¹⁸⁵ comunicado por Rutherford a la Royal Society y pu-

¹⁸³ Charles Glover Barkla, (1877 – 1944) fue un físico que también investigó los rayos X característicos de cada elemento, por lo que fue galardonado con el Premio Nobel 1917.

¹⁸⁴ Antonius van den Broeck, (1870 – 1926), fue un abogado y físico aficionado que publicó, en *Nature* del 20 de julio de 1911, la idea de la existencia de una cierta correlación entre la carga positiva de los átomos de los elementos y sus ubicaciones en la Tabla Periódica.

¹⁸⁵ *Phil. Mag.*, Vol. XXVI, Sixth Series, (1913): pp. 1024 – 1034.

blicado en el *Philosophical Magazine* de diciembre de 1913. En el número anterior se publicó la tercera y última parte del trabajo de Bohr "The Constitution of Atoms and Molecules". De modo que en seis meses varios descubrimientos fundamentales iluminaron el campo de la Física.

A fines de 1913, Moseley abandonó su trabajo en Manchester y viajó a Oxford para estar cerca de su madre. En Oxford, su antiguo maestro, el Profesor John Scaly Townsend le consiguió una habitación privada en los Electrical Laboratories de la Universidad, donde podría trabajar en forma independiente, además de una pequeña beca para investigación complementada con sus propios recursos. Si bien alejado de Manchester, Moseley siguió manteniendo una excelente relación con Rutherford y su equipo.

El 1º de enero de 1914, se publicó en *Nature* una carta del Profesor Frederick Alexander Lindemann¹⁸⁶, que había sido docente en la *Sorbonne*, criticando algunas de las conclusiones que había expresado Moseley en su artículo "The High-Frequency Spectra of the Elements". En ella afirmó que Moseley "había logrado calcular las longitudes de onda de la *mitad* de las líneas que observó, suponiendo válido el modelo de Bohr y ubicando la carga positiva en el núcleo para que correspondiera al lugar del elemento en la Tabla Periódica; concluyó que el acuerdo entre las longitudes de onda calculadas y observadas apoya firmemente los puntos de vista de Rutherford y de Bohr". Además agregó: "Parece que la investigación de Moseley sólo apoya los puntos de vista de Rutherford y de van den Broeck ... la relación entre las longitudes de onda y la carga positiva se puede obtener de muchas maneras diferentes ... El acuerdo de la constante de Bohr con los datos experimentales, no es convincente para mi mente, en vista a la gran cantidad de suposiciones arbitrarias en su derivación ... Las cifras de Moseley no necesitan ser tomadas para confirmar las opiniones de Bohr sobre la constitución del átomo"

"El único supuesto esencial común a todos ellos es que N debe corresponder, aproximadamente, al lugar del elemento en la Tabla Periódica como lo sugieren Rutherford y van den Broeck, y, por lo tanto, parece que solo puede decirse que esta hipótesis es apoyada por los experimentos de Moseley".

Moseley le respondió a Lindemann en una carta publicada en *Nature* el 15 de enero de 1914¹⁸⁷. No pretendía enredarse con esta persona y expuso su caso de manera muy simple: "Mi trabajo", escribió, "se realizó con el propósito expreso de probar la hipótesis de Broeck, que Bohr ha incorporado como parte fundamental de su teoría de la estructura atómica, y el resultado de la prueba confirma esta hipótesis. Sin embargo, *en mi opinión, se pueden extraer conclusiones definitivas adicionales del resultado, y estas conclusiones apoyan firmemente otras características de la teoría de Bohr. . . .* Además, no puedo aceptar la alternativa que el Dr. Lindemann ofrece a mi fórmula que representa los valores de las principales frecuencias observadas".

¹⁸⁶ F. A. Lindemann, "Atomic Models and X-rays Spectra", *Nature*, **92**, 500 – 501, (1914).

¹⁸⁷ H. G. J. Moseley, "Atomic Models and X-rays Spectra", *Nature*, **92**, 554, (1914).

Niels Bohr, le respondió a Lindemann de forma independiente, en el mismo número en que apareció la nota de Moseley¹⁸⁸. Bohr fue directo al tema de las suposiciones: "Este procedimiento [de Lindemann] no me parece justificado, ... Considerando solo las dimensiones, no podemos calcular los factores numéricos que determinan los valores exactos de las frecuencias del espectro de un elemento; para hacer esto, debemos introducir suposiciones más detalladas".

Lindemann leyó ambas respuestas y el 25 de enero respondió desde París. Esta carta se publicó en *Nature* el 5 de febrero¹⁸⁹. "Me gustaría aclarar el significado de mi primera carta", escribió, y luego, después de repetir sus críticas, terminó insistiendo en que "Las razones de Moseley no me parecen absolutamente convincentes."

Lindemann, a pesar de haber estudiado con Walther Nernst, no admitía la posibilidad de la cuantificación de la energía de los electrones, por lo que toda discusión con él era inconducente. Por eso, Moseley optó por ampliar su trabajo en vez de polemizar con Lindemann. Estando en Oxford, comenzó a estudiar el espectro K de otros elementos hasta que encontró un límite con el espectro de la plata, $N = 47$, debido a que no disponía de suficiente voltaje para su aparato. En su laboratorio, Moseley recibió la visita de Bohr quien le adelantó sus investigaciones sobre las radiaciones L. Moseley se propuso, entonces, continuar con la investigación de los espectros L para elementos de mayor número atómico. Para ello introdujo como modificación en su dispositivo, una rendija más estrecha, de 0,2 mm de ancho.

En su trabajo, Moseley encontró muchas dificultades, pero la mayor de todas, fue el estudio de los rayos X de los lantánidos (las *tierras raras*), tanto por la dificultad para obtener muestras de esos 15 metales, comprendidos entre el bario y el hafnio, que aun obteniéndolas como mezclas, era sumamente difícil su separación debido a que tenían propiedades químicas y físicas similares.

A pesar de las dificultades, trabajando en forma extenuante, Moseley pudo completar el estudio de todos los elementos conocidos a esa época y envió su trabajo al *Philosophical Magazine* como "Parte II del trabajo "The High-Frequency Spectra of the Elements,". En él incluyó un agradecimiento al Profesor Townsend por haberle facilitado el laboratorio y todo lo necesario para llevar a cabo los experimentos, así como un agradecimiento al Institut International de Physique Solvay por el subsidio otorgado para su trabajo. El informe contenía el estudio de la radiación X desde el aluminio ($N = 13$) hasta el oro ($N = 79$). Entre los distintos temas, en este trabajo estaba representada la raíz cuadrada de la longitud de onda.

¹⁸⁸ N. Bohr, "Atomic Models and X-rays Spectra", *Nature*, **92**, 553 – 554, (1914).

¹⁸⁹ F. A. Lindemann, "Atomic Models and X-rays Spectra", *Nature*, **92**, 631, (1914).

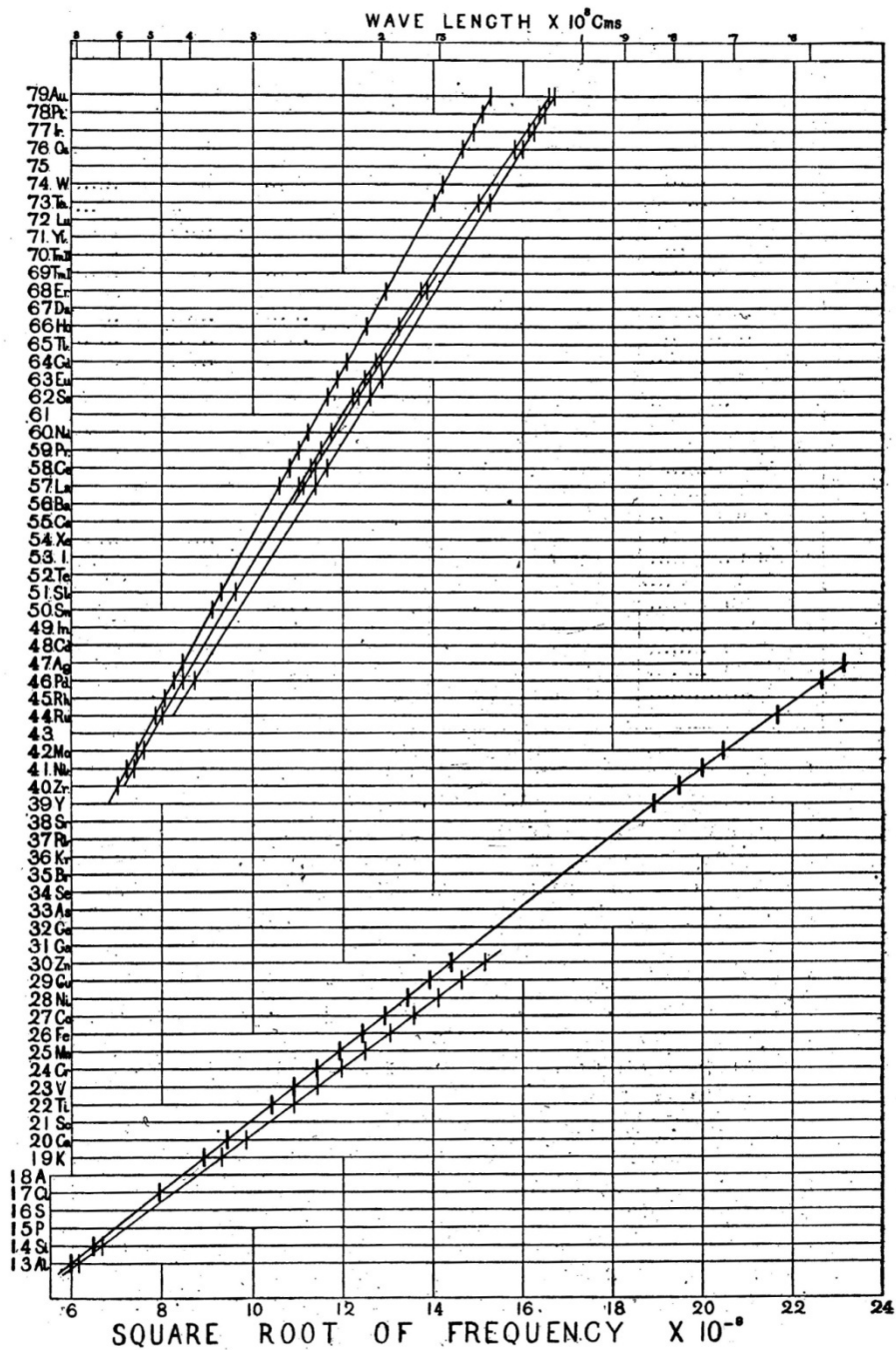


Fig. 15.29. Representación de la variación las longitudes de onda de las líneas α , β , ϕ y γ ($\times 10^8$ cm) con el Número atómico (19 al 79) y de la raíz cuadrada ($\times 10^{-8}$) de las líneas α y β con el Número atómico (13 a 18). La línea ϕ , para los lantánidos se debe a que a Moseley le suministraron muestras de distinta procedencia, las que dieron valores distintos de longitudes de onda.

Las conclusiones de este trabajo, las resumió enumerando los siguientes puntos: (1) Cada elemento, desde el aluminio al oro, se caracteriza por un entero N que determina su espectro de rayos X. Por lo tanto, cada detalle del espectro de un elemento, puede predecirse a partir de los espectros de los elementos vecinos. (2) Este entero, N , el número atómico del elemento, se identifica con las unidades de carga eléctrica positiva contenidas en el núcleo atómico. (3) La frecuencia de cualquier

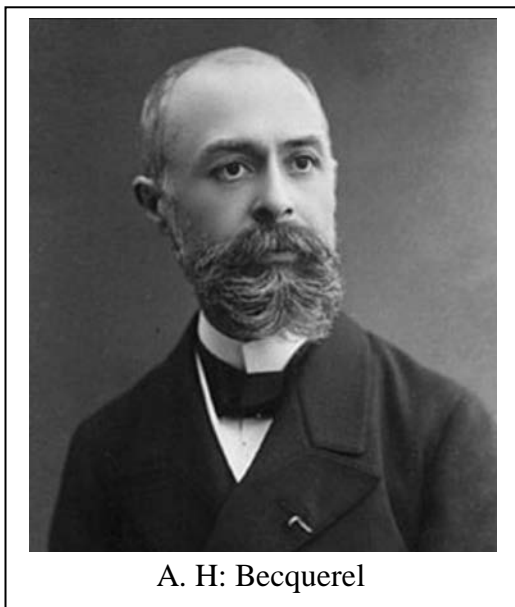
línea en el espectro de rayos X es aproximadamente proporcional a $A(N - b)$, donde A y b son constantes.

El trabajo de Moseley fue un logro enorme que eliminó algunas de las conjeturas del complejo estudio de la estructura del átomo. Aunque incompleto, sigue siendo un hito en la historia de la ciencia. Años más tarde, Karl Manne Siegbahn y sus estudiantes en la Universidad de Lund, Suecia, confirmaron completamente estos resultados y ampliaron el trabajo para incluir el resto de los elementos desde oro ($N = 79$) hasta uranio ($N = 92$), utilizando la misma técnica de Moseley con el espectro L de estos elementos. Siegbahn también completó la búsqueda de la serie M que Moseley había planeado. Por estos logros, Siegbahn recibió el premio Nobel de Física en 1925.

Lamentablemente durante la Guerra, Winston Churchill entonces Primer Lord del Almirantazgo británico y el British War Council planearon una estrategia errónea para derrotar al Ejército turco, aliado de Alemania, consistente en tomar la península de Gallipoli para poder luego tomar Constantinopla. Moseley se enroló en el ejército inglés y participó en esa campaña que terminó en desastre. Él falleció de un balazo en la cabeza el 10 de agosto de 1915. Años más tarde, en Gallipoli se inauguró un monumento con los nombres de los 19.000 efectivos del Commonwealth caídos allí, cuyas tumbas no se conocen.

15 – 12. Becquerel y la radiactividad.

Antoine–Henri Becquerel, nació en París, el 15 de diciembre de 1852. Fue hijo de Alexander Edmond Becquerel y Aurélie Quénard. Su padre fue Profesor de Física y había hecho investigaciones sobre radiación solar. Su abuelo Antoine - César, fue *Fellow* de la *Royal Society*, entre otros trabajos había inventado un método electrolítico para la extracción de metales a partir de los minerales.



A. H: Becquerel

Henri cursó sus estudios primarios y secundarios en París y en 1872 ingresó a la *École nationale des ponts et chaussées*. Como estudiante de esa escuela no se destacó ya que había ingresado en octavo orden de méritos. Egresó en 1877, en el décimo octavo orden, como *ingénieur des ponts et chaussées*. Al año siguiente, fue nombrado Asistente en el *Musée des Sciences Naturelles* de París.

En 1878, se hizo cargo de la cátedra de Física Aplicada en el Conservatoire des Arts et Métiers que su padre había dejado vacante. Su carrera docente continuó en el Departamento de Historia Natural del Museo de París donde, en 1892, fue nombrado Profesor de Física Aplicada. Tres años más

tarde ocupó la cátedra de Física aplicada en la École Polytechnique, institución en la que había sido "répétiteur" en 1878 y "repetiteur-adjoint" en 1881.¹⁹⁰

Siendo aún estudiante, en 1875, Becquerel presentó su primer trabajo de investigación sobre un tema de Óptica¹⁹¹. Luego publicó varios trabajos sobre polarización, radiación infrarroja, fosforescencia, espectros de emisión y absorción, etc.¹⁹². En particular, cabe mencionar, sus trabajos sobre fosforescencia de minerales excitada por la luz o por el calor¹⁹³. En 1888 defendió su tesis doctoral con una exposición titulada "*Recherches sur l'absorption de la lumière*".

En marzo de 1889, a los 36 años, fue incorporado a la Académie des Sciences, en remplazo de Marcellin Berthelot quien había sido nombrado Secretario Perpetuo de esa institución.

Becquerel había investigado algunas de las propiedades ópticas de las sales de uranio en 1885¹⁹⁴. Encontró que los compuestos uránicos y uranosos tenían algunas propiedades ópticas distintas. Los compuestos uránicos son, en su mayoría, fosforescentes, mientras que los compuestos uranosos no presentan una fosforescencia apreciable. Los espectros de absorción y de emisión de ambas clases de compuestos presentan diferencias muy marcadas.

El descubrimiento de Röntgen no sólo provocó varias líneas de investigación sobre los rayos X sino que conmocionó a la opinión pública ¡se había podido fotografiar los huesos! Esto potenció enormemente los esfuerzos en centros científicos de relevancia por descubrir las propiedades y las aplicaciones de estas radiaciones.

En la sesión del 20 de enero de 1896 de la Académie des Sciences, el tema "obligado" fue el experimento de Röntgen. Allí, Henri Poincaré sugirió que si los rayos X parecen originarse en las áreas fluorescentes de los tubos de descarga de gases, quizás *toda* fluorescencia va acompañada por una radiación penetrante. Teniendo en cuenta esa sugerencia, Becquerel comenzó a estudiar el efecto de la luz solar sobre varias sustancias y minerales, que se encontraban en la colección de su padre, entre las cuales había varias sales y minerales de uranio.

Charles Henry había encontrado que el sulfuro de zinc fosforescente interpuesto en la trayectoria de los rayos de un tubo de Crookes aumentaba la intensidad de la radiación que pasa a través del

¹⁹⁰ No fue muy apreciado por los estudiantes, tanto por su falta de formación pedagógica como por los descuidos gramaticales, que dificultaban la interpretación de sus conceptos, algo que es notorio en muchas de sus publicaciones.

¹⁹¹ "Recherches sur la polarisation rotatoire magnétique", *Comptes rendus*, T. LXXX, (1875), pp. 1376 – 1379.

¹⁹² Al final de este capítulo, se indica la bibliografía con el detalle de sus trabajos hasta 1889.

¹⁹³ "Sur les différentes manifestations de la phosphorescence des minéraux sous l'influence de la lumière ou de la chaleur", *Comptes rendus*, T.112 (1891) 557-563; "Sur les lois de l'intensité de la lumière émise par les corps phosphorescents", *Comptes rendus*, T.113 (1891) 618-623; "Sur les lois de l'intensité de la lumière émise par les corps phosphorescents", *Comptes rendus*, T.113 (1891) 672.

¹⁹⁴ "Relations entre l'absorption de la lumière et l'émission de la phosphorescence dans les composés d'uranium", *Comptes rendus*, T. 101, (1885), pp. 1252 – 1256.

aluminio¹⁹⁵. Gaston Henri Niewenglowski reconoció que el sulfuro de calcio fosforescente comercial emite radiación que pasa a través de cuerpos opacos¹⁹⁶.

El experimento ideado por Becquerel consistía en exponer a la luz del Sol varios cuerpos fosforescentes y, en particular, a sales de uranio cuyas fosforescencias tienen una duración muy corta. El 24 de febrero de 1896, comenzó exponiendo al Sol, durante varias horas, una capa muy delgada de sulfato doble de uranio y potasio $[K_2SO_4(UO_2)SO_4 \cdot 2H_2O]$. Luego colocaba esa sal sobre una placa fotográfica Lumière de gelatinobromuro envuelta entre dos hojas de papel negro muy grueso, de manera que la placa no se oscurecía ni aún expuesta al Sol durante un día. Al revelar la placa fotográfica, se podía observar la silueta de la sustancia fosforescente que aparecía en color negro en la placa. Al interponer una moneda, o una laminilla metálica perforada según una figura geométrica, entre la sustancia fosforescente y el papel, en la placa aparecían las imágenes de esos objetos.

Para excluir la posibilidad de una acción química debida a los vapores que podrían emanar de la sustancia calentada por los rayos solares, repitió los ensayos interponiendo una placa de vidrio delgado entre la sustancia fosforescente y el papel.

En el curso de su investigación, el 26 de febrero el cielo estuvo completamente nublado, por lo que guardó la sal de uranio en un cajón, la que, inadvertidamente, quedó sobre una placa fotográfica virgen. Recién el 1° de marzo fue un día soleado, por lo que retiró la sal de uranio del cajón para exponerla al Sol, pero al notar que la placa fotográfica que había quedado debajo se había calentado ligeramente, decidió revelarla para investigar si había sufrido algún cambio ya que su experiencia anterior le indicaba que esa sal de uranio emite una débil fosforescencia cuando está expuesta aún a la luz difusa de una habitación. Grande fue su sorpresa al comprobar que el sulfato doble de uranio y potasio, había impresionado la placa sin necesidad de exponerse previamente a la energía solar y que la impresión era más intensa que ante la luz solar.

Becquerel interpretó correctamente que los compuestos de uranio emiten radiaciones espontáneamente, es decir, sin necesidad de estimulación de la luz solar. Esta característica sería bautizada más adelante por los esposos Curie con el nombre de *radiactividad*.

Becquerel comunicó sus conclusiones a la Académie des Sciences, las que fueron publicadas con el título: "*Sur les radiations émises par phosphorescence*"¹⁹⁷.

Entre los distintos compuestos de uranio que ensayó, un mineral que contiene óxido de uranio, llamado *pechblenda*, fue el que dio las radiaciones más intensas. Los esposos Curie, a partir de 30 toneladas de ese mineral lograron aislar el radio y el polonio.

¹⁹⁵ Charles Henry - Gaston Seguy, "Photométrie du sulfure de zinc phosphorescent excité par les rayons cathodiques dans l'ampoule de Crookes", *Comptes rendus*, T. 122, (1896), pp. 1198 – 1199.

¹⁹⁶ G. H. Niewenglowski, Sur la propriété qu'ont les radiations émises par les corps phosphorescents de traverser certains corps opaques à la lumière solaire, et sur les expériences de M. G. Le Bon sur la lumière noir. *Comptes rendus*, T. 122, (1896), pp. 385 – 386.

¹⁹⁷ *Comptes rendus*, T. 122, 1896, 420 – 421.

Becquerel continuó investigando y encontró que las radiaciones invisibles emitidas por las sales de uranio tienen la propiedad de descargar los cuerpos electrificados sobre los que inciden. Para ello utilizó el electroscopio de Dragomir Hurmuzescu, protegido contra influencias eléctricas externas por una envoltura metálica, y contra los rayos ultravioleta por lentes amarillas, que podía permanecer cargado durante largos meses. Al reemplazar una de las lentes amarillas del electroscopio por una lámina de aluminio sobre la que colocó una sal de uranio, observó que las hojas de oro del electroscopio se acercan poco a poco entre sí, lo que indica una descarga lenta del dispositivo. Al medir la separación de las hojas de oro a intervalos suficientemente cercanos, le fue posible dibujar curvas de las desviaciones en función del tiempo y determinar la tasa de pérdida de electricidad o la duración de la descarga del dispositivo, cargado cada vez al mismo potencial inicial. También puso en evidencia la reflexión de las radiaciones emitidas por compuestos de uranio mediante los siguientes experimentos:

Depositó una lámina de sulfato doble de uranio y potasio sobre la gelatina de una placa Lumière, cubrió la mitad de esa lámina con un espejo de acero cuya cara pulida estaba orientada hacia la lámina y la placa fotográfica. Al cabo de cincuenta y cinco horas, la placa revelada mostró una imagen muy fuerte en la parte no recubierta, con los bordes de la lámina bien delimitados, mientras que los bordes de la parte cubierta dieron una silueta mucho más difusa, como si se hubiera superpuesto a la acción de la primera una segunda placa de la parte cubierta.¹⁹⁸

En otro de sus experimentos¹⁹⁹ demostró que la radiación emitida por las sales de uranio producen el fenómeno de refracción. A unos milímetros de una de las caras de un prisma de vidrio crown colocó un pequeño tubo de escasos milímetros de diámetro conteniendo nitrato de uranio cristalizado, de manera que formase una fuente lineal de emisión de radiación. Del otro lado del prisma colocó una placa fotográfica convenientemente tapada con cartón negro. Tres días después al revelar la placa pudo comprobar la refracción de la radiación a través del prisma.

Becquerel, debe haber quedado extrañado por sus resultados experimentales. Por un lado comprobó que la radiación descargaba cuerpos electrificados, lo que sugería que tenían carga eléctrica; pero otros resultados sugerían una naturaleza ondulatoria.

También intentó comprobar si la radiación estaba asociada a la fosforescencia, pero otras sustancias como el sulfato de calcio fosforescente o como la blenda hexagonal, no impresionaban las placas fotográficas.

Mediante otros experimentos²⁰⁰ comprobó que los rayos invisibles emitidos por las sales de uranio, experimentaban doble refracción, que los dos rayos se podían polarizar y que sus absorciones a través de turmalina eran desiguales. Haciendo incidir la radiación de una sal de uranio sobre un an-

¹⁹⁸ "Sur quelques propriétés nouvelles des radiations invisibles émises par divers corps phosphorescents.", *Comptes rendus*, T.122, 1896, pp. 559 – 564.

¹⁹⁹ "Sur les radiations invisibles émises par les sels d'uranium." *Comptes rendus*, T. 122,1896, pp. 689 – 694.

²⁰⁰ Sur les propriétés différentes des radiations invisibles émises par les sels d'uranium, et du rayonnement de la paroi anticathodique d'un tube de Crookes. *Comptes.Rendus*. T.122 (1896), pp. 762 – 767.

ticátodo de un tubo de Crookes, comprobó que su comportamiento es diferente al de los rayos X, ya que pasan muy fácilmente a través de la mayoría de las sustancias expuestas en láminas delgadas y, en particular, a través de los metales. Así, por ejemplo, observó que un electroscopio se descargaba cuando la radiación de una sal de uranio atravesaba de una pantalla de cobre de ¡40 mm de espesor!

En todos sus experimentos, Becquerel comprobó que la radiación emitida por el uranio metálico es más intensa que las sales uránicas y estas que las emitidas por las sales uranosas.

Becquerel sostenía que una de las diferencias entre las radiaciones del uranio y sus compuestos y los rayos X, era que las primeras presentaban fenómenos de reflexión y refracción, mientras que con los rayos X, esos fenómenos no ocurrían. Años más tarde, Henry y Lawrence Bragg y Max von Laue, demostraron que usando redes apropiadas, los rayos X también los producían.

En otro experimento²⁰¹, Becquerel comprobó que, al igual que los rayos X, las radiaciones del uranio y sus compuestos se transmiten a través de distintos gases para descargar un electroscopio. Estos resultados deben haber incrementado su incertidumbre acerca de la naturaleza de radiación que, para abreviar, él llamó *radiaciones uránicas*.

Comprobó que el uranio descarga los cuerpos electrificados a cualquier potencial desde menos de 1 voltio a más de 3000 voltios. La duración de la descarga no parece diferente para la electricidad positiva y la electricidad negativa. La cantidad de electricidad que un sistema electrificado pierde en un segundo, $-dQ/dt = C dV/dt$, es tanto una función de la capacitancia C como la tasa de caída del potencial; Además, para que las variaciones de potencial midan el flujo de electricidad, es necesario que la capacitancia del sistema permanezca constante.

Los esposos Curie, le suministraron a Becquerel unos miligramos de cloruro de bario conteniendo un ínfimo porcentaje de cloruro de radio. Con ese material, él inició sus investigaciones sobre las características de los compuestos de radio.

Encontró²⁰² que aquellas sustancias que se iluminan por acción de los rayos ultravioleta, o bajo la influencia de los rayos Röntgen, generalmente, se vuelven luminosas bajo la influencia de la radiación del radio. Pero hay profundas diferencias en la intensidad de los efectos de estas dos radiaciones. Así, el sulfato doble de uranio y potasio que es más brillante que la blenda hexagonal bajo la influencia de los rayos X; lo es menos con el radio, el sulfuro de estroncio luminoso verde es vivamente excitado por las dos radiaciones; El sulfuro de calcio luminoso azul, conteniendo bismuto, apenas es excitado por los rayos X, mientras que se vuelve luminoso cuando se acerca a la sal de radio.

Entre los efectos de la fosforescencia observados, uno de los más curiosos es la persistencia considerable de la fosforescencia excitada por el radio en ciertos minerales, y en particular en la

²⁰¹ "Sur diverses propriétés des rayons uraniques." *Comptes Rendus* T.123, (1896) pp. 855 – 858.

²⁰² "Recherches sur les phénomènes de phosphorescence produits par le rayonnement du radium"; *Comptes rendus*, T 129, (1899), 912 – 917.

fluorita. La fosforescencia del flúor permanece observable durante más de veinticuatro horas después de que la influencia del radio haya cesado.

Mediante un conjunto de experimentos comprobó que hay una emisión continua de energía por parte de los cuerpos radiactivos. En esta emisión, las radiaciones están caracterizadas por su absorción electiva y por presentar entre ellas diferencias del mismo orden que las radiaciones electromagnéticas de varias longitudes de onda de los rayos X.

Becquerel investigó los efectos notables producidos por las radiación que emite el radio cuando atraviesa un campo magnético²⁰³. En un campo magnético no uniforme, formado mediante un poderoso electroimán, observó que la radiación que emite el radio se desvía y se concentra en los polos. del conjunto de experimentos que realizó en campos magnéticos, concluyó que la radiación que emite el radio se asemeja considerablemente a los rayos catódicos; ciertos experimentos dan casi una reproducción de los experimentos realizados con rayos catódicos por André Broca (²⁰⁴).

También experimentó con una muestra de nitrato de polonio que le hicieron llegar los esposos Curie²⁰⁵. Comprobó que el polonio es casi tan activo como el radio, tanto para hacer que el aire se torne conductor, como para impresionar una placa fotográfica. Pero, la radiación de esta sustancia, colocada en un campo magnético, no mostró una influencia del orden de la observada con el radio. Campos magnéticos de 4.000 a 10.000 unidades C.G.S. de intensidad, tampoco modificaron los fenómenos de su fosforescencia ni las impresiones sobre placas fotográficas.

A medida que iba avanzando en sus investigaciones, Becquerel se fue convenciendo que sólo una parte de la radiación emitida por el radio es totalmente asimilable a los rayos catódicos. Pero para una prueba contundente, si no se hacía en el vacío, el experimento requeriría una diferencia de potencial inalcanzable en su laboratorio.

Finalmente, su ingenio superó la dificultad armando un dispositivo²⁰⁶ en el cual los rayos "desviables" atravesaban dos láminas de cobre, separadas a 1 cm de distancia entre las cuales estableció una diferencia de potencial de 10.200 volt. Registrando las desviaciones por sus incidencias en placas fotográficas recubiertas con cartulina negra y a partir de los datos experimentales pudo establecer que la relación entre la masa y la carga de las partículas constituyentes de estos rayos era similar a la obtenida por J. J. Thomson con los rayos catódicos.

Las radiaciones "no desviables" que emiten el uranio, el radio, el polonio y sus compuestos las consideraba, en cierto modo, parecidas a los rayos X, aunque le había comprobado que presentaban reflexión y refracción.

²⁰³ "Influence d'un champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs". *Comptes rendus*, T. 129, (1899), pp. 996 – 1001.

²⁰⁴ *Journal de Physique*, 3^e. série, t. VII, p. 710; 1898.

²⁰⁵ "Sur le rayonnement des corps radio-actifs.", *Comptes Rendus*, T. 129, (1899), pp. 1205 – 1207.

²⁰⁶ "Déviation du rayonnement du radium dans un champ électrique", *Comptes rendus*, T. 130, (1900), pp. 809 – 815.

Su sorpresa la produjo la publicación del trabajo de Rutherford "Die magnetische und elektrische Ablenkung der leicht absorbierbaren Radiumstrahlen".²⁰⁷ En este trabajo, Rutherford mediante un dispositivo relativamente sencillo, demostraba que una parte de la emisión del radio, está constituida por lo que él bautizó "rayos α " que son débilmente desviados por campos magnéticos intensos y rechazadas en sentido contrario a la desviación de los rayos catódicos y que esos rayos α , son asimilables a los *kanalstrahlen* de Goldstein.

Previendo que algunos aspectos del trabajo de Rutherford podrían objetarse, Becquerel se abocó al diseño de un experimento que le permitiese comprobar las propiedades de estos rayos positivos; Trabajo que fue publicado en 1903, bajo el título "Sur la déviabilité magnétique et la nature de certains rayons émis par le radium et le polonium"²⁰⁸.

"En reconocimiento a los servicios extraordinarios que ha proporcionado su descubrimiento de la radioactividad espontánea". Antoine Henri Becquerel compartió el premio Nobel de Física 1903 con Pierre y Maria Sklodovska-Curie. (*En reconocimiento a los servicios extraordinarios que han proporcionado mediante su investigación conjunta sobre los fenómenos descubiertos por el Profesor Henri Becquerel.*)

La primera esposa de Becquerel, Lucie Jasmin (1858 – 1878), fue la hija de Jules Célestin Jasmin, Profesor de Física en la École Polytechnique. Tuvieron un sólo hijo, Jean, que nació el 5 de febrero de 1878, a las dos semanas del fallecimiento del bisabuelo Antoine César Becquerel. Desgraciadamente, Lucie, falleció el 18 de marzo, a los 20 años, por lo que el niño fue criado por la abuela y la bisabuela.

El 14 de agosto de 1890, Henri Becquerel se volvió a casar con Louise Désirée Lorieux, que era 12 años más joven que él, quien cuidó a Jean como a un hijo propio. Jean siguió los pasos de su padre, graduándose como ingeniero de puentes y caminos y luego siendo Profesor en la École Polytechnique, formando la cuarta generación de científicos Becquerel.

Henri Becquerel falleció en Le Croisic el 25 de agosto de 1908.

15 – 13. El Clan Curie.

Pierre Curie nació en Paris el 15 de mayo de 1859. Fue el segundo hijo del matrimonio entre el médico Eugène Curie y Sophie Claire Depouilly, que era hija de un fabricante de tejidos de Puteaux que quebró durante la crisis financiera que siguió a la revolución de 1848. El hermano mayor de Pierre, había nacido en 1856 y desde la infancia cimentaron una gran amistad y compañerismo.

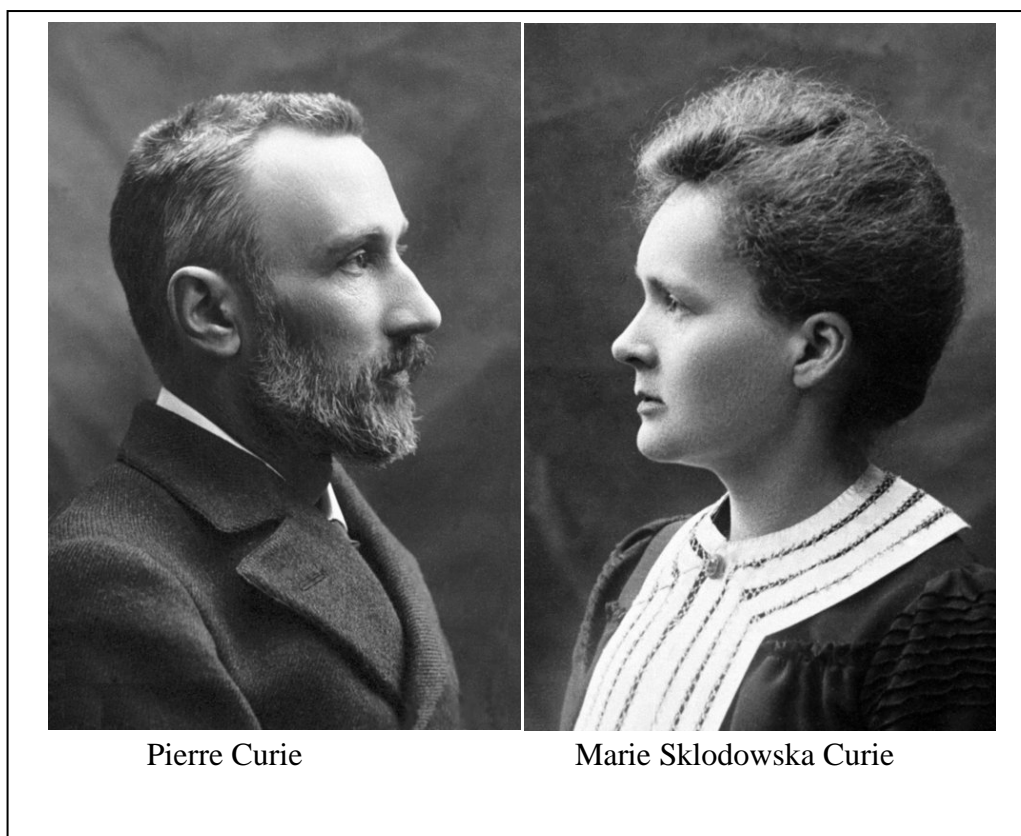
²⁰⁷ *Physikalische Zeitschrift*. Band 4, Nummer 8, 1903, S. 235–240.

²⁰⁸ *Comptes rendus*, T. CXXXVI, (1903), pp. 199 – 203.

Pierre Curie no concurrió a la escuela primaria ni al Liceo, sino que fue educado en el hogar paterno, adquiriendo una buena formación, especialmente en las matemáticas, aunque no tan así en lengua e idiomas.

Pierre y su hermano, tuvieron cierta participación en la revolución de los *communards* y en la *semaine sanglante* (21 al 28 de mayo de 1871) durante la cual los soldados franceses masacraron a miles de ciudadanos parisinos, ellos recogían en las calles a los heridos y los llevaban a la casa paterna para que su padre les hiciese las curaciones necesarias.

Pierre tenía dificultades en sostener la concentración, pero cuando lo lograba obtenía muy buenos resultados. En cambio, cuando tomaba conciencia de sus distracciones, se frustraba. A los 14 años, su padre contrató los servicios del Profesor Albert Bazille, para que le diera clases de Matemáticas avanzadas. A pesar de ser estos los únicos estudios "sistemáticos", a los 16 años, Pierre Curie pudo ingresar a la Sorbonne.



Durante su carrera y, a pesar de sus distracciones y los consecuentes desánimos, fue capaz de producir su primer trabajo original, en colaboración con Paul Desains, el Director del Laboratorio donde estudiaba Física. En ese trabajo mostraron una manera nueva, simple y efectiva de medir las longitudes de onda de la emisión de calor mediante una rejilla de alambre y un par termoelectrónico²⁰⁹.

²⁰⁹ Desains, P., Curie, P., "Recherches sur la détermination des longueurs d'onde des rayons calorifiques à basse température.", *Comptes rendus*, T. LXXXII, (1880), pp.1506-1509.

También, estudiando en la Sorbonne, tuvo acceso al laboratorio del Profesor François–Pierre Le Roux, en la École de Pharmacie, donde asistió a los trabajos prácticos. Trabajando con su hermano Jacques, que era *preparateur* de Química en las cátedras de los Profesores Jean-Baptiste-Léopold - Alfred Riche y Émile-Clément Jungfleisch, fue desarrollando sus habilidades para el trabajo experimental, obteniendo su Licenciatura en Ciencias físicas a los 18 años. Al año siguiente, a instancias del Profesor Le Roux y del Director Asistente del Laboratorio, Henri Mouton, fue nombrado *preparateur* en la cátedra del Profesor Desains. Su situación económica lo obligaba a dedicar mucho tiempo al trabajo de *preparateur* impidiéndole tomar cursos superiores de Matemáticas que eran de su interés pero, en compensación, fue exceptuado de servir al ejército francés, excepción que se aplicaba a todos los jóvenes que ejercían la docencia en el sistema de educación pública.

Cuando Jacques Curie, comenzó a trabajar como *preparateur* en el Laboratorio de Mineralogía de la Sorbonne bajo la dirección de Charles Friedel, invitó a Pierre a trabajar juntos en el estudio de las estructuras y las propiedades de los cristales. El trabajo conjunto de los hermanos tuvo excelentes resultados, inventaron un electroscoipo, descubrieron que la presión ejercida sobre determinadas caras de un cristal excita una descarga eléctrica, fenómeno conocido como piezoelectricidad²¹⁰. Hicieron un estudio completo del fenómeno, estableciendo las condiciones de simetría necesarias para su producción²¹¹ y las leyes que rigen su ocurrencia²¹², La parte complementaria de este trabajo, incluyó el estudio de las características de los cristales piezoeléctricos cuando son sometidos a corrientes eléctricas²¹³.

En 1882 fue destinado a la École Supérieure de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, en el viejo edificio del Collège Rollin, primero como director del Laboratorio y años más tarde como Profesor donde trabajó durante 22 años. Si bien, al tomar ese puesto dejaba de trabajar con el hermano, el afecto mutuo hacía que se encontrasen cada vez que podían. Inclusive Pierre acompañó a Jacques cuando éste se ocupó de trazar un mapa geológico de la región de Auvergne.

Las tareas para poner en funcionamiento el Laboratorio de Física de la École Supérieure y dirigir los trabajos de una treintena de alumnos, le restó mucho tiempo para los trabajos de investigación.

²¹⁰ Curie, J., Curie, P., "Développement par compression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédries à faces inclinées", *Bulletin de la Société de Mineralogie*, T. III, (1880), pp. 90 – 93.

²¹¹ Curie, J., Curie, P., "Sur l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées.", *Comptes rendus*, T. XCI, (1880) pp. 383 – 387.

²¹² Curie, J., Curie, P., "Lois de dégagement de l'électricité par pression dans la tourmaline.", *Comptes rendus*, T. XCII. (1881), p. 186 – 188.

²¹³ Curie, J., Curie, P., "Sur les phénomènes électriques de la tourmaline et des cristaux hémihédres à faces inclinées.", *Comptes rendus* T.XCI (1880) p.350 – 353; "Les cristaux hémihédres à faces inclinées, comme sources constantes d'électricité.", *Comptes rendus*, T. XCIII, (1882), p. 204; "Contractions et dilatations produites par des tensions électriques dans les cristaux hémihédres à faces inclinées.", *Comptes rendus*, T. XCIII (1882) p. 1137 – 1139; "Phénomènes électriques des cristaux hémihédres à faces inclinées; *Journal de Physique théorique et appliquée*, 2^e. série, 1, (1882) 245 – 251.

Si bien el reglamento de la *École Supérieure* establecía que los directores de Laboratorios y los *preparateurs* debían dedicarse exclusivamente a atender a los estudiantes, por lo que no deberían hacer investigación, el fundador y Director de la *École*, Paul Schützenberger, fue bastante indulgente con Pierre Curie, permitiéndole la realización de algunos trabajos "en sus ratos libres" y más adelante, lo autorizó para que la esposa trabajara también en la *École*.

En 1884, publicó dos trabajos sobre el orden y la repetición que constituyen la base del estudio de la simetría de los cristales²¹⁴. Al año siguiente publicó un trabajo teórico de gran importancia en el que explicó por qué los cristales desarrollan ciertas caras simultáneamente y en una dirección particular y, en consecuencia, por qué los cristales poseen una forma determinada²¹⁵. Estos trabajos muestran que Pierre Curie estaba plenamente dedicado a los estudios cristalográficos que estaban guiados por un principio general, el principio de simetría, al que había arribado paso a paso, que sólo enunció en sus trabajos publicados entre 1893 y 1895. En su forma clásica, él lo enunció:

"Cuando ciertas causas producen ciertos efectos, los elementos de simetría de las causas deben reaparecer en los efectos producidos."

"Cuando ciertos efectos revelan una cierta asimetría, esta asimetría debe ser aparente en las causas que le dieron origen"

"Las inversas de estos dos enunciados no son válidas, al menos, prácticamente, esto significa que los efectos producidos pueden ser más simétricos que sus causas."

Sobre la base de su exhaustivo estudio de los grupos de simetría, Pierre Curie, llegó a prever la posibilidad de ocurrencia de algunos tipos de fenómenos o si la producción era imposible bajo determinadas condiciones. Esas ideas acerca de la simetría, le permitían explicar la equivalencia entre calor y trabajo, la ley de la conservación de la masa de Lavoisier, el principio de la conservación de la energía mecánica en sistemas no disipativos, el principio de Carnot para el rendimiento de las máquinas térmicas, o explicar las ideas de Lippmann sobre la conservación de la carga eléctrica.

En 1891, Pierre Curie comenzó una serie de investigaciones sobre las propiedades magnéticas de distintas sustancias a diferentes temperaturas, desde temperaturas ambientes hasta más de 1400°C. Luego de varios años de investigaciones, en 1895, presentó sus conclusiones como tesis doctoral ante la Facultad de Ciencias de la Universidad de París.

Si bien, por sus propiedades magnéticas, los cuerpos se clasifican en diamagnéticos y paramagnéticos, el objeto de su tesis fue descubrir si existe una transición entre esos dos estados de una misma sustancia y si es posible lograr que un cuerpo pase progresivamente de uno de esos estados al otro.

²¹⁴ "Sur les questions d'ordre". *Bulletin de la Société Minéralogique de France* vol. 7, 3, 4, (1884), pp. 89 – 111; *Ibid.*, vol. 7, 8, 9, "Sur la symétrie", pp. 418 – 457.

²¹⁵ "Sur la formation des cristaux et sur les constantes capillaires de leurs différentes faces", *Bulletin de la Société Minéralogique de France*, vol. 8 – 6, (1885), pp. 145 – 150.

Curie reconoció que sus experimentos fallaron en probar alguna relación entre las propiedades de los cuerpos diamagnéticos y paramagnéticos y que los resultados apoyaban las teorías que atribuían el magnetismo y al diamagnetismo a causas de diferente naturaleza. Por el contrario, las propiedades de los cuerpos ferromagnéticos y los débilmente magnéticos están íntimamente vinculadas.

La ley de Curie, según la cual el coeficiente de magnetización de un cuerpo débilmente magnético es inversamente proporcional a su temperatura absoluta, es una ley notablemente sencilla, pero en Magnetismo tiene una importancia similar a la ley de Gay-Lussac que vincula el volumen de un gas que se comporta idealmente con la temperatura absoluta.

Curie, permaneció 12 años como Director del Laboratorio de Física de la École Supérieure. En 1895, Éleuthère Élie Nicolas Mascart, Profesor Titular de la cátedra de Física General y Experimental en el Collège de France durante 36 años, apoyado en la opinión de Lord Kelvin, le recomendó a Paul Schützenberger la creación de otra cátedra de Física en la École Supérieure. Pierre Curie fue nombrado Profesor Titular de esa cátedra.

En su honor, la temperatura absoluta a la cual un material pierde sus propiedades ferromagnéticas para comportarse como un material puramente paramagnético se llama *temperatura de Curie*. Esa temperatura varía ampliamente con la naturaleza. Así, por ejemplo, la del níquel es 631 K, la del óxido de cromo (IV) es 386 K y la del hierro 1043 K.

A diferencia de Pierre Curie, María Salomea Sklodowska, había crecido en un estado policial bajo el autocrático zar ruso Alejandro II. A pesar que se hacía llamar "El liberador" por haber emancipado a los siervos rusos y polacos, estaba dispuesto a aniquilar a la clase media y los intelectuales que se oponían a su gobierno y a erradicar su lengua, su cultura y su historia. Declaró que el ruso era el idioma oficial, ordenó reemplazar a los docentes polacos por rusos y hasta Polonia desapareció del mapa, siendo reemplazada por una "Tierra del Vístula" y hablar en polaco en público se constituyó en un delito. En 1864, los rusos reprimieron a sangre y fuego una sublevación polaca, enviando a Siberia a miles de polacos. En ese ambiente opresivo, el 7 de noviembre de 1867, nació María Salomea. Fue la quinta hija de Vladislav Sklodowski y Bronislava Boguska. El padre era profesor y Vice-director de una escuela de varones donde enseñaba Física y Matemáticas. Su madre era Directora y Administradora de un prestigioso internado de señoritas. Ella era una ferviente católica, en cambio Vladislav, aunque bautizado católico, era un librepensador bastante agnóstico. Inicialmente la familia Sklodowski vivió en la parte posterior del internado donde trabajaba la madre. Pero el padre fue desplazado por docentes rusos y asignado a una escuela en las afueras de Varsovia. Con el tiempo, Vladislav fue ascendido a inspector y Bronislava, que había contraído tuberculosis, abandonó sus trabajo en el internado y se dedicó a los quehaceres domésticos. Su enfermedad hacía que permaneciera durante ciertos períodos fuera de su hogar, pasándolos en residencias para enfermos en zonas balnearias de Austria o la Riviera francesa. María extrañaba enormemente esas ausencias. Cuando el padre fue nuevamente desplazado de su trabajo, encontró una variante para mantener a su familia: creó un internado de varones en su casa. Allí no sólo les daba casa y comida a unos diez jóvenes sino también instrucción privada.

Cuando María tenía nueve años, uno de los internos enfermó de tifus y una de las hermanas de María, Sofía, se contagió y falleció a consecuencia de la enfermedad.

A los diez años, María dejó la casa para asistir a un internado privado. A pesar de ser dos años menor que sus compañeras, María las aventajaba en el aprendizaje de historia, literatura, alemán y francés.

Luego de la muerte de su madre, María comenzó a asistir a una escuela secundaria controlada por los rusos de donde egresó en junio de 1883 con medalla de oro. Su cursada la había extenuado tanto que el padre arregló con unos parientes que vivían en el campo de pagarles los gastos de estadía para que ella se pudiera recuperar. María disfrutó la estadía y estando allí aprendió equitación convirtiéndose en una experta jinete. Luego de un año de descanso, regresó a Varsovia.

Bronia, la hermana de María, quería ir a París a estudiar Medicina, pero sus recursos no le alcanzaban, por lo que María le ofreció ayudarla con el producto de su trabajo hasta que se graduara y consiguiera trabajo como médica. Una vez que Bronia tuviese un buen ingreso, María viajaría a París para estudiar y Bronia la ayudaría económicamente. Para ello, María trabajó como institutriz, para una familia de la nobleza polaca y luego otro año para otra familia, al cabo del cual volvió a la casa paterna y consiguió trabajo en un laboratorio químico donde aprendió algunas técnicas experimentales. Finalmente viajó a París y se instaló en la casa de la hermana que, con la ayuda enviada por María, se había recibido, se había casado con un compañero de estudios también recibido y estaba embarazada.

María Sklodowska comenzó sus estudios en la Universidad de París el 3 de noviembre de 1891. Era una de las 23 mujeres entre los 1825 estudiantes. Poco a poco fue superando sus dificultades con el idioma francés y pudo aprovechar las excelencias de los docentes con quienes cursó: Gabriel Lippmann, luego Premio Nobel de Física 1908, Henri Poincaré, quien era miembro de la Académie des Sciences y luego de la Académie Française, Paul Painlevé, luego dos veces Primer Ministro de Francia, Émile Duclaux, quien sucedió a Louis Pasteur en el Institut Pasteur, Pierre Puiseux, astrónomo, miembro de la Académie des Sciences y otros. En julio de 1893, rindió examen final de la Licenciatura en Física, siendo la primera mujer (y extranjera) en obtener la calificación más alta de su curso.

Completados sus estudios, sin trabajo y con la hermana que había dejado de trabajar para atender a su beba, María hubiese querido completar sus estudios de Matemáticas, pero ante la falta de recursos, pensó en volver a Varsovia. Afortunadamente, una amiga que había conocido en París, le gestionó una beca ante el Comité del Fondo de Becas Alexandrovich que ayudaba a jóvenes polacos que estudiaban en París. Cuatro años después, María sorprendió a los administradores del Fondo al devolver el dinero de la beca para ayudar a algún otro estudiante polaco, algo que hasta entonces no había hecho ningún otro beneficiario.

En septiembre de 1893, inició sus estudios de Matemáticas y al año siguiente consiguió un trabajo en la *Société d'encouragement pour l'industrie nationale*, para estudiar las propiedades magnéticas de los aceros. Los laboratorios de Física de la Sorbonne estaban siempre atestados de gente y ella no disponía de un lugar donde efectuar los ensayos. Pero un amigo, a quien ella conocía de su época de institutriz, Józef Wierusz-Kowalski, la invitó a conocer a alguien que pensó que podría ayudarla.

La persona que le presentó Kowalski a María Sklodowska fue Pierre Curie. El agrado fue mutuo. A Curie le fastidiaban las conversaciones triviales y casi de inmediato comenzó a hablar sobre cristalografía y muy pronto se sorprendió por la coherencia de las preguntas de María. Hablaron sobre la posibilidad que ella investigase las propiedades magnéticas de los aceros en el Laboratorio de la *École Supérieure* y Curie quedó en solicitarle una autorización a Paul Schützenberger, la que luego fue concedida. Se volvieron a encontrar en la *Société française de Physique* y en el Laboratorio de la *École*. Así entablaron una amistad que inquietó a Curie cuando ella le dijo que al terminar la licenciatura en Matemáticas, debía regresar a Polonia para unirse a la lucha contra la dominación rusa. Ante esa eventualidad, Curie trató de intensificar los encuentros con ella y a lo largo de toda la primavera y el verano se fueron encontrando y conociendo. Cuando Curie le propuso matrimonio, ella lo rechazó, diciéndole que aceptar significaría abandonar a su padre y traicionar a su país.

En el verano de 1894, María rindió el examen final de la Licenciatura en Matemáticas, siendo segunda en el orden de méritos y viajó por unos días a Friburg donde Kowalski daba clases de Física. Descansó un par de días en la casa del matrimonio Kowalski, para luego viajar a Varsovia.

Cuando María abandonó París, Pierre pensó que no la volvería a ver. Al cabo de dos meses recibió una carta de ella, lo que lo animó bastante. En el intercambio de correspondencia, ella le aseguró que viajaría a París a fines de octubre. Así lo hizo, para trabajar intensamente con las propiedades magnéticas de los aceros.

A su regreso a París, Pierre Curie le propuso matrimonio, pero ella siguió dudando durante diez meses. En ese lapso, lo alentó para que terminara su tesis doctoral, "Las propiedades magnéticas de los cuerpos a diferentes temperaturas", lo que hizo en marzo de 1895.

Finalmente, María aceptó casarse con Pierre ese mismo verano. Lo hicieron el 26 de julio en el municipio en el que vivían los padres de Pierre, sin ceremonia religiosa y en vez de usar un vestido de novia tradicional ella compró un vestido azul, diciendo que luego le serviría para el trabajo de laboratorio. La pareja posó para una fotografía antes de comenzar su luna de miel que consistió en un viaje en bicicleta por el campo.

Al regresar de la luna de miel, se mudaron a un pequeño departamento de París desde donde iban juntos a trabajar en la *École Supérieure*.

En agosto de 1896, Marie aprobó con honores el examen que la habilitaba para ejercer como Profesora de Física en las escuelas públicas.

El 12 de septiembre de 1897, nació Irene, la hija del matrimonio. La madre de Pierre falleció al poco tiempo y el padre vino a vivir con ellos y cuando faltaba la niñera él se hacía cargo del cuidado de la niña.

Luego que María finalizase su investigación sobre las propiedades magnéticas de los aceros, (por la que cobró el equivalente a tres sueldos de Pierre) decidió no dedicarse a la docencia sino buscar el doctorado en Física. Para ello, buscó temas de interés que no estuviesen muy explorados para evitar tener que consultar una bibliografía inmensa. A fines de 1895, Röntgen había descubier-

to los rayos X y en 1896, Becquerel había hecho importantes descubrimientos con los compuestos de uranio.

Los Curie estuvieron de acuerdo en que un estudio sobre la naturaleza del uranio sería un excelente tema para la tesis doctoral de María. Entre las preguntas que exigían respuesta estaba, si además del uranio, había otros elementos capaces de emitir "rayos Becquerel". Para encontrar la respuesta, era necesario realizar los propios experimentos. Luego de la lectura de los trabajos de Röntgen, de Becquerel y de otros físicos que habían publicado trabajos considerados de valor, María planteó un nuevo experimento: Como la radiación del uranio producía la ionización del aire, María se propuso establecer la intensidad de la radiación midiendo la conductividad del aire expuesto a esa radiación. Para ello disponía del instrumento adecuado que permitía obtener resultados con gran precisión: el electrómetro que habían desarrollado Pierre y su hermano y un cristal de cuarzo piezoeléctrico.

Pierre convenció al nuevo Director de la École, Charles Lauth, que le permitiera usar un pequeño taller de la Escuela de Ingeniería que usualmente funcionaba como depósito de material en desuso y muebles viejos. En diciembre de 1897, Marie instaló allí su "laboratorio" y comenzó su tarea de investigación. Al cabo de varias semanas, concluyó que la emisión es una propiedad del elemento uranio independientemente si está o no combinado con otros elementos e independientemente del modo de agregación. También comprobó que la intensidad de la radiación es proporcional a la masa de uranio presente en la muestra y que esa radiación era constante en tanto la masa del elemento permaneciera constante y no era afectada por factores externos como la luz o la temperatura. Luego empezó a buscar si existían otros elementos que emitiesen radiaciones similares. Pierre la ayudó en la búsqueda, recurriendo a amigos químicos, a la colección de sustancias de la Escuela de Física, al Museo de Historia Natural y a los laboratorios de la Sorbonne. Así obtuvo muestras de metales y metaloides de la colección mantenida por el profesor Etard, de la École, del especialista en espectroscopía, Eugène-Anatole Demarçay, consiguió muestras de galio, germanio, neodimio, praseodimio, niobio, escandio, gadolinio, erbio, samario y rubidio, del Profesor de la Sorbonne Georges Urbain itrio, iterbio y de varios amigos químicos muestras de otros compuestos. María desarrolló un método eficiente para la detección de radiaciones, consistente en colocar la sustancia a investigar en una placa metálica, enfrentada a otra placa formando un capacitor y usaba su electrómetro para detectar si era posible el paso de una descarga eléctrica a través del aire entre las dos placas. Su eficiencia en el ensayo le permitía estudiar docenas de sustancias.

A la emisión de radiaciones comenzó a llamarla *radiactividad*. Entre las muestras ensayadas encontró que sólo las sustancias que contenían los elementos uranio y torio evidenciaban radiactividad y que la emisión del óxido de torio era más intensa que la del uranio metálico. En cambio, las sustancias que contenían los elementos cerio, niobio o tantalio mostraban muy poca radiactividad.

El 12 de abril de 1898, el Profesor Gabriel Lippmann, leyó su primer trabajo ante la Académie des Sciences ²¹⁶. La publicación del trabajo tuvo una enorme repercusión porque demostraba que la radiación no era provocada por una interacción entre moléculas, ni por átomos que se combinaban

²¹⁶ Sklodowska Curie, M., "Rayons émis par les composés de l'uranium et du thorium.", *Comptes rendus*, T. CXXXVI, (1898), pp. 1101 – 1103.

formando nuevas moléculas, ni por moléculas que adquirirían una nueva configuración, lo que ocurría en las reacciones químicas que van acompañadas por efectos térmicos, sino que la fuente de energía tiene otro origen y debe provenir del mismo átomo sin importar su interacción con otros átomos o con efectos exteriores.

Cuando comenzó a analizar la radiactividad de la pechblenda, un mineral que contiene mayoritariamente dióxido de uranio (UO_2) y que va acompañado de trióxido de uranio (UO_3) y proporciones menores de óxido de plomo, de torio y compuestos de tierras raras, se sorprendió de los resultados que obtuvo. Ellos mostraban que la intensidad de la radiación que emitía era unas cuatro veces mayor que la que correspondería al porcentaje de uranio en la muestra. Pensando en que el resultado era producto de un error, repitió los ensayos hasta una veintena de veces. Algo similar ocurría con las radiaciones que emitía la chalcólita²¹⁷, un mineral que contiene mayoritariamente fosfato de cobre y uranilo [$\text{Cu}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2 \cdot 8 \text{H}_2\text{O}$]. Las opiniones de los colegas consultados coincidían en que los resultados se debían a errores experimentales. Pero los Curie estaban convencidos de la meticulosidad con que María trabajaba, por lo que, en la búsqueda de una explicación, ella sugirió la posibilidad de la existencia de un elemento aún no descubierto, hipótesis nada descabellada ya que en los últimos 30 años se habían descubierto muchos elementos nuevos. Pierre estaba tan entusiasmado con la posibilidad de encontrar un nuevo elemento que dejó para más adelante sus trabajos sobre crecimiento de los cristales para trabajar con María en la comprobación de su hipótesis.

La École Supérieure era una institución destinada a formar especialistas también en Química industrial. El 6 de junio de 1898, los Curie recurrieron al Jefe de Trabajos Prácticos de Química, Gustave Bémont quien diseñó para ellos la marcha analítica que, en el caso de que en la pechblenda hubiera un elemento nuevo, ellos pudieran detectarlo.

Los Curie siguieron la rutina indicada por Bémont. Luego de una tarea sumamente laboriosa en la que excluyeron todos los elementos menos el bismuto que quedaba en solución, se formó un precipitado al que Marie analizó su radiactividad. El grito de ¡*Eureka!* está escrito con letra de ella, resaltada y subrayada, en su cuaderno de laboratorio y una nota que dice: ¡150 veces más activo que el uranio!

Si bien no habían encontrado todavía un método efectivo para separar completamente el material radiactivo del bismuto en la solución, por sucesivas precipitaciones y recristalizaciones fueron comprobando que la radiactividad por unidad de masa aumentaba hasta 400 veces respecto del uranio.

²¹⁷ Hoy se conoce como metatorbernita.

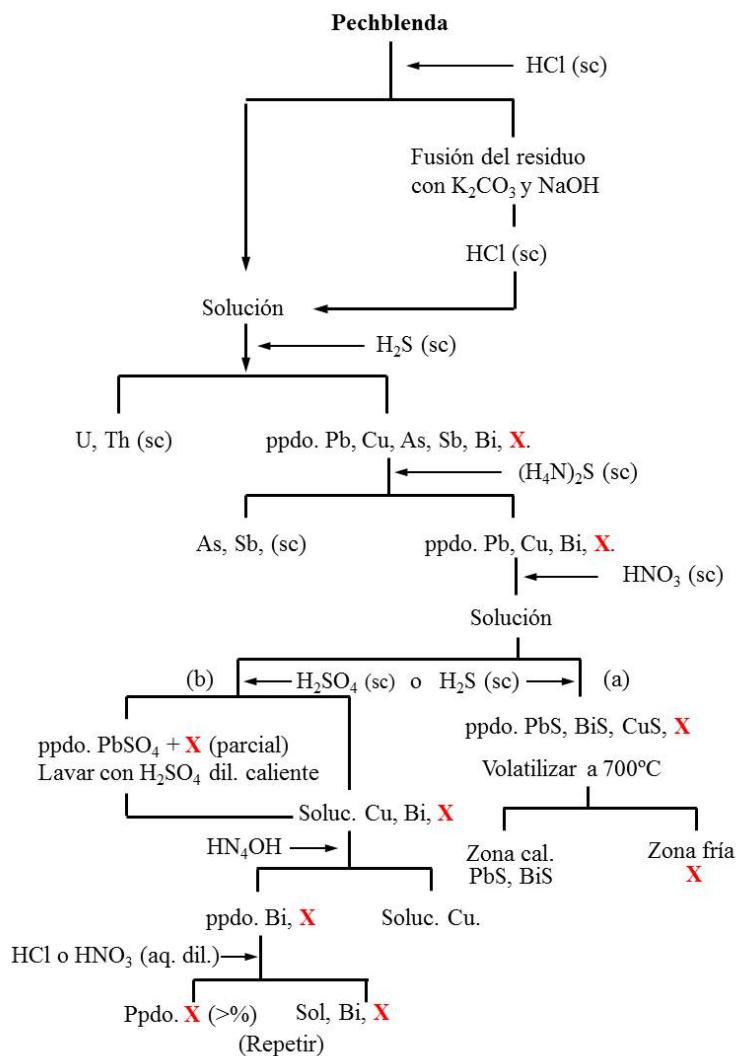


Figura 15.30. Marcha diseñada por G. Bémont para aislar un elemento X presente en la pechblenda.

En la memoria presentada por Becquerel, en nombre de ellos, ante la Académie des Sciences²¹⁸, dice: "Creemos que la sustancia que hemos separado de la pechblenda contiene un metal todavía no identificado, vecino del bismuto por sus propiedades analíticas. Si la existencia del nuevo metal se confirma, proponemos llamarlo *polonio*, el nombre del país de origen de uno de nosotros". El polonio se convirtió así en el elemento N° 84 de la Clasificación Periódica.

Impresionados tanto por el trabajo sobre las propiedades magnéticas del acero como por el descubrimiento del polonio, le otorgaron a María el Premio Gegner, que iba acompañado de 3.800 francos.

Al regreso de sus vacaciones, convocaron a Bémont, para aislar un material que acompañaba a la pechblenda, cuyas propiedades químicas eran parecidas al bario y que presentaba alta radiactivi-

²¹⁸ Curie, P., Sklodowska Curie, M., "Sur une substance nouvelle radio-active, contenue dans la pechblende.", *Comptes rendus*, T. 127, (1898), pp. 175 – 178.

dad. Lograron aislarlo y comprobaron que la muestra era nueve veces más radiactivo que el uranio. Para confirmar que se trataba de un nuevo elemento, se lo enviaron al espectroscopista Eugène Demarçay. El espectro que logró fotografiar Demarçay mostraba una línea clara que era diferente a las de todos los elementos conocidos a esa época, lo que confirmaba que habían descubierto un nuevo elemento. Las sucesivas purificaciones fueron mostrando radiactividades cada vez mayores. En ese trabajo incluyeron a Bémont y fue presentado ante la Académie des Sciences, en nombre de ellos, también por Henri Becquerel²¹⁹. Esta sustancia no precipitaba con sulfuro de hidrógeno, ni con sulfuro de amonio ni con amoníaco. El sulfato era insoluble en agua y en ácidos, el carbonato era insoluble en agua, el cloruro era soluble en agua pero insoluble en ácido clorhídrico concentrado y en alcohol. Esa sustancia, si bien presentaba un comportamiento químico muy similar al bario era fuertemente radiactiva mientras que el bario no lo es. Las primeras muestras obtenidas como cloruro indicaban un radiactividad por unidad de masa unas 60 veces la del uranio metálico. Al disolver el cloruro en agua y precipitar una parte por alcohol, la parte precipitada es muchísimo más radiactiva que la que queda en solución. Sobre esa base, realizaron una serie de fraccionamientos que les permitían obtener cloruros cada vez más radiactivos. Llegaron a obtener así cloruros que eran unas 900 veces más activos que el uranio. Si bien no pudieron continuar con la purificación por falta de sustancia, estimaban que, de poder continuar la purificación la radiactividad continuaría aumentando.

En el trabajo, acompañaron el informe espectrográfico de Eugène Demarçay que marcaba una línea del espectro que no presentaba ningún otro elemento conocido, por lo que todas esas características los llevaban a la convicción de que se trataba de un elemento nuevo, al cual le propusieron dar el nombre de *radio*.

Dado que la nueva sustancia está incluida todavía en una gran proporción de bario, estimaron que al estado puro su radiactividad debe ser enorme. Mientras que para obtener una buena imagen fotográfica con el uranio o el torio se requiere una exposición de muchas horas, con el radio o el polonio, basta una exposición de medio minuto para tener una excelente imagen.

Los rayos emitidos por el polonio y el radio provocan fluorescencia en el platinocianuro de bario, de manera parecida a los rayos Röntgen aunque más débil.

En el final del trabajo, los autores agradecen al Eduard Suess, corresponsal del Institut de France y Profesor de la Universidad de Viena, por su intervención para lograr que el Gobierno austríaco les envíe, a título gratuito, 100 kg de residuos del tratamiento de la pechblenda de Joachimsthal que no contenían uranio pero sí polonio y radio. Ese envío facilitaría mucho el trabajo de investigación.

A fines del siglo XIX estaban bien establecidos y aceptados el primero y el segundo principio de la Termodinámica, por lo que muchos científicos se mantenían incrédulos ante la noticia de que unos microgramos de un elemento se comportase como una fuente prácticamente inagotable de energía. Al no haber disponibilidad de polonio o de radio, científicos que estaban capacitados para reproducir los experimentos de los Curie, estaban materialmente impedidos de hacerlo. Por lo que,

²¹⁹ Curie, P., Sklodowska Curie, M., Bémont, G., "Sur une nouvelle substance fortement radio-active contenue dans la pechblende.", *Comptes rendus*, T. 127, (1898), pp. 1215 – 1217.

además de los incrédulos, muchos científicos de relevancia se mantenían escépticos y otros sólo aceptaban las propiedades radiactivas sólo por la palabra de Becquerel.

Para poder seguir investigando, los Curie se abocaron a la tarea de conseguir pechblenda. A través de investigadores conocidos y de las instituciones científicas francesas, cursaron pedidos a distintos países pero, en general, sólo recibieron ofrecimientos de cantidades mínimas de material radiactivo. El ofrecimiento más grande provino de un miembro de la Inspección Geológica de los Estados Unidos, en el Instituto Smithsonian que les envió quinientos gramos de pechblenda como regalo.

Los Curie creían que entre la cantidad de residuos de una mina de Bohemia (actualmente Jachimov, República Checa) de la que se había extraído todo el uranio, deberían quedar cantidades mínimas de restos con polonio o radio. La gestión del geólogo Eduard Suess, les consiguió inicialmente 100 kg de residuos exentos de pechblenda. Con el argumento de que la posibilidad de encontrar una aplicación técnica podían valorizar esos residuos, que de otro modo había que desecharlos, logró que el Gobierno austríaco aumentase la cantidad a una tonelada, pero los Curie debían hacerse cargo del flete, del que finalmente se hizo cargo un benefactor anónimo²²⁰.

Finalmente los residuos llegaron a París. El problema que subsistía era dónde realizar los experimentos. El Administrador a cargo de los edificios de la Sorbonne, les negó su apoyo. El nuevo Director de la École Supérieure, les concedió a regañadientes un galpón abandonado que antes había sido la morgue de la Escuela de Medicina. Con goteras, ventanas rotas, cañerías herrumbradas era lo menos apropiado para un laboratorio químico, pero a pesar de todo — y no tener alternativa — los Curie aceptaron.

Trabajaron en pésimas condiciones ambientales, inhalando vapores de amoníaco, de sulfuro de hidrógeno y otros tóxicos, para poder obtener una cantidad mínima de radio y determinar cuantitativamente sus propiedades.²²¹

A medida que iban obteniendo algunos miligramos de radio, no sólo lo utilizaban para sus investigaciones sino que les daban a colegas para que pudieran reproducir ensayos o iniciar algunos nuevos.

En el Congreso Internacional de Física del 6 al 12 de agosto de 1900, presentaron un informe completo sobre las sustancias radiactivas. Una abrumadora cantidad de personas, — entre ellas científicos de renombre como Lord Kelvin — los visitaron, para enterarse de las novedades.

A fines de 1900, una empresa francesa ofreció hacerse cargo del proceso de obtención de radio a partir de los residuos de la separación de la pechblenda. André Debierne, que había descubierto el actinio y colaboraba con los Curie en la École Supérieure, fue el encargado de supervisar el proceso. Eso le alivió enormemente el trabajo al matrimonio.

²²⁰ Se dice que fue el Barón Edmond de Rothschild.

²²¹ Wilhelm Ostwald que desde la Universidad de Leipzig dirigía el centro de Físicoquímica más importante del mundo, cuando vio el laboratorio dijo que ni un establo estaba en tan malas condiciones.

En 1901, Pierre Curie y André Debierne, publicaron un trabajo, presentado por Becquerel, donde demostraban que el radio, en presencia de aire, induce la radioactividad en otras sustancias, no así el polonio²²².

A comienzo de 1902, los Curie recibieron un subsidio de 20.000 francos la Académie des Sciences. Con ese dinero pudieron comprar más residuos de pechblenda para extraer de ellos el radio. El 28 de marzo, María creyó haber aislado una masa de radio suficiente como para poder determinar su peso atómico. Se la llevó a Eugène Demarçay y le pidió que la pesara. La radiactividad de la muestra era tan intensa que el equipo eléctrico de Demarçay pareció enloquecer. Luego de varios intentos Demarçay pudo establecer una altísima pureza del radio (prácticamente exento de bario) con una masa de 0,1g.

A partir de esa masa, María pudo dosar como cloruro de plata el cloro contenido en una masa conocida de cloruro de radio anhidro. Como experimento de control determinó el peso atómico del bario mediante el mismo método, los valores obtenidos estuvieron siempre comprendidos entre 137 y 138.

La pureza del cloruro de radio la estableció Eugène Demarçay por espectroscopía.

Los valores del peso atómico del radio presente en el cloruro y exento completamente de bario fueron 225,3, 225,8 y 224,0, con una media de 225 y una incertidumbre de 1 unidad de masa atómica relativa.²²³ (El valor aceptado en la actualidad es 226). Esta era una prueba contundente de que el radio era un elemento nuevo.

El 12 de junio de 1903, María defendió su tesis doctoral en la Universidad de Paris, siendo la primera mujer que obtenía allí ese título. Según el Jurado, "los descubrimientos presentados representan la mayor contribución científica que jamás haya ofrecido una tesis doctoral".

Curiosamente, Pierre Curie que había rechazado premios como la Legión de Honor en Francia, en 1903, aceptó la Medalla Davy de la Royal Society, lo que hace suponer que quería disfrutar unos días de vacaciones en Londres. Ese año, la Académie des Sciences la otorgó el premio La Caze, que incluía la suma de 10.000 francos.

Los Curie habían sido propuestos para el Premio Nobel en 1901 y 1902 por el patólogo Charles Jacques Bouchard (1837 – 1915), miembro extranjero de la Academia sueca, quien en 1904, publicaría con Pierre Curie y Victor Balthazard un trabajo sobre los efectos fisiológicos de las emanaciones del radio²²⁴. En 1903, Cuatro académicos franceses, Henri Poincaré, Gabriel Lippmann, Jean-Gaston Darboux y Éleuthère Mascart, propusieron a Henri Becquerel y a Pierre Curie, para el Premio Nobel de Física, omitiendo a María Sklodowska Curie, a pesar de conocer la importancia del trabajo que ella había realizado con el marido. Cuando la propuesta llegó Stockholm, el matemático

²²² Curie, P., Debierne A., "Sur la radio-activité induite provoquée par les sels de radium.", *Comptes rendus*, T. CXXXII, (1901), pp. 548 – 551.

²²³ Sklodowska Curie, M., " Sur le poids atomique du radium.", *Comptes rendus*, T. CXXXV, (1902), pp. 161 – 163.

²²⁴ Bouchard, C. J., Curie P., Balthazard, V., "Action physiologique de l'émanation du radium", *Comptes rendus*, T. CXXXVIII, (1904), pp. 1384 – 1387.

Magnus Gösta **Mittag**-Leffler, miembro del Comité de selección, le avisó Pierre Curie, de la exclusión de la esposa en la propuesta de los académicos franceses. Si bien, ese año, a ella no la había propuesto nadie, el físico sueco Knut Angstrom opinó que los miembros extranjeros tenían derecho permanente al voto del Comité de Selección. Como a ella, en 1901 y 1902, la había propuesto Bouchard, el Comité convalidó su nominación para el año 1903. Angstrom agregó que los tres científicos habían abierto un nuevo e importante campo de investigación en la Física y que, si bien Rutherford y Soddy habían avanzado más allá que los Curie, éstos seguían teniendo prioridad para la distinción por haber sido los primeros.

Finalmente, el Comité decidió adjudicar el Premio Nobel 1903, 50 por ciento a Henri Becquerel y la otra mitad al matrimonio Curie por los reconocimientos dados más arriba. Si bien el tema de la radiactividad comprendía tanto a la Física como a la Química, el Comité optó por el otorgamiento a la Física, dejando abierta la posibilidad de otorgarlo a la Química si alguna aplicación química de relevancia lo mereciera, tal como luego ocurrió.

Así, cuando los científicos franceses intentaron despojarla de uno, María Sklodowska Curie, se convirtió en la única científica en ganar dos premios Nobel casi por la misma investigación.

Dado el estado de salud de María, los Curie no viajaron a Stockholm. El Premio lo recibió, en sus nombres, el Ministro francés Jean-Baptiste Marchand.

Luego de la distinción, el asedio del periodismo y las invitaciones a banquetes y conferencias fue inevitable, aunque los Curie trataron de esquivar, en lo posible, todos estos eventos. Entre las consecuencias positivas, lograron que las publicaciones periódicas que mostraron las condiciones miserables en las que trabajaban, forzaran a las autoridades de la Universidad de París a crear una cátedra de Física para Pierre, el cargo de Jefa de Trabajos Prácticos para María, el nombramiento de dos asistentes y la adjudicación de un Laboratorio nuevo.

El 6 de diciembre de 1904, un mes después de haber hecho la mudanza al Laboratorio nuevo, María dio a luz a su segunda hija, Ève Denise.

El 19 de abril de 1906, en horas de la tarde, Pierre Curie se despidió de los colegas con quienes había estado y, bajo la lluvia, se dispuso a cruzar la Calle Dauphine. Iba ensimismado en sus pensamientos y en medio de la calzada fue sorprendido por un carro que avanzaba a gran velocidad. Trató de asirse al caballo, el que se encabritó, Curie resbaló y el carro le pasó por encima.

El impacto de la noticia no sólo fue doloroso para María, su familia y sus amigos, sino para la comunidad científica y el público en general.

Pasado un corto período, María Curie se reintegró a sus tareas. Empleaba su trabajo como terapia para dejar de lado su dolor, aunque comenzó a escribir un diario como contándole a Pierre sus emociones.

En 1910, se produjo una vacante en la Académie des Sciences y varios académicos la propusieron para integrarla como miembro. Nunca una mujer había sido miembro de esa Institución. Las discusiones trascendieron los ámbitos académicos para ocupar lugar en los medios de comunicación

y hubo medios conservadores, católicos, chauvinistas, misóginos y antisemitas que recurrieron a cualquier calumnia para descalificarla. El apoyo provino de sobre todo de la prensa liberal y de científicos relevantes como Gabriel Lippmann, Premio Nobel de Física 1908 y otros. A pesar de la campaña en contra, María perdió por un voto, 29 a 28. Llamado a una nueva votación volvió a perder 30 a 28. Después de esa votación hubo otra, en la que también participaron miembros de la Académie Française, para decidir o no la incorporación de una mujer a la Académie des Sciences. Por 90 a 52 votos ganó la postura que consideraba que había que impedir la llegada de cualquier mujer a esa institución durante toda la eternidad. La eternidad duró hasta 1979, en que fue electa como miembro, la matemática y física Yvonne Choquet-Bruhat.

En 1910 Charles Jacques Bouchard, volvió a proponer a María Sklodowska Curie para el Premio Nobel de Química de ese año, el que le fue concedido a Otto Wallach. Fue vuelta a nominar para el Nobel de Química 1911, cuando estalló un escándalo por unas cartas escritas por ella a Paul Langevin, que trascendieron mediante cierta prensa y que llevaron a la esposa de este a amenazarla de muerte.

María Sklodowska Curie, recibió el Premio Nobel de Química 1911. En el discurso de presentación Erik Wilhelm Dahlgren, Director de la Biblioteca Nacional de Suecia y Presidente de la Academia de ciencias sueca, afirmó que la Sra. Curie recibía el Premio Nobel de Química "en reconocimiento al papel que ha desempeñado en el desarrollo de la Química por haber descubierto los elementos químicos radio y polonio, por haber determinado las propiedades del radio y por aislar el radio en su estado metálico puro y, por último, por haber investigado los compuestos de este elemento extraordinario." Explicó que la posibilidad de la transmutación de un elemento en otro había revolucionado la Química y que "la teoría de la inmutabilidad absoluta de los elementos era obsoleta" y que la transmutación buscada por los alquimistas volvió a renacer de manera inesperada y exacta, privada de toda mística y que la piedra filosofal buscada para producir esas transmutaciones ya no era un elixir misterioso, imposible de hallar, sino algo que la ciencia moderna llama *energía*." Dahlgren remarcó las posibles aplicaciones del radio, tanto para la curación de ciertos tipos de cáncer como para el tratamiento contra el lupus. El 11 de diciembre, María Curie, pronunció su discurso "El radio y los nuevos conceptos en Química" en el que también reconoció las contribuciones de Becquerel, Rutherford, Ramsay, Soddy, Debierne, Hahn, Botwold y otros" En su exposición dio entender, mediante ejemplos concretos, que ella no fue una mera asistente de Pierre Curie.

La exposición a tanto material radiactivo incidió notablemente en la salud de María Curie. Además de bajar de peso, comenzó a tener serios problemas renales por lo que estuvo internada en una clínica privada cuyos síntomas se deberían probablemente a una radiotoxemia. Cuando le dieron de alta, estaba tan debilitada que el mero viaje desde su casa hasta la Sorbonne la fatigaba, por lo que se mudó a un departamento cercano a la Universidad.

Cuando recuperó algo la salud, se dedicó a pasear por Europa. Estuvo en Gran Bretaña con su amiga, física y viuda como ella, activista por los derechos de la mujer, Hertha Marks Ayrton. Su hermano, médico le insistía al igual que muchas personalidades polacas, como el escritor Henryk Sienkiewicz, que se instalase en Varsovia, pero ella se negó. Cuando viajaba trataba de hacerlo de incógnito, para evitar la prensa sensacionalista. Sus amigos de París tenían prohibido informar dónde se encontraba. Trató una excelente amistad con Albert Einstein cuando él todavía estaba ca-

sado con Mileva Maric. En marzo de 1913, con sus dos hijas y el matrimonio Einstein, fueron de vacaciones a los Alpes suizos.

Trabajó con Heike Kamerlingh Onnes, del Laboratorio Criogénico de Leyden, investigando las propiedades del radio a bajas temperaturas. Kamerlingh Onnes obtuvo el Premio Nobel de Física 1913, por sus investigaciones sobre las propiedades de la materia a bajas temperaturas, y ya en 1904 había logrado licuar el helio.

Uno de sus logros fue conseguir que el Gobierno francés dispusiera una partida para la construcción y puesta en funcionamiento del Instituto del radio, terminado en 1914, en el que se harían investigaciones sobre Química, Física y Medicina.

Desde 1911, participó en varios congresos Solvay, aunque pidió no exponer en ellos. El de 1927, tuvo como característica distintiva que en él participaron 19 Premios Nobel, entre ellos María Curie.

Las actividades del Instituto del radio, se paralizaron por el estallido de la Primera Guerra y recién se retomaron finalizada la guerra, en 1919. Al estallar la guerra, las hijas de María, de 17 y 10 años de edad, fueron enviadas a L'Arcouest al cuidado de unos amigos de la madre. María quedó en París. en el Instituto del radio, pero el Gobierno francés consideró que el material radiactivo que había allí era un "tesoro nacional", un gramo de radio costaba más de 100.000 dólares, y decidió trasladar el material a Burdeos.

La Guerra provocaba muchos heridos, por lo que María propuso el uso de radiografías móviles cerca de las líneas del frente para auxiliar a los cirujanos. Se interiorizó de los aspectos más importantes de la radiología, anatomía y mecánica automotriz e hizo adquirir equipos móviles de rayos X, dotados de generadores y montados sobre unas camionetas que funcionaban como "ambulancias radiológicas" y así las llamó, aunque el nombre con que se popularizaron fue "*petit Curie*". Fue nombrada Directora del Servicio Radiológico de la Cruz Roja francesa y creó el primer centro de radiología militar de Francia que comenzó a operar a fines de 1914. Bajo su dirección se pusieron operativas veinte unidades móviles de radiografía y en 1915 ya había funcionando otras doscientas unidades radiológicas en hospitales de campaña.

Al finalizar la Guerra, en 1919 publicó sus experiencias en un libro cuyo título es *La radiologie et la guerre*.

En 1921, viajó con sus hijas a los Estados Unidos para recaudar fondos para la provisión de radio para el Instituto. Tuvo una recepción multitudinaria y los diarios, especialmente el New York Times exaltaron en primera plana las propiedades del radio como medio para curar determinados tipos de cáncer. Fue creado el Maria Curie Radium Fund que recaudó fondos para comprar un gramo de radio. En 1921, el Presidente Harding, la recibió en la Casa Blanca y le entregó simbólicamente el gramo de radio recolectado en los Estados Unidos. En ese país recibió nueve doctorados *honoris causa*.

En octubre de 1929, viajó nuevamente a los Estados Unidos para dar un ciclo de conferencias. Allí el Presidente Herbert Hoover, le entregó un cheque por 50.000 dólares destinado a proveer de

radio a la sección del Instituto del radio en Varsovia, cuya piedra fundamental fue colocada en 1925 y que comenzó a funcionar en 1932.

También viajó a otros países dando conferencias en España, Brasil, Bélgica y Checoslovaquia.

Con los años el Instituto del radio fue adquiriendo relevancia internacional. Cuatro de sus científicos lograron el Premio Nobel, entre ellos su hija Irène y su yerno Frédéric Joliot.

Si bien nunca pudo ser miembro de la Académie des Sciences, en 1922, fue electa miembro de la Academia de Medicina de Francia.

Desde 1930 fue miembro del Comité Internacional de Pesos Atómicos de la Unión Internacional de Química Pura y Aplicada (IUPAC por sus siglas en inglés)

Después de su última visita a Polonia, falleció en un sanatorio cerca de Passy, en el Departamento de Haute-Savoie el 4 de julio de 1934, a causa de una anemia aplásica producto de las continuas exposiciones a las radiaciones. Fue enterrada junto a Pierre Curie en el cementerio de Sceaux, a pocos kilómetros al sur de París. En 1995, los restos del matrimonio fueron trasladados al Panteón.

Su hija Ève (1904 - 2007) se destacó como escritora. Se casó con Henry Richardson Labouisse, quien recibió el Premio Nobel de la Paz, otorgado a UNICEF organización de la cual fue su Director. Los seis Premios Nobel otorgados a miembros de la familia Curie motivaron que muchos científicos se refirieran a ellos como "El clan Curie".

15 – 14. Ernest Rutherford y el modelo planetario del átomo.

Al describir los trabajos de Moseley y de otros científicos hicimos referencias tangenciales a Ernest Rutherford. En esta sección haremos una breve reseña de su vida y obra.

Rutherford nació en Nelson, Nueva Zelanda el 30 de agosto de 1871. Fue el cuarto hijo de los doce que tuvieron un constructor de carretas escocés James Rutherford con una maestra de escuela, Martha Thompson. Cursó sus estudios primarios en escuelas públicas y a los dieciséis años ingresó a la escuela secundaria más antigua de Nueva Zelanda, la Nelson Collegiate School. En 1889, ganó una beca para estudiar en la Universidad de Nueva Zelanda, donde comenzó a estudiar en el Canterbury College de Christchurch, completando allí su B.A. en Matemáticas y Física en 1893 y luego de hacer unos trabajos de investigación obtuvo su M.A. en 1894. Ese mismo año, obtuvo una beca para estudiar en el Trinity College de Cambridge, como estudiante investigador en el Laboratorio Cavendish, bajo la tutela de J. J. Thomson. En 1897, obtuvo el B.A. Research Degree y la beca Coutts-Trotter del Trinity College. En 1898, viajó a Canadá para tomar la cátedra McDonald de Física de la Universidad McGill, en Montreal. Retornó a Gran Bretaña en 1907 para hacerse cargo de la Cátedra Langworthy de Física en la Universidad de Manchester y en 1919 sucedió a J. J. Thomson en la Universidad de Cambridge. También presidió el Consejo Asesor del Departamento

de investigación científica e industrial del Gobierno británico, Profesor de Física de la Royal Institution y Director del Laboratorio Mond de la Royal Society en Cambridge.

Sus primeras investigaciones en Nueva Zelanda estaban referidas a las propiedades magnéticas del hierro expuesto a vibraciones de alta frecuencia y constituyeron el tema de su tesis "*Magnetization of Iron by High-Frequency Discharges*"²²⁵. En 1895, publicó el trabajo "*Magnetic Viscosity*"²²⁶ en el que describió un aparato capaz de medir intervalos de tiempo de un cienmillesimo de segundo. Estando en el Trinity College desarrolló un detector de ondas eléctricas de alta frecuencia²²⁷ y publicó con J. J. Thomson un trabajo sobre la acción de una corriente eléctrica a través de un medio gaseoso expuesto a la acción de los rayos X²²⁸. Al año siguiente amplió ese trabajo con dos publicaciones más²²⁹. El 1898, estudió la relación entre la luz ultravioleta y las descargas eléctricas²³⁰. Las investigaciones de Becquerel lo llevaron a experimentar sobre la relación entre las radiaciones emitidas por el uranio y el torio y sus efectos sobre cuerpos electrificados²³¹. Así observó que el uranio emitía dos tipos de radiaciones a las que denominó α y β , siendo las β más penetrantes que las α . Con Robert Bowie Owens, trabajando en la Universidad McGill, estudiaron la "emanación del óxido de torio" y observaron que mientras las radiaciones emitidas por el uranio se mantenían constantes, no ocurría lo mismo con las radiaciones que emitía el óxido de torio²³². Estas radiaciones retienen su radiactividad durante unos minutos y pasan a través de láminas delgadas de diversos metales, pero su intensidad es muy variable y, aparentemente, se debe a las pequeñas corrientes de aire en el ambiente que se producen al abrir o cerrar la puerta del laboratorio. Para ellos, esa emanación se comporta como un verdadero gas²³³. La intensidad de la radiación excitada disminuye a la mitad al cabo de unas once horas de separarla del torio y es más penetrante que los rayos que emiten el uranio, el torio y los derivados radiactivos de la pechblenda, radio y polonio. Cuanto mayor es la emanación producida por el óxido de torio, tanto mayor es la radiactividad inducida. Los resultados experimentales, llevaron a Rutherford a pensar



Ernest Rutherford

²²⁵ Rutherford, E., "Magnetization of Iron by High-Frequency Discharges." *Transactions of the New Zealand Institute*, 1894;27:481 – 513.

²²⁶ Rutherford, E., "Magnetic Viscosity." *Transactions of the New Zealand Institute*, 1895;28:182 – 204.

²²⁷ Rutherford, E., "A Magnetic Detector of Electrical Waves and Some of its Applications." *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1897; ser. A, 189: 1 – 24.

²²⁸ Thomson, J. J., Rutherford, E., "On the Passage of Electricity through Gases exposed to Röntgen Rays". *Phil. Mag.* 42 (1896) pp. 392 – 407.

²²⁹ Thomson, J. J., Rutherford, E., "On the Electrification of Gases exposed to Röntgen Rays and the Absorption of Röntgen Radiation by Gases and Vapours.", *Phil. Mag.* 43, (1897), pp. 241 – 255; "The velocity and Rate of Recombination of the Ions of Gases exposed to Röntgen Radiation.", *Phil. Mag.* 44, (1897), pp. 422 – 440.

²³⁰ Rutherford, E., 'The discharge of electrification by ultraviolet light', *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, (1898), 9, p. 401 – 417.

²³¹ Rutherford, E., "Uranium Radiation and the Electrical Conduction produced by it.", *Phil. Mag.* 47, (1899), pp. 109 – 163.

²³² Rutherford, E., Owens, R. B., "Thorium and Uranium radiation", *Trans. R. Soc. Can.*, 2, (1899), pp. 9 – 12.

²³³ Rutherford, E., "A radioactive Substance emitted from Thorium Compounds.", *Phil. Mag.* ser. 5. 49, (1900), pp. 1 – 14.

la radiactividad inducida debida a los iones positivos producidos por la emanación. Si bien Rutherford estimó que la radiactividad inducida se debe a la deposición de partículas radiactivas de los compuestos de torio y que ello suministraba una explicación general de los resultados observados, la dificultad que se le presentaba era encontrar una razón satisfactoria para que las partículas obtuviesen la carga positiva que presentan, ya que se mueven hacia el electrodo negativo en un campo eléctrico.²³⁴

Convencido que las emanaciones del óxido de torio, "que variaban de una manera caprichosa" no eran otra cosa que un gas, lo bautizaron "thoron" el que resultó ser un isótopo del radón descubierto en 1900 por Friedrich Ernst Dorn.

En 1900, se casó con Mary Georgina Newton, con quien tuvieron una hija, Eileen, que nació en 1901.

En 1900, con Robert Kenning McClung presentaron un trabajo ante la Royal Society en el que describieron las energías requeridas para producir iones gaseosos por el pasaje de rayos X a través de un gas y, a partir del resultado, deducir la cantidad de energía irradiada en un gas por uranio, torio y otras sustancias radiactivas.²³⁵

En 1901, Rutherford publicó un trabajo sobre la influencia de la temperatura en las "emanaciones" de las sustancias radiactivas.²³⁶ El efecto general de la temperatura sobre las "emanaciones" del óxido de torio, fue que cuando se alcanza una temperatura alta, la capacidad de emanación primero aumenta a tres veces esa cantidad, pero luego se anula casi por completo. Otros compuestos de torio, tales como el oxalato, el nitrato y el sulfato, también se examinaron y dieron los mismos resultados generales que el óxido. Pero para estas sustancias, la cantidad de emanación es mucho menor que para el óxido. El óxido de uranio no produce emanaciones notables ni frías ni calientes. En cambio, el calentamiento tiene una gran influencia en la capacidad de emanación del radio, pero tomando las mismas cantidades de material y medido por el poder de ionización, el radio emitió menos emanación que el óxido de torio. Calentando el radio al rojo brillante en un tubo de platino, el efecto aumentó a más de 5000 veces. Dejando enfriar la emanación y repitiendo el experimento al día siguiente, observó que, al rojo vivo, el efecto sólo aumentaba 65 veces. Estos experimentos mostraron que la emanación del radio aumenta enormemente con el aumento de la temperatura; sin embargo, una vez que se calienta al rojo, este gran aumento inicial se destruye en gran medida y no se puede restaurar.

En el mismo trabajo analizó los efectos de la emanación de radio y la radioactividad inducida: Con torio y radio a presión atmosférica y temperatura ambiente, la actividad inducida siempre se

²³⁴ Rutherford, E., "Radioactivity produced in substances by the action of Thorium compounds.", *Phil. Mag.* ser. 5. 49, (1900), pp. 161 – 193.

²³⁵ Rutherford, E., McClung, R.K., "Energy of Röntgen and Becquerel Rays and the Energy required to produce an Ion in Gases.", *Phil. Trans.*, Vol. 196, (1901), pp. 25 – 59.

²³⁶ Rutherford, E., "Einfluss der Temperatur auf die "Emanationen" radioactiver Substanzen", *Physikalische Zeitschrift*, 2, (1901), pp. 429 – 431.

genera en el electrodo negativo. En cambio, por calentamiento la actividad inducida se genera en ambos en proporciones variables, aún con diferencias de potencial de 300 volt.

Comparada con la emanación del torio, la del radio permanece activa durante mucho más tiempo. La emanación del radio pierde su efecto más lentamente que la del torio, mientras que lo contrario se aplica a la actividad inducida.

El efecto de la temperatura sobre el poder de emanación del torio y el radio llevó a Rutherford la conclusión de que la emanación se debe, probablemente, a un proceso químico en el material. Mientras la temperatura no exceda un cierto límite, la capacidad de emanación aumenta y permanece constante mientras la temperatura permanezca constante. Si, por otro lado, la temperatura aumenta por encima de cierto valor, la capacidad de emanación se destruye en gran medida y no se puede restaurar.

En un trabajo publicado en 1901 con Harriet T. Brooks²³⁷, Rutherford describió los esfuerzos para identificar la naturaleza de la "emanación". No pudieron aislar una cantidad apreciable de así como tampoco identificar alguna línea espectral que les permitiera asegurar que se trataba de un nuevo elemento gaseoso. Afirmaron, erróneamente que el "gas" tenía una masa atómica relativa entre 40 y 100. Sin embargo, en el texto afirmaron: "*Por lo tanto, debemos concluir que la emanación es, en realidad, un vapor pesado o un gas*" y en la frase final, vuelven con más convicción a la opción gaseosa *... "experimentos especiales muestran que difunde rápidamente y también que tiene carácter gaseoso"*.

En 1902, Rutherford y Brooks, pudieron mejorar sus dispositivos experimentales y hacer un relevamiento comparativo de las radiaciones emitidas por el uranio, el radio, el torio y el polonio²³⁸.

Mientras Rutherford estaba todavía analizando iones en el Trinity College, Frederick Soddy (1877 – 1956) estaba estudiando mediante una beca en el Merton College de la Universidad de Oxford, donde obtuvo su M.A. en 1898. Trabajó durante dos años en Oxford haciendo investigación en Química y en el año 1900 viajó a Montreal contratado en el Departamento de Química de la Universidad McGill como "Demonstrator".

El primer encuentro entre Rutherford y Soddy los colocó en lados opuestos de una discusión ocurrida en la McGill Physical Society. Mientras Rutherford sostenía que había partículas más pequeñas que los átomos, como los rayos catódicos, Soddy defendía la integridad del átomo químico. Rutherford acababa de publicar su trabajo con Harriet Brooks que indicaba que ciertos elementos, como el torio o el radio podrían sufrir transmutaciones, mientras que Soddy imbuido por los principios de Lavoisier sostenía la imposibilidad de las transmutaciones. No obstante las diferencias de opiniones, Rutherford se dio cuenta de la calidad intelectual de Soddy y lo invitó a unirse a su equipo para ayudarlo en el estudio de la química de las "emanaciones".

²³⁷ Rutherford, E., Brooks, H. T., "The New Gas from Radium", *Trans. R. S. Can. Sec. 3, Serie II*, (1901), pp. 21 - 25. (Harriet Brooks no tenía segundo nombre. Sin embargo en todos sus trabajos incluía una T.)

²³⁸ Rutherford, E., Brooks, H. T., "Comparison of the Radiations from Radioactive Substances.", *Phil. Mag.* IV, Ser. 6, (1902), pp. 1 – 23.



Frederick Soddy

En los 18 meses que trabajaron juntos en McGill, de octubre de 1901 a marzo de 1903, Soddy se convirtió en el colaborador más importante de Rutherford. Juntos presentaron nueve trabajos de investigación, Entre ellos "*The Radioactivity of Thorium Compounds I*"²³⁹ en el que concluyen que el *emanating power* del torio es una propiedad específica de esa sustancia y que el gas emitido era una nueva sustancia de la familia del argón. La consecuencia de estas dos afirmaciones era que el torio se transforma en otro elemento.

Comenzaron a investigar si la fuente directa de la emanación era el torio o algún constituyente del torio.

En ese trabajo puntualizaron que la radiactividad muestra que va acompañada por cambios químicos en el torio caracterizados por una emanación radiactiva, pero cuya actividad va disminuyendo regularmente y concluyeron que esos cambios químicos deben ser de carácter subatómico. Para llegar a estas conclusiones usaron dos tipos de métodos experimentales: un método fotográfico y uno eléctrico. El método fotográfico era, más bien, de tipo cualitativo. En cambio, el método eléctrico les permitía comparar intensidades de radiación mucho más rápidamente y con un error que no excedía del 1 ó 2%. Ambos métodos estaban basados sobre una propiedad que generalmente poseen las radiaciones de ese tipo de producir un gas capaz de descargar electricidad tanto positiva como negativa.

Sus investigaciones los llevaron a descubrir el torio X. Esta era una sustancia químicamente diferente del torio, que obtuvieron en cantidades mínimas pero que era altamente reactiva. El torio X parecía ser la fuente de emanación y la mayor parte de la radiación de torio. En ese tiempo, Rutherford y Soddy creían que el torio X era el constituyente activo del torio y que la radioactividad y el poder de emanación del torio no eran propiedades específicas del átomo de torio. Aceptaron una idea propuesta por primera vez por Crookes, que no conducía a ninguna parte, y solo los resultados de nuevos experimentos los indujeron a abandonarla.

Sus investigaciones los llevaron a descubrir el torio X. Esta era una sustancia químicamente diferente del torio, que obtuvieron en cantidades mínimas pero que era altamente reactiva. El torio X parecía ser la fuente de emanación y la mayor parte de la radiación de torio. En ese tiempo, Rutherford y Soddy creían que el torio X era el constituyente activo del torio y que la radioactividad y el poder de emanación del torio no eran propiedades específicas del átomo de torio. Aceptaron una idea propuesta por primera vez por Crookes, que no conducía a ninguna parte, y solo los resultados de nuevos experimentos los indujeron a abandonarla.

En la parte final del trabajo expresaron: "Solo queda un paso para probar más allá de toda duda que la radioactividad y el poder emanante del torio no son propiedades específicas de la molécula [átomo] de torio ... la preparación de la toria [el óxido de torio] libre de estas propiedades, y en este problema ahora estamos comprometidos". Pero Soddy no logró producir toria libre de radiación.

En enero de 1902, al retomar sus trabajos luego de una breves vacaciones y controlar sus preparaciones de torio y torio X encontraron que el torio que había estado decayendo había comenzado a activarse mientras que la actividad del torio X estaba decayendo hasta quedar casi inactivo. Al efectuar un estudio cuantitativo del decaimiento y la reactivación encontraron que las curvas para el to-

²³⁹ Rutherford, E., Soddy, F., "The Radioactivity of Thorium Compounds I.", *Trans Chem Soc* **81** (1902), 321-350.

torio y el torio X eran complementarias. Luego de considerar soluciones alternativas, como la "inducción de Becquerel" según la cual el torio se activaba por inducción o transferencia de energía del torio X, los resultados les indicaban la ocurrencia de una transmutación atómica: el torio se convertía en torio X a una velocidad definida.

Entonces, en abril, redactaron una segunda memoria y la remitieron al Journal quien la publicó en julio de 1902²⁴⁰.

Mientras que en la primera parte daban los resultados de una detallada investigación sobre la radiactividad de los compuestos del torio que arrojaron luz sobre las cuestiones vinculadas con la fuente de energía disipada por las sustancias radiactivas. En el segundo trabajo el énfasis estaba dado en que la radiactividad muestra que va acompañada por cambios químicos en los cuales aparecen nuevos tipos de materia que se producen continuamente.

La explicación de los resultados obtenidos era que el torio X se produce a partir del torio mediante un cambio químico y lo deja en un estado excitado. Ese exceso de energía es luego radiado.

La actividad residual del torio, que persiste después de la separación el torio X, se podría explicar mediante la hipótesis de que el cambio que da lugar al torio X, produce un segundo tipo de decaimiento de materia extremadamente lento.

La radiactividad sería al mismo tiempo un fenómeno físico a nivel atómico acompañado por un cambio químico en el cual se producen nuevas clases de materia. El átomo se fraccionaría espontáneamente liberando energía.

En la parte final de su trabajo, Rutherford y Soddy analizaron los resultados experimentales para dar una interpretación teórica. En cuanto a sus visiones de la naturaleza de la radiactividad, sostienen que quedó bien establecido que ella es función de determinados átomos y no de las moléculas de las cuales puede formar parte, ya que el uranio y el torio evidencian radiactividad en distintas moléculas en las que están presentes y el uranio también como sustancia simple. Si bien la radiactividad de distintos compuestos de un elemento radiactivo, y en cualquier modo de agregación, se pueden comparar entre sí dando valores diferentes, la intensidad de la radiación parece depender solamente de la masa del elemento radiactivo presente en la muestra. No depende de la fuente de la cual se obtiene el elemento, ni del proceso de purificación al que ese elemento ha sido sometido, siempre que se permita un tiempo lo suficiente para alcanzar un estado de equilibrio.

Al igual que todos los investigadores en el tema de la radiactividad, Becquerel, los esposos Curie, etc., estuvieron de acuerdo en considerar la radiactividad como un fenómeno atómico. Ellos agregaron que el fenómeno atómico va acompañado de un cambio químico en el que se producen nuevos tipos de materia. O sea que su conclusión fue que la radiactividad es una manifestación del cambio químico subatómico.

²⁴⁰ Rutherford, E., Soddy, F., "The Radioactivity of Thorium Compounds I.", *Trans Chem Soc* **81**, (1902), 837 – 860.

La idea de que un átomo químico, en ciertos casos, se rompa espontáneamente con evolución de energía, no es en sí misma contraria a nada que sea conocido de las propiedades de los átomos, ya que las causas que provocan esa ruptura no están entre las que los científicos han aprendido a controlar, mientras que la idea universalmente aceptada sobre la estabilidad del átomo químico se basa únicamente en el conocimiento que poseemos acerca de las fuerzas a nuestra disposición.

Si bien las propiedades del ThX y el UrX se han determinado con cantidades muy pequeñas de material radiactivo esas propiedades químicas no son función del tamaño de las muestras. La existencia de elementos radiactivos en toda la corteza terrestre es un argumento *a priori* en contra de que la radiactividad sea un cambio que sólo se produce en cantidades pequeñas. De los experimentos efectuados no se puede decir nada sobre el mecanismo de los cambios detectados, pero cualquiera sea la visión que se adopte, no parece irrazonable esperar que la radioactividad proporcione los medios para obtener información de los procesos que ocurren dentro del átomo químico.

Un mes después de enviar su segundo trabajo químico a la *Transaction of the Chemical Society*, Rutherford y Soddy enviaron al *Philosophical Magazine* dos trabajos titulados "The Cause and Nature of Radioactivity" que fueron publicados en septiembre y noviembre de 1902 que son versiones abreviadas de los dos anteriores, en el que suprimieron algunas consideraciones químicas, especialmente del primero, y agregaron otras consideraciones físicas.

Al final de la parte II, le agregaron otra sección "Otras consideraciones teóricas". En ella expresaron que se había avanzado lo suficiente para dejar en claro que, en la radioactividad del torio, y por analogía, en la del radio, se observa el efecto de una serie de cambios más complejos, cada uno de los cuales está acompañado por la producción continua de un tipo especial de materia activa. La complejidad del fenómeno da lugar a una cuestión importante sobre la relación fundamental entre los cambios que ocurren y la radioactividad. Hasta entonces se había asumido, como explicación más simple, que la radiactividad está precedida por un cambio químico, ya que los productos poseen cierta cantidad de energía disponible que se disipa con el transcurso del tiempo.

Rutherford y Soddy propusieron una opinión ligeramente diferente que consideraron preferible. La radioactividad podría ser un acompañamiento del cambio químico, la cantidad que produce la sustancia inicial en cualquier momento sería proporcional a la cantidad de producto que se forma. Desde este punto de vista, las radioactividades no separables del torio y el uranio serían causadas por los cambios primarios en los que se producen ThX y UrX. La actividad de ThX sería causada por el cambio secundario que produce la emanación, la actividad de la emanación por un cambio terciario en el cual se produce la materia que causa la actividad excitada, la actividad de este último resultaría de cambios posteriores. La ley del decaimiento de la actividad con el tiempo, se cumpliría en todos los casos, pero en el cambio primario aparece como la expresión de la ley simple de una reacción química, en la cual una sustancia solo se altera a una tasa proporcional a la cantidad que queda.

En el cambio primario, la cantidad que queda es infinitamente grande en comparación con la cantidad que se altera en un intervalo de tiempo breve dt , por lo que la velocidad de reacción parece constante. Este punto de vista ciertamente ofrece una explicación de por qué el poder de emanación

de ThX es proporcional a la radioactividad. Se requerirían determinaciones adicionales y más exactas de la tasa de aumento y decaimiento del poder de emanación para comprobarlo.

En el caso del uranio los cambios, en la medida en que pueden ser seguidos por la radioactividad, parecen estar determinados por lo que causa la actividad del UrX. Es interesante que esta sustancia solo emite rayos catódicos y que continúa haciéndolo durante muchas semanas después que se separa del uranio.

La complementación entre Rutherford y Soddy, si bien fue breve, apenas un año y medio, fue muy fructífera y les permitió publicar otros trabajos muy valiosos²⁴¹.

En la primavera de 1903, Soddy fue a trabajar con William Ramsay en el University College de London, donde descubrieron que al igual que el torio²⁴² el radio producía la emisión de un gas parecido al argón. Investigando los espectros, pudieron comprobar que se trataba de helio²⁴³. Luego, consiguió un puesto de Profesor de Fisicoquímica y Radiactividad en la Universidad de Glasgow, donde investigó propiedades de materiales radiactivos que lo llevaron a enunciar su "Ley del desplazamiento" según la cual, la emisión de una partícula α , provoca que el elemento que la emite retroceda dos lugares en la Clasificación Periódica²⁴⁴. El conjunto de todas esas determinaciones experimentales lo llevaron, en 1913, a formular el concepto de *isótopos*, elementos con diferentes pesos atómicos pero que son indistinguibles en sus propiedades químicas.

En 1922, le fue concedido el Premio Nobel de Química 1921²⁴⁵ por sus contribuciones al conocimiento de la Química de las sustancias radiactivas y sus investigaciones acerca del origen y la naturaleza de los isótopos".

Frederick Soddy falleció el 22 de septiembre de 1956.

Rutherford continuó sus investigaciones en la Universidad McGill hasta 1907, produciendo una gran cantidad de trabajos²⁴⁶ que fueron ratificando que la radiactividad va acompañada por desinte-

²⁴¹ "Note on the condensation points of thorium and radium emanations.", *Proc. Chem. Soc.*, (1902), pp. 219 – 20; "The Radioactivity of Uranium-", *Phil. Mag.*, Ser. VI, (1903), pp. 441– 445; "A Comparative Study of the Radioactivity of Radium and Thorium.", *Phil. Mag.*, Ser. VI, (1903), pp. 445 – 457; "Condensation of the Radioactive Emanations.", *Phil. Mag.* Ser. VI, (1903), pp. 561 –76; "Radioactive Change.", *Phil. Mag.*, Ser. VI, (1903), pp. 576 – 91.

²⁴² **Rutherford, E., Soddy, F.**, "The Cause and Nature of Radioactivity", *Phil. Mag.*, Vol. IV, Ser. 6, (1902), p. 581.

²⁴³ **Ramsay, W., Soddy, F.**, "Experiments in radioactivity, and the production of helium from radium", *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 72, (1903 – 1904), pp. 204 – 207; "Further Experiments on the Production of Helium from Radium", *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 73, (1904), pp. 346 – 358.

²⁴⁴ **Frederick Soddy**, "The Radio Elements and the Periodic Law", *Chem. News*, No. 107, (1913), pp. 97–99. También se la suele llamar "Ley de Fajans y Soddy", porque fue encontrada independientemente por Kazimierz Fajans el mismo año. **K. Fajans**, "Die radioaktiven Umwandlungen und das periodische System der Elemente". *Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft*, No. 46, (1913), pp. 422 – 439.

²⁴⁵ En 1921, en el proceso de selección, el Comité de Química para el Premio Nobel, decidió que ninguno de los nominados para el premio de ese año cumplía el criterio establecido en el testamento de Alfred Nobel. De acuerdo con los estatutos de la Fundación Nobel, en ese caso, el Premio se podía reservar hasta el año siguiente. Por la aplicación de ese criterio, Soddy recibió el Premio Nobel 1921 un año después, en 1922.

gración de los elementos, lo que echaba por tierra el concepto de que los átomos son indivisibles, indestructibles e increables. La evidencia experimental mostró que él había producido una verdadera "revolución científica".

En 1907, Rutherford fue nombrado Professor en la Universidad de Manchester. Allí incorporó a Hans Geiger a su equipo y a otros investigadores jóvenes, como Thomas Royds, Harold Robinson, John Mitchell Nuttal, Ernest Marsden, James Chadwick, Henry Moseley y Niels Bohr.

Con Johannes Wilhelm Geiger (1882 – 1945), a quien llamaban afectuosamente "Hans", desarrollaron un contador que permitía detectar las partículas emitidas por las sustancias radiactivas. Este dispositivo, — que fue la base del contador diseñado por Geiger en 1912²⁴⁷ — les permitió contar el número de partículas α presentes en una muestra de un gramo de radio²⁴⁸.

Rutherford había propuesto el nombre de rayos α para las emisiones débilmente desviadas de las sustancias radiactivas para diferenciarlas de los rayos β muy desviados en campos magnéticos y eléctricos y de comportamiento similar a los rayos catódicos. Cuando en 1900, Paul Ulrich Villard (1860 – 1934)²⁴⁹ descubrió que el radio emitía una radiación muy penetrante capaz de atravesar una capa de vidrio de 1 cm de espesor y aún una de plomo de 0,3mm de espesor, Rutherford eligió llamarla "rayos γ ".

El número total de partículas emitidas por 1 gramo de radio había sido estimado por Rutherford midiendo la carga transportadas por las partículas a expulsadas de una cantidad conocida de radio cuya forma era de una película delgada. Sobre la base de la suposición de que cada partícula α tiene una carga de $3,4 \times 10^{-10}$ u.e.s.q. llegó a la conclusión que 1 gramo de radio emite 6,2 partículas α por segundo y 4 veces esa cantidad cuando está en equilibrio radiactivo con sus 3 productos, a saber, la emanación, el radio A y el radio C. A fin de compatibilizar el valor de la carga específica encontrada para la partícula α , con la esperada para el átomo de helio, propuso que la partícula α transportaba una carga igual a $2e$.²⁵⁰ Sobre la base de esta suposición el número de partículas α emitidas por segundo y por gramo de radio se reduce a la mitad de lo que previamente había estimado. Rutherford consideró que si se pudiera determinar directamente el número de partículas α emitidas por una cantidad definida de material radiactivo, se podría conocer la carga transportada por cada partícula midiendo la carga positiva total transportada por todas las partículas α . De esta manera se podría dilucidar si una partícula α transporta una carga e o $2e$ y corroborar si esa partícula es, realmente, un átomo de helio.

²⁴⁶ Ver Chadwick, J., (1962): *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, 3 Vols. Interscience, (Willey), New York.

²⁴⁷ Geiger J. W., "Über eine einfache Methode zur Zählung von α - und β -Strahlen" (Sobre un método simple para contar rayos α y rayos β), *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, **15**, (1913), pp. 534-539.

²⁴⁸ Rutherford, E., Geiger, J. W., (1908), An Electrical Method of Counting the Number of Alpha Particles from Radioactive Matter, *Manchester Lit. and Phil. Soc., Mem.*, IV:**52**:9; pp.1-3.

²⁴⁹ Villard, P., "Sur le rayonnement du radium.", *Comptes rendus*, T. CXXX, (1900), pp. 1178 – 1179.

²⁵⁰ Rutherford, E., "The Mass and Velocity of the α particles expelled from Radium and Actinium.", *Phil. Mag.*, Vol. XII, Ser. 6, (1906), pp. 348 - 371.

Con la ayuda de un microscopio, no sería muy difícil contar el número de destellos que ocurren por segundo en una pantalla de área conocida cuando se expone a una fuente de rayos α . La duda que surgió fue si cada partícula α produce un destello, ya que es difícil asegurarse que el sulfuro de cinc sea homogéneo a través de toda la superficie. No se podía confiar en ese método en tanto no se pudiese mostrar que el número obtenido coincide con otro método independiente que no involucre tales obvias incertidumbres.

Desde hacía algunos años se conocía que, por métodos refinados, se podía detectar a una partícula α midiendo la ionización que produce en su trayectoria. Si se supone que una partícula α transporta una carga e , Rutherford encontró que la partícula α emitida por el radio produce 86.000 iones en su trayectoria en el aire hasta detenerse. Pero si se considera que la carga es $2e$, ese número se reduce a la mitad. Consecuentemente, si la partícula α pasa a través del aire donde se ha establecido un fuerte campo eléctrico, la cantidad total de electricidad transferida a los electrodos es $43.000e$. Tomando $e = 3,4 \times 10^{-10}$ u.e.s.q., esa carga correspondería a $1,46 \times 10^{-5}$ u.e.s.q. Esa carga se podría detectar con un electrómetro sensible o un electroscopio sensible, aunque la determinación iría acompañada por múltiples dificultades.

Entre 1901 y 1903, Townsend había publicado varios trabajos mostrando las condiciones bajo las cuales se pueden producir iones por colisión entre un gas neutro y moléculas en un campo eléctrico muy intenso. Este efecto es más notorio si los gases están a unos pocos torricelli de presión. En su experimento para detectar una única partícula α , Rutherford y Geiger lo dispusieron para que el material radiactivo pudiese emitir partículas α a través de un gas a muy baja presión expuesto a un campo eléctrico cuya intensidad esté ligeramente por debajo de la que comienza a provocar descargas. De esta manera, la pequeña ionización que produce una sola partícula α que pasa a través del gas puede magnificarse varias miles de veces. La súbita corriente a través del gas debida a la entrada de una partícula α al recinto de ensayos aumenta lo suficiente para dar un movimiento fácilmente mensurable de la aguja de un electrómetro.

Luego de diseñar el equipo para la detección de las partículas α ²⁵¹, efectuaron la detección de partículas α emitidas por el uranio y sus productos de desintegración, así como las emitidas por el torio y el actinio.

Ellos encontraron que la magnitud del efecto eléctrico debido a una partícula α depende del voltaje empleado y puede variar dentro de límites muy amplios. Comprobaron que el método eléctrico empleado es apropiado para contar las partículas α emitidas por todo tipo de materia activa que emite rayos α . Usando radio C como fuente de rayos α , el número total de partículas α emitidas por un gramo en un segundo fue contado con gran precisión y fue de $3,4 \times 10^{10}$. Este valor medio fue el mismo para todos los derivados del radio. También comprobaron que cada partícula emitida provoca un solo destello sobre la pantalla de sulfuro de cinc colocada apropiadamente en el microscopio utilizado para su observación, lo que asegura la precisión en el resultado, y que la distribución de las partículas en el tiempo cumple con las leyes de la probabilidad.

²⁵¹ Rutherford, E, Geiger, J. W., "An electrical method of counting α -Particles from Radio-active Substances", *Proc. Roy. Soc.*, **A81**, (1908), pp. 141 – 161.

También comprobaron que, adecuando la condiciones, mediante su método sería posible detectar una partícula β y, en consecuencia, contar directamente el número de partículas β emitidas por sustancias radiactivas.

Una vez determinado el número de partículas emitidas por unidad de masa y por unidad de tiempo, en el trabajo presentado unos días después²⁵², midiendo la carga total transportada por las partículas α que una masa de radio conocida emite en un segundo, pudieron conocer la carga eléctrica transportada por partícula cada partícula α . Mediante dos series de experimentos en un dispositivo armado especialmente para ese fin, encontraron que, para el radio C, el valor medio de los resultados de las dos series de experimentos fue de $9,3 \times 10^{-10}$ u.e.s.q. Luego comprobaron que las partículas α emitidas por todas las sustancias radiactivas conocidas tienen ese mismo valor medio de sus cargas eléctricas. Los valores para la carga de e , fueron $3,4 \times 10^{-10}$ por J.J. Thomson, $3,1 \times 10^{-10}$ por H. A. Wilson y $4,06$ por R.A. Millikan. Por lo tanto, la carga eléctrica transportada por una partícula α estaría comprendida entre $2e$ y $3e$.

Estos resultados llevaron a Rutherford a estimar que la carga del electrón obtenida por los científicos mencionados era algo pequeña. Por eso hizo una evaluación indirecta de sus propios resultados considerando la energía cinética de una partícula α al ser desviada en un campo eléctrico y extrapolando el valor de la carga que transporta 1 gramo, encontró un valor de $9,1 \times 10^{-10}$.

También intentaron deducir la carga de e a partir de los valores experimentales publicados por Bertram Borden Boltwood²⁵³, sobre la vida media del radio, lo que les daba el valor medio de $4,1 \times 10^{-10}$ u.e.s.q. También probaron obtener el valor de e a partir de la hidrólisis del agua y a partir de la deflexión de las partículas α , en un campo magnético, encontrando que la carga eléctrica tiene un valor más próximo a $2e$ que a $3e$. Luego establecieron que la masa atómica relativa de la partícula α es 3,88 un valor bastante próximo al del helio, 3,93.

En 1908, Rutherford fue distinguido con el Premio Nobel de Química "Por sus investigaciones sobre la desintegración de los elementos y la Química de las sustancias radiactivas". Su conferencia Nobel fue "The Chemical Nature of the Alpha Particles from Radioactive Substances.

Por sugerencia de Rutherford, Hans Geiger y el estudiante Ernest Marsden, probaron una modificación del método de conteo de partículas alfa desarrollado por Geiger.²⁵⁴ El objetivo del experimento era investigar (I): la relativa proporción de reflexión sobre diferentes metales, (II) la relativa proporción de reflexión sobre un mismo metal de diferentes espesores y (III) la fracción de las partículas α incidentes que era reflejada.

²⁵² **Rutherford, E, Geiger, J. W.,** "The Charge and Nature of the Alpha Particle", *Proc. Roy. Soc.*, **A81**, (1908), pp. 162 – 173.

²⁵³ **Boltwood, B. B.,** "On the Life of Radium.", *Amer. Journ. Sci.*, CLXXV, Ser. 4, (1908) pp. 493 – 506. En 1905, Boltwood descubrió un elemento nuevo al que bautizó *ionium*. Actualmente es el isótopo 230 del torio. Rutherford agregó el ionium a los elementos, uranio, radio, actinio y torio, para la elucidación de la masa y la carga de las partículas α .

²⁵⁴ **Geiger, J. W., Marsden, E.,** "On a Diffuse Reflection of the α -Particles.", *Proceedings of the Royal Society of London*, A 82, 557, (1909), pp. 495 – 500.

Dado que el porcentaje de radiación reflejada era muy pequeño, se requería emplear una fuente muy intensa de partículas α , por lo que emplearon como material radiactivo unos 20 mg de RaBr_2 a muy baja presión, lo que permitía detectar nítidamente los diferentes rangos de partículas emitidas por los tres productos (emanación, radio A y radio C)

En su experimento prepararon un pequeño tubo de vidrio cónico (AB) que contenía el RaBr_2 , y su apertura fue sellada con mica (Fig. 15.31). El espesor de la mica era equivalente a 1 cm de aire, de modo que las partículas α pudieran atravesar fácilmente. Este fue su emisor de partículas alfa. Ellos montaron una placa de plomo (P), detrás de la cual colocaron una pantalla fluorescente de sulfuro de cinc (S). Luego posicionaron el tubo conteniendo radio en el otro lado de la placa de tal manera que las partículas alfa que emitía no pudiesen impactar directamente sobre la pantalla. Al hacer funcionar el dispositivo, observaron que se producían algunos destellos en la pantalla. Ellos se debían a que algunas partículas alfa evitaban la placa de plomo rebotando en las moléculas de aire. Al colocar una delgada lámina metálica de metal (R-R) a 1 cm del extremo del tubo, al costado de la placa de plomo, observaron la producción de más centelleos en la pantalla, debido a que las partículas alfa estaban rebotando en la lámina.

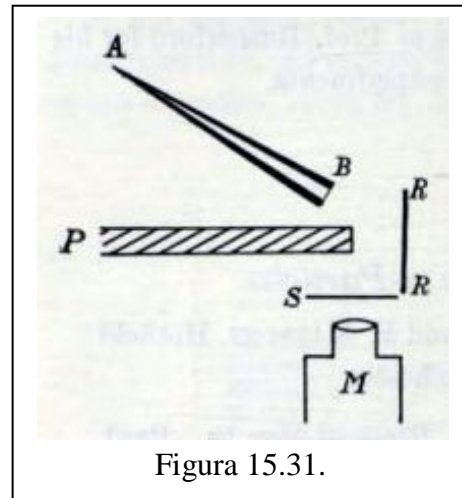


Figura 15.31.

Colocando diversas láminas reflectoras todas en la misma posición, mediante un microscopio M de baja potencia, pudieron contar el número de destellos por minuto y por milímetro cuadrado.

Si bien el número de partículas reflejadas por las láminas podía diferir según el ángulo de incidencia, en la disposición que ellos adoptaron no encontraron diferencias significativas debido a los distintos ángulos de incidencia.

Los resultados mostraron que, para un mismo espesor, el número de destellos disminuye con el número atómico (la excepción fue con el plomo debido a las impurezas que acompañaban usualmente al ese metal).

Los mejores resultados de la reflexión en función del espesor del metal, los obtuvieron con el oro, ya que la maleabilidad de ese metal es tal que pudieron emplear hasta 30 láminas de oro adosadas, cada una de las cuales era equivalente a 0,4 mm de aire. El registro creciente de las reflexiones con el número de láminas demostró que no son un mero fenómeno superficial sino que involucra a toda la masa.

Al tomar en cuenta la elevada velocidad y la masa de la partícula α , se sorprendieron de que tales partículas pudieran rebotar contra una lámina de 6×10^{-5} cm de espesor con ángulos de 90° y aún mayores, ya que para producir un efecto similar mediante un campo magnético, se requeriría un enorme campo de 10^9 unidades absolutas.

Debido a las dificultades para estimar correctamente el número de partículas α que emergían del tubo y de la presencia de tres fuentes distintas en el tubo, emanación, radio A y radio C, usaron como fuente radiante radio C, depositado sobre una placa de pequeñas dimensiones. (Figura 15.32).

Las partículas α incidían sobre una lámina de platino (R) de aproximadamente 1 cm^2 de área con un ángulo de 90° . Las partículas reflejadas sobre la pantalla de sulfuro de cinc (S), eran contadas con un pequeño microscopio.

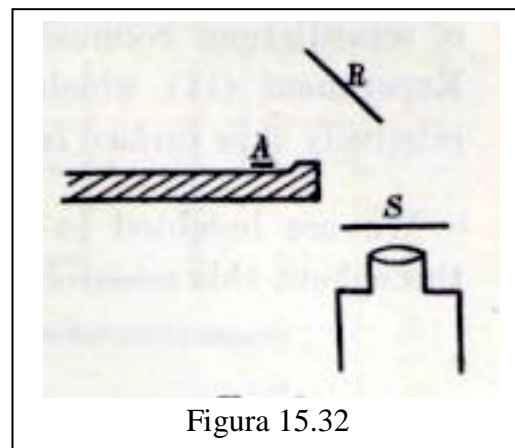


Figura 15.32

No encontraron diferencias significativas en el número de partículas reflejadas debidas a los distintos ángulos de incidencia.

La cantidad de radio C depositada sobre la placa fue determinada por la actividad de los rayos γ que emitía. Suponiendo que $3,4 \times 10^{10}$ partículas eran expulsadas por segundo de una masa de radio C equivalente a 1 g de radio, pudieron determinar el número de partículas α que, por segundo, emitía el material sobre la placa A. También les resultó fácil calcular en número de partículas α incidentes sobre la lámina de platino ya que conocían la distancia de la placa y la superficie de la lámina. Para encontrar el número de partículas α reflejadas, supusieron que estaban distribuidas uniformemente alrededor de una semiesfera con el medio de la lámina como centro.

Tres determinaciones diferentes mostraron que de las partículas α incidentes en esas condiciones alrededor de 1 cada 8000 era reflejada.

Rutherford fue afinando con Geiger el método de contar las partículas α a partir de los destellos que produce el impacto de esas partículas sobre una pantalla de sulfuro de cinc²⁵⁵. Mediante este método pudieron determinar que el número de partículas α que emite el uranio por gramo y por segundo es $2,37 \times 10^4$, (el valor calculado teóricamente era de $2,32 \times 10^4$). También encontraron buena concordancia en el número de partículas que emite el torio por gramo y por segundo, $2,7 \times 10^4$ con los valores teóricos. Además, comprobaron que la hipótesis de Boltwood, que el uranio emite dos partículas α por cada uno de sus productos de decaimiento, es correcta.

El dispositivo también les permitió calcular la producción de helio, por gramo y por año del uranio, del torio y del mineral de uranio.

En 1911, publicó un trabajo²⁵⁶ en el que expresó que las reflexiones de las partículas α y β , emitidas por el uranio, el radio el torio y el actinio, obtenidas mediante los experimentos de Geiger y Marsden en 1909 y por él mismo con la colaboración de Geiger en 1910, lo llevaron a la conclusión

²⁵⁵ Rutherford, E., Geiger, J. W., "The number of a Particles emitted by Uranium and Thorium and by Uranium Minerals.", *Phil. Mag.*, Vol. XX, Ser. 6, (1910), pp. 691 – 704.

²⁵⁶ Rutherford, E., " The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom.", *Phil. Mag.*, Vol. XXI, Ser. 6, (1911), pp. 669 – 688.

que esas reflexiones no siguen las leyes ordinarias de la probabilidad. En cambio, concluyó que la deflexión de una partícula α en un ángulo tan grande se debe a un encuentro con una elevada carga eléctrica, ya que en la gran mayoría de los casos la probabilidad de un segundo encuentro para producir una deflexión tan grande debía ser extremadamente pequeña. A partir de estas ideas, un simple cálculo le demostró que el átomo debe ser asiento de un campo eléctrico muy intenso para producir una deflexión de gran magnitud en un solo encuentro.

Entonces, analizó teóricamente el caso de un átomo conteniendo una carga $\pm Ne$ en su centro, rodeado de una esfera de electrificación con una carga $\mp Ne$ distribuida uniformemente en una esfera de radio R . También supuso que para distancias menores a 10^{-12} cm, tanto la carga central como la de la partícula α incidente, pueden considerarse puntuales.

Analizó las interacciones eléctricas y el potencial generado, de los que dedujo conclusiones matemáticas que pudo comparar con los datos experimentales de Geiger y de Marsden. Las comparaciones le mostraron que:

a) En el trabajo de Geiger y Marsden de 1909, una de alrededor de 8000 partículas α emitidas por el radio C sobre una lámina de platino son reflejadas hacia la dirección de incidencia. Esta fracción la dedujeron sobre la base de la suposición de que las partículas α son emitidas uniformemente en todas las direcciones, las observaciones fueron hechas para una deflexión de alrededor de 90° . Si bien la forma del experimento no era muy adecuada para cálculos de precisión, de los datos disponibles, se podía corroborar que la dispersión observada es esperable de la teoría de que el átomo de platino tiene una carga central de alrededor de $100e$.

b) En sus experimentos sobre este tema, Geiger y Marsden dieron el número relativo de partículas α reflejadas difusamente por láminas delgadas de diferentes metales, bajo condiciones similares. Considerando las dificultades experimentales, la concordancia con la hipótesis de la carga positiva del átomo concentrada en un punto era bastante buena. Además el efecto de la reflexión era mucho más marcado cuando la lámina era de un metal de alto peso atómico que cuando la lámina era de un metal de bajo peso atómico.

c) Geiger demostró que, para un determinado átomo, el ángulo más probable de deflexión es prácticamente proporcional a su peso atómico y que eso es válido para todos los elementos ensayados entre el oro y el aluminio.

Al analizar la posible interacción entre la partícula α y los electrones, teniendo en cuenta que la masa, el momentum y la energía cinética de una partícula α es muy grande respecto de los valores de esas magnitudes de un electrón en movimiento, no parece posible, por consideraciones dinámicas, que una partícula α pueda ser desviada un ángulo grande al aproximarse a un electrón, aún si este está en rápido movimiento y constreñido por fuerzas eléctricas intensas. Rutherford aclaró que si bien la probabilidad de una deflexión por un electrón con un ángulo grande no es cero, debe ser pequeñísima comparada con la debida a la carga central del átomo.

La correlación entre la hipótesis de Rutherford y los resultados de los experimentos de Geiger y Marsden si bien era interesante, podría dar lugar a muchas objeciones. Por ello Rutherford les encargó a sus ayudantes, que diseñaran un conjunto de experimentos destinados a

- 1) Establecer la variación de la dispersión con el ángulo.
- 2) La variación con el espesor del material dispersante.
- 3) La variación con el peso atómico del material dispersante.
- 4) La variación con la velocidad de las partículas α incidentes.
- 5) La fracción de partículas dispersadas a través de un ángulo definido.

Geiger y Marsden aceptaron el desafío aun sabiendo las dificultades que debían enfrentar, la principal surgía de la necesidad de emplear una fuente muy estrecha de partículas a debido a la pequeñez del efecto dispersante. Todas las mediciones fueron llevadas a cabo mediante la observación de los destellos de las partículas α sobre una pantalla de sulfuro de cinc y en el curso de los experimentos fueron contadas más de 100000 centelleos.

Los resultados experimentales obtenidos por Geiger y Marsden, estuvieron de acuerdo con la hipótesis formulada por Rutherford. Ellos los resumieron así:

(1) el número de partículas α que emergen de una lámina de dispersión en un ángulo ϕ con el haz original varía como $1/\sin^4\phi/2$, cuando las partículas α se cuentan en un área definida a una distancia constante de la lámina. Esta relación ha sido probada para ángulos que varían de 5 grados a 150 grados, y en este rango el número de partículas α varió de 1 a 250,000 en buena concordancia con la teoría.

(2) El número de partículas α dispersas en una dirección definida es directamente proporcional al grosor de la lámina dispersante para espesores pequeños. Para espesores grandes, la disminución de la velocidad de las partículas α en la lámina produce un aumento algo más rápido en la cantidad de dispersión.

(3) La dispersión por átomo de láminas de diferentes materiales varía aproximadamente como el cuadrado de su peso atómico. Esta relación fue probada para láminas de pesos atómicos desde el del carbono hasta el del oro.

(4) Para una lámina dada, la cantidad de dispersión es aproximadamente inversamente proporcional a la cuarta potencia de la velocidad de las partículas α incidentes. Esta relación se probó en un rango de velocidades tal que el número de partículas dispersas varió como 1:10.

(5) Los experimentos cuantitativos muestran que la fracción de partículas α emitida por el Ra C, que se dispersa en un ángulo de 45 grados en una lámina de oro de espesor equivalente en aire a 1cm ($2,1 \times 10^{-5}$ cm) es $3,7 \times 10^{-7}$ cuando las partículas dispersas se cuentan en una pantalla de 1 mm cuadrado colocada a una distancia de 1 cm de la lámina de dispersión. A partir de esta figura y

los resultados anteriores, se puede calcular que el número de cargas elementales que componen el centro del átomo es igual a la mitad del peso atómico.

La teoría de la existencia de un núcleo atómico, fue la mayor contribución de Rutherford a la Ciencia.

Durante su estadía en Manchester, Rutherford publicó 73 trabajos de investigación unos cuantos en colaboración con sus ayudantes. Además de los trabajos sobre las propiedades de los materiales radiactivos y las radiaciones, en 1914, al estallar la Primera Guerra Mundial, Rutherford se abocó al estudio de los métodos acústicos para detectar submarinos.

En 1919, fue contratado por la Universidad de Cambridge como Director del Laboratorio Cavendish, lugar donde trabajó hasta su deceso. En esa institución reemplazó a J. J. Thomson y bajo su dirección la calidad de sus trabajos y la de sus ayudantes, mantuvo en alto el prestigio internacional del Laboratorio. Vale mencionar que bajo la dirección de Rutherford, en 1920 Edward Victor Appleton comenzó a trabajar como asistente experimentador de Física y que en 1924 comenzó a investigar la existencia de la ionósfera, investigaciones por las cuales recibió el Premio Nobel de Física 1947 "Por sus investigaciones sobre la Física de la atmósfera superior, especialmente por el descubrimiento de la llamada capa Appleton". Con Rutherford también trabajó James Chadwick quien en 1932 pudo individualizar al neutrón, por lo que obtuvo el premio Nobel de Física 1935 "por el descubrimiento del neutrón". Thomas Sinton Walton comenzó a investigar en el Laboratorio Cavendish en 1927 y John Douglas Cockroft al año siguiente y en 1932, ambos realizaron un experimento en el que bombardearon litio con protones artificialmente acelerados obteniendo He. En ese trabajo, además de producir la primera transmutación artificial, se comprobó por primera vez la fórmula de Einstein $E = mc^2$. Ambos fueron galardonados con el Premio Nobel de Física 1951 "por sus trabajos pioneros sobre la transmutación de núcleos atómicos mediante partículas atómicas aceleradas".

No podemos dejar de mencionar que, entre 1912 y 1913, Niels Bohr integró el equipo de Rutherford en Manchester, trabajando con Geiger y Marsden sobre la dispersión de las partículas α , donde fue generando su propio modelo atómico.²⁵⁷

Además de las investigaciones realizadas por los investigadores del Laboratorio Cavendish, durante su estancia en Cambridge Rutherford publicó 39 trabajos de investigación.

Los últimos años de su vida, lo caracterizaron por un estado de tristeza debido al fallecimiento de su hija Eileen a los 30 años.

²⁵⁷ A principios de 1913, Bohr le envió a Rutherford sus ideas acerca de la constitución del átomo en un resumen que tituló "On the Constitution of Atoms and Molecules (Part 1)" pidiéndole la opinión y las sugerencias de corrección. Rutherford le contestó con una carta en la que escribió: "Sus ideas sobre el modo en que se origina el espectro [del hidrógeno] son muy ingeniosas y parecen funcionar muy bien, pero la mezcla de las ideas de Planck con la vieja Mecánica, hacen muy dificultoso formarse una idea acerca de cuál es la base de todo eso ... Veo una grave dificultad ... ¿Cómo decide el electrón a qué frecuencia va a vibrar al pasar de un estado estacionario a otro? Una buena pregunta, sin duda.

Rutherford falleció el 19 de octubre de 1937 y sus restos descansan en la Abadía de Westminster, donde también se encuentran los restos de Isaac Newton y de Lord Kelvin.

A lo largo de su carrera recibió muchos honores. Fue nombrado Caballero del Imperio Británico en 1914. En 1916, la Royal Society de New Zealand, le otorgó su máxima distinción, la Medalla Hector, entre 1925 y 1930 fue Presidente de la Royal Society of London. En 1931, fue nombrado Baron Rutherford of Nelson of Cambridge.

Bibliografía

Académie des Sciences, (1889): *Notice sur les Travaux Scientifiques de M. Henri Becquerel*, Gauthier-Villars et Fils, Paris.

Beiser, A., (1968): *Conceptos de Física moderna*, McGraw – Hill, Madrid.

Bragg, G. M. Caroe, (1978): *William Henry Bragg, (1862 – 1942), Man and Scientist*, Cambridge University Press, Cambridge.

Brian, D., (2007): *El clan Curie*, Editorial El Ateneo, Buenos Aires.

Chadwick, J., (2014): *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, 3 Vols. Routledge Library Editions: 20th. Century Science, London.

Feynman, R., Leighton, R. B., Sands, M., (1987): *Mecánica Cuántica*. Addison – Wesley, Naucalpán (México).

Glasser, O., Boveri, M., (1931): *Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen*, Springer. Berlin.

Jaffe, B., (1971): *Moseley and the Numbering of the Elements*, Doubleday & Co., Garden City, New York.

John MacIntire, “Experiments with Röntgen rays”, *Nature*, 53, 614 (1896).

Kaufmann, G. B., (Ed.), (1986): *Frederick Soddy (1877 – 1956), Early Pioneer in Radiochemistry*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.

Rutherford, E., (1913): *Radioactive Substances and their Radiations*, Cambridge University Pres, Cambridge.

Segré E., (1980): *From X-rays to Quarks, Modern Physicists and Their Discoveries*, W. H. Freeman and Company, San Francisco.

Semat, H., (1962): *Física atómica y nuclear*. Editorial Aguilar. Madrid.

Skłodowska Curie, M., (1904): *Recherches sur les Substances Radioactives*, 2^e. édition, Gauthier - Villars, Imprimeur - Libraire, Paris.

Wichmann, E. H., (1972): *Física Cuántica Berkeley Physics Course*. Vol. 4, McGraw- Hill. New York.

XVI. EL CUANTO DE ACCIÓN EN ACCIÓN.

16 – 1. Ley de Stefan - Boltzmann

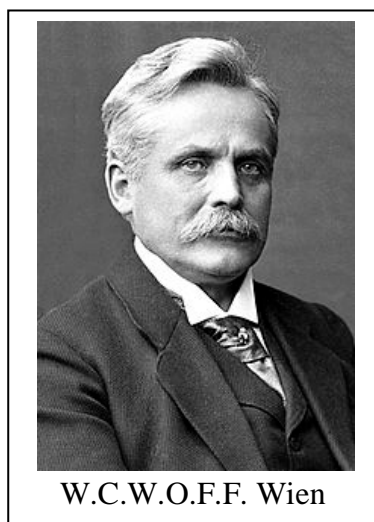
En 1878, el físico austríaco Josef Stefan, (1835 – 1893), por entonces Profesor de Física Teórica en la Universidad de Viena midió la intensidad espectral de energía radiante $J_{\lambda T}$ (a veces llamada poder emisivo total) de varios cuerpos a distintas temperaturas. A diferencia de la exitancia, la intensidad espectral de energía radiante, $J_{\lambda T}$ viene dada por la energía radiante *total* emitida por un cuerpo, por segundo y por metro cuadrado *en todas direcciones*. Stefan halló que esta energía crece con la temperatura y es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta. Algunos años después, su discípulo Ludwig Boltzmann estableció que ese resultado es sólo válido para el cuerpo negro²⁵⁸ y lo dedujo teóricamente, por lo que esa generalización se denomina *ley de Stefan – Boltzmann*. En símbolos esta ley se expresa

$$J_{\lambda,T(N)} = \frac{\Delta E}{\Delta S \Delta \tau} = \sigma_N T^4$$

donde σ_n es el *coeficiente de radiación total* del cuerpo negro cuyo valor es

$$\sigma_N = 4,879 \times 10^{-8} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h K}^4} = 5,670 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$$

y, para los cuerpos grises se acepta $\sigma = e\sigma_N$. Por lo tanto, se considera que la radiación integral de un cuerpo gris vale



$$J_{\lambda,T} = \frac{\Delta E}{\Delta S \Delta \tau} = e\sigma_N T^4$$

La radiación que emite un cuerpo negro no está distribuida uniformemente en el espectro. A una determinada temperatura, el cuerpo negro emite radiaciones en un intervalo muy amplio de longitudes de onda. Si bien ese cuerpo puede absorber radiaciones de todas las longitudes de onda que sobre él incidan, cuando emite, las radiaciones tienen distintas intensidades según sus longitudes de onda. En 1893, el físico alemán Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz Wien (1864 – 1932) — Willy, para los amigos, — en esa época Profesor de la Universidad de Würzburg propuso, sobre la base de consideraciones termodinámicas, que cuando un cuerpo caliente emite energía radiante a una determinada temperatura, la longitud de onda a la cual la intensidad de la

²⁵⁸ Objeto (ideal) que puede absorber todas las radiaciones electromagnéticas que sobre él incidan.

energía es máxima ($\lambda_{m\acute{a}x}$) y la temperatura absoluta a la cual se emite son inversamente proporcionales. Es decir $\lambda_{m\acute{a}x} T = b$, Expresión que se conoce como *ley de desplazamiento de Wien*: "La longitud de onda a la cual corresponde el máximo de intensidad espectral de energía es inversamente proporcional a la temperatura absoluta a la cual dicha radiación se emite." ²⁵⁹

El valor numérico de b aceptado actualmente es $2.897\ 771\ 955... \times 10^{-3} m K$.

La deducción de Wien fue corroborada por Otto Richard Lummer y Ernst Pringsheim²⁶⁰ quienes, en 1899, realizaron experimentos muy cuidadosos para estudiar la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro. Para ello utilizaron un horno de paredes interiores recubiertas de negro de humo que tenía un pequeño orificio por el cual salía la radiación a estudiar. Representando gráficamente la intensidad espectral de la radiación en función de las longitudes de onda emitidas se obtienen curvas características para cada temperatura como las que se representa en la Figura 16.1.

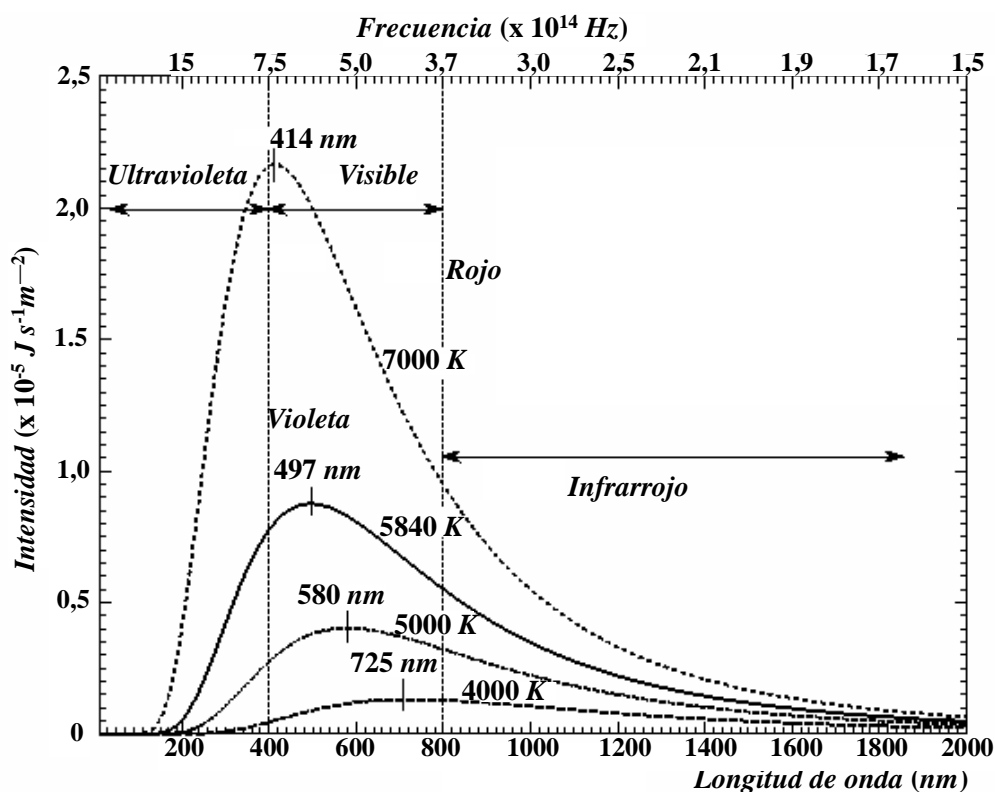


Figura 16.1. Distribución de la intensidad espectral de energía radiante en función de las longitudes de onda a distintas temperaturas.

²⁵⁹ Wien, W., 1896, "Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers," *Annalen der Physik und Chemie*, **294**, pp. 662-669.

²⁶⁰ Otto R. Lummer, Ernst Pringsheim, 1899, "Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers," *Verhandlungen der Deutsche Physikalische Gesellschaft*, **1**, pp. 23 – 41; 1899, "1. Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins; 2. Temperaturbestimmung fester glühender Körper," *Verhandlungen der Deutsche Physikalische Gesellschaft*, **1**, pp. 215 – 235. Lummer (1860 – 1925), fue un físico alemán nacido en Jena. Fue Profesor en el Physikalische Technische Reichsanstalt de Berlín. Se especializó en Óptica y Termodinámica. Pringsheim (1859 – 1917), fue un físico alemán nacido en Breslau. Fue profesor en la Universidad de Berlín. Sus trabajos sobre radiación condujeron al desarrollo de la Mecánica Cuántica.

Al observar el gráfico de la Figura 16.1., se encuentra que para cada isoterma hay un valor de longitud de onda para la cual la intensidad espectral de la energía radiante tiene un valor máximo y que esos máximos se desplazan hacia el ultravioleta a medida que aumenta la temperatura, cumpliendo con la relación propuesta por Wien.

John William Strutt (Lord Rayleigh) y James Hopwood Jeans, basándose en la teoría clásica de la luz y suponiendo que hay una distribución continua de la energía emitida por los cuerpos incandescentes y que es válido el principio de la equipartición de la energía, encontraron una expresión matemática que vinculaba la energía emitida por unidad de volumen de una cavidad incandescente, la frecuencia de las radiaciones y la temperatura absoluta. Esta ecuación se adecuaba bastante bien a los valores experimentales obtenidos por Wien para valores bajos de frecuencia emitida pero la curva representativa carecía de un máximo, de modo que a medida que la frecuencia de la radiación aumentaba, la energía también lo hacía. De esta manera, para frecuencias muy altas, por ejemplo en el rango del ultravioleta lejano, la energía encerrada en la cavidad tendía a infinito. Estos valores se apartaban notablemente de los resultados experimentales, hecho que se conoció históricamente como “*la catástrofe del ultravioleta*”.

En 1900, Max Karl Ernst Ludwig Planck, basándose en la suposición que los átomos constituyentes de un cuerpo negro actúan como dipolos oscilantes cuya frecuencia de oscilación solo puede tomar valores discretos, realizó un desarrollo teórico para deducir la energía promedio de un oscilador ($\bar{\epsilon}$) de esas características encontrando que la misma es

$$\bar{\epsilon} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu / k_B T) - 1}$$

h se conoce como constante de Planck ($6,6256 \times 10^{-34} \text{ J.s}$) y k_B es la constante de Boltzmann ($1,3805 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$).

A partir de la energía del oscilador, Planck dedujo que la energía emitida por unidad de tiempo y por unidad de superficie en *todas las direcciones* y para *todas las longitudes de onda*, representada por el poder emisor total ($J_{\lambda,T}$), debería cumplir con la ecuación

$$J_{\lambda,T} = \frac{2\pi\nu}{\lambda^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu / k_B T) - 1}$$

La relación entre la energía radiante encerrada en la cavidad y el volumen de la misma da la llamada *densidad de energía* [$U(\lambda,T)$].

Para la densidad de la energía radiante de un cuerpo negro en función de la longitud de onda y de la temperatura, Planck obtuvo la expresión

$$U(\lambda, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c_0^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu / k_B T) - 1}$$

ecuación en la c_0 es la velocidad de la luz en el vacío ($2,998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

Siendo $v\lambda = c_0$, la expresión para el poder emisor total puede escribirse de la forma

$$J_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc_0 / \lambda k_B T) - 1}$$

O haciendo

$$2\pi hc_0^2 = K' \quad \text{y} \quad \frac{1}{\exp(hc_0 / \lambda k_B T) - 1} = f(\lambda, T)$$

En la que el valor de K' es $3,7417 \times 10^{-16} \text{ W m}^2$, el poder emisor total puede escribirse

$$J_{\lambda,T} = \frac{K'}{\lambda^5} f(\lambda, T)$$

De acuerdo con la ley de desplazamiento de Wien, la intensidad espectral de energía radiante para la longitud de onda máxima a cada temperatura será

$$J_{\lambda,T \text{ máx}} = \frac{K'}{\lambda_{\text{máx}}^5} f(\lambda_{\text{máx}}, T)$$

En estas condiciones

$$f(\lambda_{\text{máx}}, T) = \frac{1}{\exp(hc_0^2 / \lambda_{\text{máx}} k_B T) - 1} = \frac{1}{\exp(hc_0^2 / b k_B) - 1} = K''$$

El valor numérico de K'' es $7,0243 \times 10^{-3}$. Reemplazando $\lambda_{\text{máx}}$ por b/T

$$J_{\lambda,T \text{ máx}} = \frac{T^5 K'}{b^5} K''$$

O, haciendo $K'K''/b^5 = B$

$$J_{\lambda,T \text{ máx}} = BT^5$$

Siendo $B = 1,2862 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3} \text{ K}^{-5}$

La ecuación $J_{\lambda,T \text{ máx}} = BT^5$ fue predicha por Wien en 1896 y puede enunciarse:

El valor máximo de la intensidad de energía en el espectro de radiación térmica del cuerpo negro es proporcional a la quinta potencia de la temperatura absoluta.

Planck leyó su trabajo en la sesión del 14 de diciembre de 1900 de la Deutsche Physikalische Gesellschaft y a la mañana siguiente lo fue a visitar Heinrich Rubens, quien estaba investigando la

radiación del cuerpo negro en el Physikalische-Technische Reichsanstalt, para comunicarle que después de terminada la reunión había verificado la fórmula con los resultados de sus mediciones, y había encontrado una satisfactoria concordancia en todos los puntos.

Wien obtuvo el Premio Nobel de Física 1911 "por sus descubrimientos referidos a las leyes de la radiación del calor" y Max Planck lo obtuvo en 1918 "en reconocimiento a los servicios que ha rendido al desarrollo de la Física su descubrimiento del cuanto de energía".

Según el mismo Planck,²⁶¹ si bien encontró el significado del *quantum de acción*²⁶² para la interrelación de entropía y probabilidad, el papel que tenía esta nueva constante en la sucesión regular de los procesos físicos seguía siendo una pregunta abierta. Su objetivo de insertar la constante h en la Física clásica no dio resultados. Ello se produciría a partir del modelo atómico de Bohr y del principio de correspondencia.

16 – 2. El efecto fotoeléctrico.

En 1886, Wilhelm Ludwig Franz Hallwachs (1859 – 1922), quien era ayudante de Heinrich Hertz y experto en la construcción de aparatos de laboratorio, observó que al incidir un haz de luz ultravioleta sobre uno de los electrodos de un tubo de rayos catódicos, se produce un salto de una chispa eléctrica entre los electrodos. En 1887, observó que ciertas superficies metálicas cargadas negativamente, se descargan al ser irradiadas con luz ultravioleta. Más tarde comprobó que al iluminar con luz ultravioleta una placa metálica, esta queda cargada positivamente²⁶³. Para explicar el fenómeno, formuló la hipótesis de que al incidir la luz ultravioleta le arrancaba partículas con carga eléctrica negativa similares a las que se producen en un tubo de rayos catódicos como consecuencia de establecer una diferencia de potencial entre los electrodos.²⁶⁴ Este fenómeno se conoció como *Efecto Hallwachs*.

Poco después, los trabajos de J. J. Thomson mostraron que las partículas emitidas por el impacto de la luz ultravioleta sobre una superficie metálica tenían una carga específica similar a la de los electrones que constituían los rayos catódicos y en 1900, Philipp L. A. Lenard supuso que la luz ultravioleta facilita la descarga porque provoca la emisión de electrones desde la superficie del cátodo. Ya a fines del siglo XIX, el efecto Hallwachs comenzó a ser conocido como *efecto fotoeléctrico*.

²⁶¹ **Planck, M.**, *Autobiografía Científica*, publicada en *Ensayos Científicos*, Ed. Ciencia y Desarrollo, México, 1980, p. 10.

²⁶² Si bien la *acción* es una magnitud física conocida desde hace mucho tiempo, es conveniente recordar que su valor para una transformación dada resulta de multiplicar la energía involucrada en la misma por el tiempo en que transcurre la transformación. En el S.I. las unidades de acción son $J \times s$.

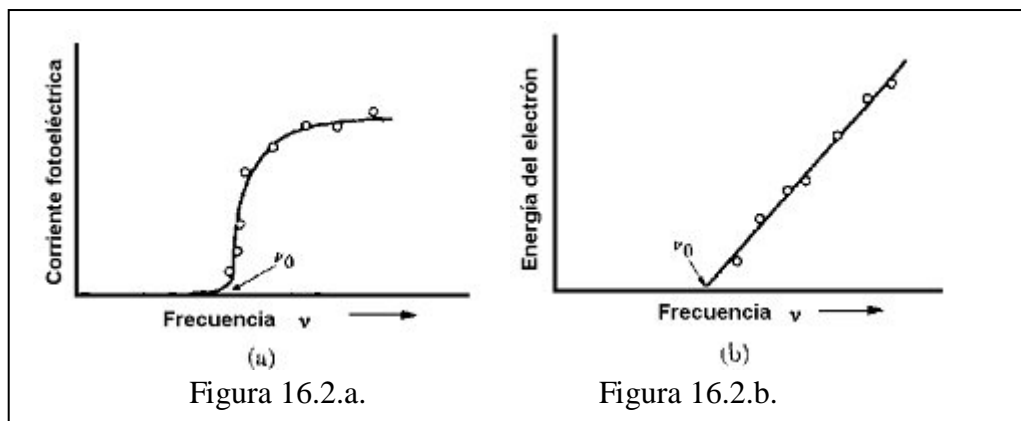
²⁶³ **Hallwachs, W.**, "Ueber die Elektrisierung von Metallplatten durch Bestrahlung mit elektrischem Licht". *Natrichten von der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften und der Georg-Augustus-Universität zu Göttingen*, 1888, 1 – 17, pp. 174 – 176.

²⁶⁴ Augusto Righi (1850 – 1920), en la Universidad de Padua, observó el mismo efecto en el mismo año.

co. En 1902, sobre la base de sus resultados experimentales Lenard concluyó²⁶⁵ que la radiación electromagnética incidente estimula la emisión de electrones, gatillando disrupciones atómicas.

La existencia del efecto fotoeléctrico no era de sorprender. Era de esperar, dentro de la teoría clásica del comportamiento de la luz, que si la onda electromagnética "transporta" energía, esa energía pudiera ser utilizada para extraer electrones de la superficie del metal. Pero la representación ondulatoria de la luz era totalmente incapaz de explicar los detalles del experimento. Uno de los motivos era que los electrones no eran arrancados a menos que la frecuencia de la luz fuera mayor que un cierto valor crítico ν_0 , como lo muestra la Figura 16.2.a.

Otro de los motivos era que los electrones emitidos tenían energías cinéticas que aumentaban con la frecuencia tal como indica la Figura 16.2.b. Por último, aumentando la intensidad de la luz no variaba la velocidad de los electrones, aunque sí aumentaba el número de electrones emitidos por unidad de tiempo. Según la teoría ondulatoria, la energía de la radiación electromagnética depende de la intensidad y es independiente de su frecuencia y, por lo tanto, no podía explicar la ni la independencia de la velocidad con la intensidad, ni la dependencia de la energía cinética de los electrones con la frecuencia y menos aún la existencia de una "frecuencia umbral".



En 1905, Albert Einstein señaló que el efecto fotoeléctrico podía ser explicado si la luz consistía en "partículas" discretas de energía, o fotones de energía $h\nu$. Él explicó que un fotón de frecuencia ν y energía $h\nu$ al incidir sobre la superficie metálica le entrega su energía al electrón. Una cierta cantidad ε de esta energía es utilizada para vencer las fuerzas atractivas que vinculan al electrón con el metal y el resto es utilizado por el electrón eyectado como energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$.

Aplicando el principio de la conservación de la energía a este caso

$$h\nu = \varepsilon + \frac{1}{2}mv^2$$

²⁶⁵ P. Lenard, "Ueber die lichtelektrische Wirkung," *Annalen der Physik*, 8 (1902), pp. 149-198.

Resulta evidente que ϵ representa la energía mínima que debe tener el fotón para “arrancar” al electrón de la superficie. Expresada en función de la frecuencia umbral esta energía es $\epsilon = h\nu_0$ y

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{1}{2}mv^2$$

De esta manera, si se representa gráficamente la energía de los electrones “arrancados” en función de la frecuencia se debe obtener una recta de pendiente igual a h , la constante de Planck, y de valor $h\nu_0$ para $E = 0$.²⁶⁶

Esta teoría se ajusta a los resultados empíricos y, además, explica el hecho experimental de que el número de electrones extraídos por unidad de tiempo aumenta con la intensidad: la intensidad luminosa es proporcional al número de fotones que llegan por unidad de tiempo a la superficie, cuanto mayor sea el número de fotones incidentes (de una determinada frecuencia) sobre la superficie en la unidad de tiempo mayor será el número de electrones extraídos de la misma en ese intervalo de tiempo.

16 – 3. Espectros de absorción y emisión.

Además de las contribuciones a la ciencia realizadas por Gustav Robert Kirchhoff, mencionada en capítulos anteriores, él se destacó en sus investigaciones sobre los espectros electromagnéticos que producen las sustancias y en la invención del espectrógrafo de prisma, en colaboración con Robert Bunsen.

Kirchhoff propuso 3 generalizaciones empíricas que describen las emisiones luminosas de cuerpos incandescentes: a) Un cuerpo sólido suficientemente caliente emite luz en un espectro continuo. b) Un gas a presiones suficientemente bajas y a temperaturas suficientemente altas emite luz caracterizada por líneas espectrales de longitudes de onda características que dependen de su naturaleza. c) un cuerpo sólido a alta temperatura, inmerso en un gas a temperatura menor y a presión lo suficientemente baja, emite luz en un espectro continuo con huecos correspondientes a las longitudes de onda discretas que corresponden a la composición química del gas.

Cuando se analiza la luz proveniente desde una fuente, el espectro que se obtiene se llama *espectro de emisión*. Por otra parte, el espectro que se obtiene, después que la luz de una fuente ha pasado a través de una sustancia (o una solución) se conoce como *espectro de absorción*.

La Figura 16.3. muestra como se puede dispersar un haz de rayos paralelos a través de un prisma. Si se desea analizar el espectro de radiaciones fuera del visible, se deben utilizar placas sensibles a dichas radiaciones.

²⁶⁶ Por su explicación del efecto fotoeléctrico, Einstein fue galardonado con el Premio Nobel de Física 1921, no obstante que su contribución más grande al desarrollo de la Física fue su Teoría de la relatividad generalizada (1916), pero el Comité Nobel consideró que esta teoría es, esencialmente, una teoría matemática, por que no correspondía ser premiada.

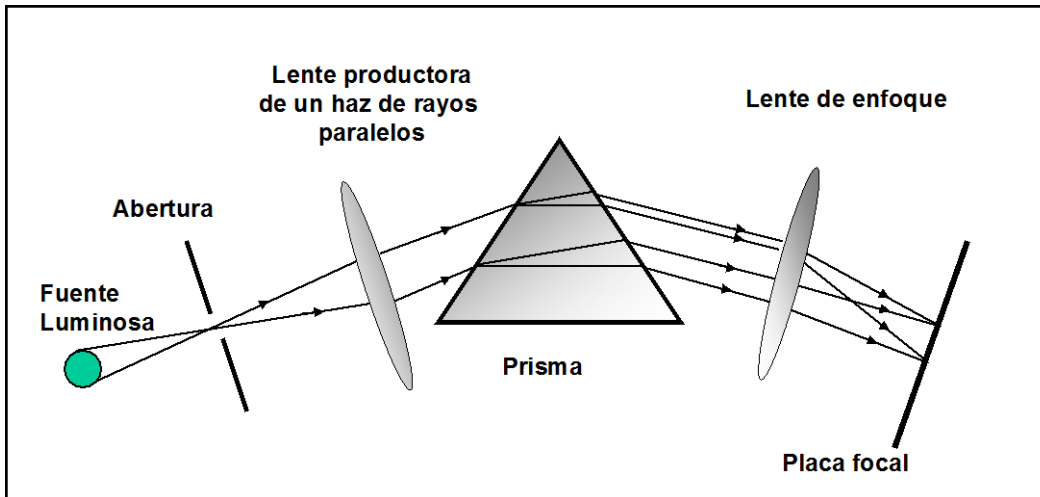


Figura 16.3. Esquema de la dispersión de la luz mediante un prisma.

Si se coloca sobre una llama una sal volátil y se examina con un espectroscopio la luz emitida, también se observa un espectro de líneas. Cada elemento químico tiene un espectro de líneas que le es propio. Por ejemplo, cualquier sal de sodio produce siempre el mismo espectro para el sodio. La conclusión es que son los átomos de los elementos los que emiten los espectros de líneas. De esta manera se observa que el espectro de líneas de un elemento debe estar vinculado a la estructura particular de los átomos de dicho elemento.

Los espectros de líneas presentan una característica común: a medida que aumenta la longitud de onda las líneas se aproximan cada vez más entre sí. En 1885, Johann Jakob Balmer, (1825 – 1898), al analizar el espectro de emisión del hidrógeno sugirió una relación sencilla entre las distintas líneas de la región visible. Esta relación es

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (16-3)$$

La inversa de la longitud de onda λ se denomina *número de onda* y se simboliza por $\bar{\nu}$. La constante $R_H = 109\,677,581 \text{ cm}^{-1}$ se denomina *constante de Rydberg* en honor a Johannes Robert Rydberg, quien en 1890 no sólo la calculó sino que generalizó la fórmula de Balmer para todos los espectros de líneas que responden a la expresión

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right) \quad n_j > n_i$$

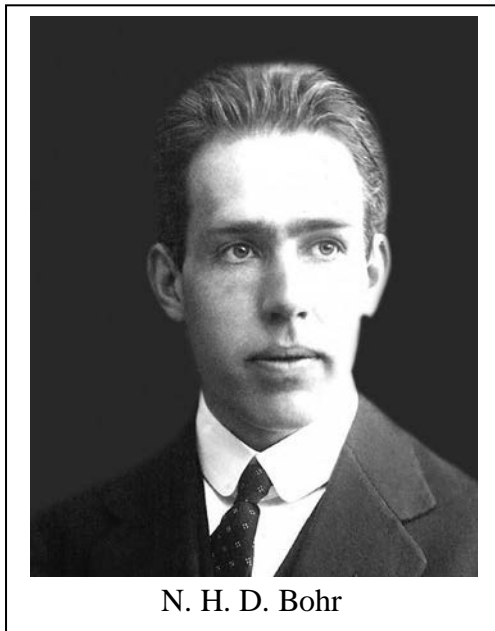
Vinculando esta ecuación con el cuanto de acción y llamando ε a la energía de un fotón

$$\begin{aligned} \varepsilon &= h\nu = h \frac{c}{\lambda} \\ &= cR_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right) \end{aligned}$$

Expresión que relaciona la energía del fotón emitido por átomo y las líneas de su espectro de emisión.

16 – 4. La teoría de Bohr y la introducción de la constante de Planck para describir el movimiento de los electrones.

Niels Henrik David Bohr nació en København el 7 de octubre de 1885. Fue hijo de Christian Bohr, un luterano practicante, Profesor de Fisiología en la Universidad local y de Ellen Adler, integrante de una adinerada familia judía vinculada a la banca y a la política danesa.



Con su hermano menor Harald August (1887 – 1951) compartían el gusto por la ciencia y por el fútbol, Niels fue arquero del Akademisk Boldklub y su hermano delantero²⁶⁷. Mientras Harald se inclinó por el estudio de las Matemáticas en la Universidad local, doctorándose en 1910, su hermana mayor, Jenny (1883 - 1933), también fue una estudiante aventajada. Niels se matriculó en esa Universidad en 1903 donde estudió Física como materia principal, cursando Astronomía, Matemáticas y Química como materias secundarias. La falta de Laboratorios en la Universidad lo llevó a hacer investigación experimental en el laboratorio de su padre, donde elaboró su trabajo sobre el análisis de las vibraciones de los chorros de agua como medio para

determinar la tensión superficial del líquido. Ese trabajo fue premiado con la Medalla de Oro de la Academia de Ciencias danesa de 1906.

En 1909, Niels obtuvo su Maestría y en 1911 su doctorado con su tesis "Estudios sobre la teoría electrónica de los metales".

En 1911, la Fundación Carlsberg le concedió una beca para estudiar en el extranjero, por lo que, en septiembre, viajó a Inglaterra para completar sus estudios con J. J. Thomson. El trabajo con Thomson no fue lo que Bohr imaginaba, de modo que fue a Manchester a trabajar con E. Rutherford.

A partir de las ideas acerca del cuanto de acción que desarrollaron Planck y Einstein, Bohr conjeturó que un átomo sólo podría existir en un conjunto discreto de estados de energía estacionarios, pero el 24 de julio de 1912, abandonó el grupo de Rutherford para volver a Dinamarca. El 1º de agosto de ese año, se casó con Margrethe Norlund, con quien tuvo seis hijos.²⁶⁸

En 1913, completó sus ideas sobre la estructura del átomo de hidrógeno, trabajo que le envió a Rutherford para su aprobación. Rutherford le presentó varios reparos entre ellos, respecto de que el electrón moviéndose en una "órbita permitida" no ganaba ni perdía energía. Un modelo planetario

²⁶⁷ Quien integró el seleccionado de Dinamarca en las Olimpiadas de 1908, equipo que conquistó la medalla de plata.

²⁶⁸ Su cuarto hijo, Aage Niels Bohr, obtuvo el Premio Nobel de Física 1975, compartido con Ben R. Mottelson y James Rainwater, "por el descubrimiento de la conexión entre el movimiento colectivo y el movimiento de partículas en los núcleos atómicos y el desarrollo de la teoría de la estructura del núcleo atómico basado en esta conexión".

similar había sido presentado en 1904 por Hantaro Nagaoka,²⁶⁹ (1865 – 1950) pero no fue aceptado porque al girar continuamente un electrón perdería continuamente energía y terminaría por caer sobre el núcleo.

No obstante los reparos, Rutherford hizo la presentación de sus ideas en tres trabajos que fueron publicados por el *Philosophical Magazine* con el título "On the Constitution of Atoms and Molecules"²⁷⁰. En estos trabajos aplicó la teoría de Planck acerca de la cuantificación de la energía para diseñar su modelo atómico y para corroborar sus hipótesis usó la cuantificación de la energía para encontrar una ecuación similar a la fórmula empírica de Balmer para las líneas espectrales del hidrógeno. Inclusive, dentro del margen de error experimental, la constante hallada por Bohr para la relación entre las líneas del espectro es coincidente con la constante de Rydberg.

En la mayoría de los libros sobre Física atómica se indica el modelo de Bohr solamente para el átomo de hidrógeno y se da a entender que introdujo la idea de que el electrón en una "órbita permitida" no radia energía, tanto para evitar que esa pérdida haga caer al electrón en el núcleo como para que el resultado de su teoría fuese una ecuación similar a la ecuación de Balmer. Pero Bohr intentó fundamentar la cuantificación de la energía mediante razonamientos científicos y demostrar que la constancia del momento angular del electrón vinculada a la constante de Planck ($nh/2\pi$) es una característica de todos los electrones, para todos los átomos e incluso para los electrones de moléculas. Al respecto la hipótesis que publicó en 1913 dice:

*"En todo sistema molecular consistente en núcleos positivos y electrones, sistemas en los que los núcleos están en reposo relativo entre sí y los electrones se mueven en órbitas circulares, el momento angular de cada electrón alrededor del centro de su órbita — en el estado permanente del sistema — es igual a $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck"*²⁷¹

Por su importancia histórica, en el Apéndice D se presenta la traducción al español de las tres Partes de su trabajo "Sobre la constitución de los átomos y las moléculas".

En 1916, Bohr fue nombrado Profesor de Física Teórica en la Universidad de Copenhague. Estando a cargo de esa cátedra, consiguió fondos de la Cervecería Carlsberg para la creación, en 1920, del Nordisk Institut for Teoretisk (Atom)fysik²⁷², donde se formaron Paul Dirac, Paul Ehrenfest, Erwin Schrödinger, Werner Heisenberg, Carl von Weizsäcker, George Gamow, Lev Davidovich Landau, Richard Chace Tolman, John Clarke Slater y otros científicos que hicieron grandes contribuciones al desarrollo de la Física durante el siglo XX. Bohr dirigió este Instituto hasta 1962, el año de su muerte.

²⁶⁹ Nagaoka, H., "Kinetic of a System of Particles illustrating the Line and the Band Spectrum and the Phenomenon of Radioactivity.", *Phil. Mag.*, Ser. 6, Vol. VII, (1904), pp. 445 – 455.

²⁷⁰ Bohr, N., " On the Constitution of Atoms and Molecules", *Phil. Mag.*, Vol. XXVI, 6th. Ser., (1913), pp. 1 – 25. Part. II. pp. 476 – 502; Part III, pp. 857 – 875.

²⁷¹ **N. Bohr**: "On the Constitution of Atoms and Molecules", *Phil. Mag.*, Vol. XXVI, 151, 1 – 25, (1913), p. 24 – 25.

²⁷² Instituto Nórdico de Física Atómica Teórica.

A partir de 1930, sus investigaciones en el Institut estuvieron más orientadas a la constitución de los núcleos atómicos, sus transmutaciones y desintegraciones. Se ocupó de desarrollar el modelo nuclear de la gota líquida, que permitió entender el mecanismo de la fisión nuclear del uranio, realizada por Otto Hann y Fritz Strassmann en 1938.

Cuando los nazis estaban a punto de ocupar Dinamarca, Bohr – hijo de madre judía y esposo de una judía – emigró a Suecia y luego pasó los dos años finales de la Guerra en Inglaterra y los Estados Unidos²⁷³ donde se asoció al proyecto "Atomic Energy Project".

En la década de 1920, incursionó en la Mecánica Cuántica. A él se debe el llamado "Principio de correspondencia" (1923) que puede sintetizarse: *En el límite de los números cuánticos altos, los resultados de la Mecánica Cuántica se aproximan a los de la Mecánica Clásica*. En 1927, con Max Born, Werner Heisenberg y otros científicos, se ocupó de la formalización de la Mecánica Cuántica a partir de siete postulados.

En reconocimiento a su contribución al entendimiento del comportamiento de los electrones en los átomos le fue otorgado el Premio Nobel de Física de 1922.

Publicó 115 trabajos de investigación y varios libros, entre los que se destacan: *The Theory of Spectra and Atomic Constitution*, (University Press, Cambridge, 1922 / 2nd. ed.), 1924; *Atomic Theory and the Description of Nature*, (University Press, Cambridge, 1934/reprint 1961); *The Unity of Knowledge*, (Doubleday & Co., New York, 1955).

Fue Presidente de la Real Academia Danesa de Ciencias, de la Comisión de Energía atómica de Dinamarca, Miembro de la Royal Society y otras 20 sociedades científicas, Doctor Honoris causa de 34 instituciones universitarias.

Bohr falleció en Copenhague el 18 de noviembre de 1962.

16 – 5. El aporte de Sommerfeld al modelo atómico.

Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld nació el 5 de diciembre de 1868 en Königsberg (entonces Prussia, actualmente Kaliningrad). Su padre, Franz Sommerfeld, fue un médico y pertenecía a una tradicional familia de la ciudad. Su madre, Cäcile, era también originaria de Königsberg. En 1875, Arnold ingresó al Altstädtisches Gymnasium de la ciudad – donde también estudiaron Her-

²⁷³ En 1998, el dramaturgo inglés Michael Frayn, publicó "Copenhague", una obra de teatro que trata acerca de un encuentro entre Niels Bohr y Werner Heisenberg en 1941, en la que el autor representa al físico alemán como un científico "democrático". Si bien nos referiremos sobre la vida y la obra de Heisenberg en el Tomo III de esta obra, sólo vamos a mencionar que fue el Presidente de la Uranverein, un proyecto del Tercer Reich que involucraba a los físicos más prominentes de Alemania para desarrollar una central nuclear que, además de generar energía, permitiese producir bombas atómicas. A raíz de conocerse la obra teatral, la hija de Bohr publicó las cartas que intercambiaron Heisenberg y su padre. En ellas, Heisenberg le reprocha a Bohr y a otros físicos daneses que se opongan al Tercer Reich, que deben cooperar, porque Alemania va a ganar la guerra y dominará al mundo.

mann Minkowski (1864 – 1909) y Wilhelm Wien (1864 – 1928). En el Gymnasium fue un estudiante aventajado recibiendo el Abitur en 1886, ingresando inmediatamente a la Universidad de Königsberg para estudiar Matemáticas con David Hilbert, – Teoría axiomática de conjuntos, entre otros cursos – con Adolf Hurwitz, – Teoría de la superficie de Riemann,– y con Carl von Lindemann – quien, en 1882, había demostrado la trascendencia del número π , – con quien estudió Geometría y Análisis Matemático y el que, en 1891, supervisó su tesis doctoral "*Die willkürlichen Functionen in der mathematischen Physik*"²⁷⁴.

Después de aprobar su tesis, se quedó en Königsberg para obtener, en 1892, su "habilitación" la que le permitía dictar clases en la Universidad. Al año siguiente, hizo su servicio militar y una vez completado viajó a Göttingen donde consiguió un puesto como asistente en el Instituto de Mineralogía de la Universidad local. En septiembre de 1894, consiguió ser asistente de Felix Klein. En esa época Klein estaba abocado al estudio de las funciones de variable compleja y otras funciones de Matemática pura, a diversos aspectos físicos de la Astronomía y la Dinámica. El primer trabajo de Sommerfeld bajo la dirección de Klein fue sobre la teoría matemática de la difracción, en el cual aplicó ecuaciones diferenciales parciales para la resolución de problemas sobre ese tema. Otro trabajo importante de Sommerfeld en Göttingen trató sobre la propagación de ondas electromagnéticas a través de alambres conductores y el estudio del campo producido por un electrón en movimiento.



A. J. W. Sommerfeld.

En marzo de 1895, Sommerfeld presentó su tesis de habilitación en la Universidad de Göttingen, lo que le permitió ser "Privatdozent" en esa universidad y dictar cursos de matemáticas, especialmente sobre Probabilidad y sobre ecuaciones diferenciales parciales aplicadas a problemas físicos. En 1895 - 96, con Klein iniciaron un proyecto para escribir un texto en cuatro volúmenes sobre la teoría de los giroscopios. Los primeros dos volúmenes que contienen la teoría matemática, fueron publicados en 1909 – 1910, los otros dos se publicaron en 1911 y contenían aplicaciones a la Geofísica, Astronomía y Tecnología.

Estando en Göttingen, conoció a Johanna Höpfner, la hija del curador de la Universidad con quien se casó en 1898 y con ella, fueron padres de tres varones y una niña.

En 1897 trabajó como profesor de Matemática en el Instituto de Minería de Clausthal (en Baja Sajonia). Al año siguiente, Felix Klein le pidió que sea el Editor del Volumen V de la *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*, dedicada a la Física Matemática. Los distintos simbolismos utilizados para denotar las mismas magnitudes o los mismos fenómenos, llevaron a Sommerfeld a emitir una directiva de 8 páginas en la que establecía la manera

²⁷⁴ "Las funciones arbitrarias en Física-Matemática".

de designar a los vectores, la manera de representar el cálculo vectorial y las magnitudes electromagnéticas que serían obligatorias para todos los que contribuyesen a esa enciclopedia. En 1903, Klein creó una comisión, que integraron Sommerfeld, Ludwig Prandtl y Rudolf Mehmke, para unificar el simbolismo en el cálculo vectorial.

En 1906, Sommerfeld fue nombrado Profesor de Física teórica en la Universidad de Munich. La Universidad creó un instituto para que él lo dirija. El mismo tenía recintos para seminarios, para asistentes y laboratorios para investigación experimental. A pesar de ser un físico matemático, él quería capacitarse en el trabajo experimental directo de modo de poder contrastar todas las teorías. Entre los que estudiaron en su instituto, se destacan Petrus Josephus Wilhelmus Debije (Conocido en América como Peter Debye) quien se doctoró en 1908, Peter Ewald (doctorado en 1912, Wolfgang Pauli (doctorado en 1921), Werner Heisenberg (doctorado en 1923), Hans Albrecht Bethe (doctorado en 1928), supervisando en total más de 30 doctorados.

Una de sus primeras investigaciones personales en Munich fue el estudio de los espectro atómicos. En 1907, no se podía establecer empíricamente la naturaleza de los rayos X y Sommerfeld fue uno de los primeros en proponer que la naturaleza ondulatoria de esa radiación podría comprobarse por difracción a través de cristales, pero quien fue el primero que tuvo éxito en comprobarlo fue William Henry Bragg en 1908.

En 1911, su interés se centró en la relación entre los espectros de líneas de los átomos y la posible configuración electrónica de los mismos. Los trabajos de Bohr incentivaron su interés en el tema. Bohr había adoptado como principio, la constancia del momento angular de todo electrón en un átomo describiendo un movimiento circular alrededor del núcleo, como siendo un múltiplo entero de $h/2\pi$. Si bien la teoría de Bohr, aceptando su postulado, era fácil de entender, dejaba un cierto número de interrogantes que requerían explicaciones adicionales. El modelo de Bohr estaba en contradicción con los principios de la Mecánica, ya que al considerar que el núcleo atómico permanecía fijo en el centro de la órbita y al no modificar su posición por los movimientos de los electrones, eso implicaba que su masa era infinita. Además, como los electrones se mueven a velocidades considerables, habría que tomar en cuenta las correcciones relativistas. El desarrollo de espectroscopios de alto poder de resolución, mostró que en los espectros que se obtienen al someter a los átomos a un campo magnético intenso, ciertas líneas se desdoblán en cuatro y seis líneas espectrales – el llamado *efecto Zeeman anómalo* – algo que la teoría clásica era incapaz de explicar.

Sommerfeld salvó algunos aspectos de la teoría de Bohr sugiriendo que, además de las órbitas circulares del electrón, podían existir órbitas elípticas²⁷⁵. Para ello amplió la condición de que el momento angular de un electrón respecto del centro de su órbita circular debía ser un múltiplo entero de 2π , afirmando que se debe cumplir con la expresión

$$\oint p_i dq_i = n_i h \quad (16 - 4)$$

²⁷⁵ Zur Theorie der Balmerischen Serie, *Sitz. ber. Bayer Akad. Wiss.* (München) pp. 425 - 458 (dic. 1915).

donde q_i es la coordenada que varía periódicamente; p_i el valor de la cantidad de movimiento correspondiente y n_i un número entero. El círculo en el signo integral significa que la integración se ha extendido a un período completo del movimiento.

Si la órbita es circular, la única coordenada que varía periódicamente es el ángulo ϕ que forma el radio vector con el eje x . (Figura 14.15). En el caso de órbitas elípticas, no sólo varía ϕ sino que también varía la longitud del radio vector r .

La órbita elíptica vendrá, por lo tanto, determinada por dos condiciones cuánticas:

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi h \quad (16 - 5)$$

$$\oint p_r dr = n_r h \quad (16 - 6)$$

donde n_ϕ es el llamado *número cuántico angular* o *azimutal* y n_r es el *número cuántico radial*. Con estas suposiciones no se alteraban los valores permitidos de la energía deducidos por Bohr y se podían explicar los desdoblamientos de las rayas espectrales. Más tarde el mismo Sommerfeld introdujo una corrección relativista en la expresión de la energía total de las órbitas permitidas.

Si bien las correcciones de Sommerfeld mejoraban la teoría de Bohr, estas no eran suficientes para explicar los detalles espectrales de átomos polielectrónicos. En la década del 1920 se comenzó a tomar conciencia de la necesidad de reformular la teoría atómica.

En su libro *Atombau und Spektrallinien*, (Zweite Auflage, Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1921, pp. 263 – 268) Sommerfeld explicó de manera resumida cómo pudo establecer que si un electrón se desplazaba siguiendo una órbita elíptica podría tener la misma energía que siguiendo una órbita circular como en la propuesta por Bohr:

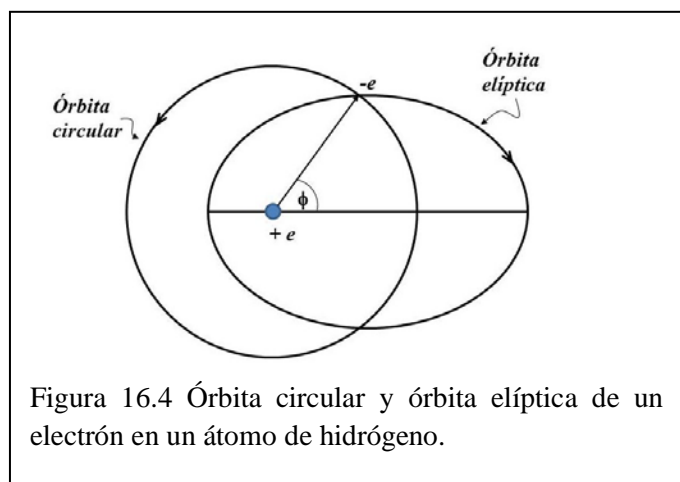


Figura 16.4 Órbita circular y órbita elíptica de un electrón en un átomo de hidrógeno.

Órbitas elípticas en el caso del hidrógeno

En la sección § 4 sometimos el modelo del átomo de hidrógeno a una primera prueba al exigir que la ley de la persistencia del centro de gravedad común debería ser válida para el problema de dos cuerpos: núcleo + electrón. Esto lleva a una elaboración de la

primera ley de Kepler y a un refinamiento de la definición del número de Rydberg. A continuación, aplicamos una segunda prueba a nuestro modelo de hidrógeno, al afirmar que las órbitas elípticas son posibles, así como las órbitas circulares. En este sentido, enunciamos la primera ley de Kepler en su forma astronómica completa:

El planeta se mueve en una elipse en el que el Sol está situado en uno de los focos. En esta formulación de la ley de Kepler hemos ignorado por el momento el movimiento relativo del núcleo; podremos compensar fácilmente esta pequeña imperfección más tarde.

Nuestra principal preocupación es seleccionar de la variedad de todas las órbitas elípticas mecánicamente posibles aquellas que son posibles de acuerdo con la teoría cuántica. El movimiento en una trayectoria elíptica representa un problema de dos grados de libertad, ya que la posición del electrón está determinada por dos coordenadas, más simplemente, por las coordenadas polares medidas desde el núcleo, a saber, el azimut ϕ y el radio vector r . Luego obtenemos, para un elemento ds de la órbita del electrón

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\phi$$

y la energía cinética viene dada por

$$E_{kin} = \frac{m}{2} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = \frac{m}{2} (r^2 + r^2 \dot{\phi}^2) \quad (1)$$

y la energía potencial estará dada por

$$E_{pot} = \frac{eE}{r} \quad (2)$$

(Aquí denotamos la carga nuclear con E)

En correspondencia con las coordenadas de posición $q = \phi$ y $q = r$, respectivamente, definimos las coordenadas correspondientes de impulso (coordenadas de momento) de acuerdo con el § 1 de este Capítulo (p. 195), a saber:

$$p = \frac{dE_{kin}}{d\dot{q}} \quad (3)$$

Denotamos estas coordenadas de impulso por p_ϕ , y luego obtenemos, de acuerdo con (1) y (3),

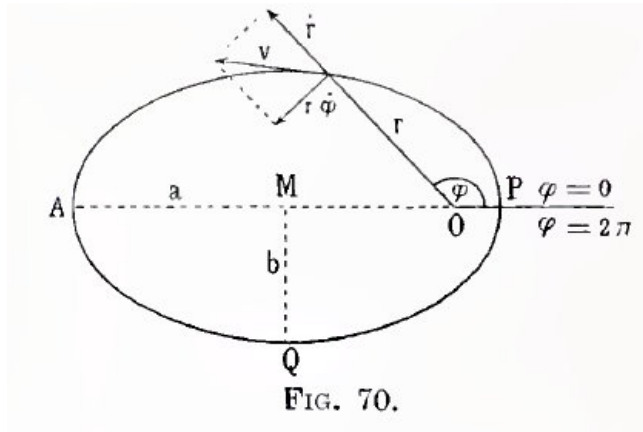
$$p_\phi = mr^2 \dot{\phi}, \quad p_r = mr \dot{r} \quad (4)$$

donde p_ϕ es el producto de la distancia perpendicular r y el componente azimutal $mr\dot{\phi}$ del momento, y p_r es directamente el componente radial del momento. Según la segunda ley de Kepler ("el radio vector barre áreas iguales en tiempos iguales), p_ϕ es una constante durante el movimiento, la llamada "*constante de área*". Para expresar esto, en el futuro indicaremos

$$p_\phi = p \cdot \quad (5)$$

En nuestra formulación general de la teoría cuántica, § 1 de este Capítulo, ec. (20), las condiciones cuánticas para nuestro sistema de dos grados de libertad son:

$$\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} p_{\phi} d\phi = nh, \quad \int_{r_{min}}^{r_{max}} p_r dr = n' h. \quad (6)$$



Los límites de las integrales corresponden a la regla para límites dada en la p. 201. Incluyen el rango completo de valores de las coordenadas de posición, a saber, en el caso de ϕ , la región de $\phi = 0$ a $\phi = 2\pi$ y, en el caso de r , la región de r_{min} a r_{max} y luego nuevamente a r_{min} , para lo cual también en el caso de la órbita elíptica cerrada (pero no en el caso de una órbita abierta, como tendremos que considerar más adelante), podemos escribir nuevamente $\phi = 0$ y $\phi = 2\pi$. Porque queremos atribuir al perihelio r_{min} al azimut $\phi = 0$ (cf. Fig. 70); $\phi = \pi$ entonces corresponde al afelio r_{max} . En el retorno al perihelio nuevamente aumenta al valor $\phi = 2\pi$. La primera ecuación (6) se llamará *condición cuántica azimutal*, la segunda ecuación (6) se llamará *condición cuántica radial*.

En función de (5) la primera ecuación (6) se convierte en

$$2\pi p = nh \quad (7)$$

La segunda ecuación (6) debe reexpresarse en términos de la ecuación orbital de la elipse.

De acuerdo con la geometría analítica elemental, escribimos esta ecuación en coordenadas polares:

$$\frac{1}{r} = C_1 + C_2 \cos \phi \quad (8)$$

Para determinar las constantes C_1 y C_2 , que por el momento se muestran indeterminadas, se utilizan las siguientes relaciones (cf. Fig. 70):

Eje mayor $a = MP = MA,$

Excentricidad $a_{\epsilon} = OM,$

Valor numérico de la excentricidad $\varepsilon = OM/MP'$,

Eje menor $b = MQ = a\sqrt{1-\varepsilon^2}$,

Perihelio $\phi = 0, r = r_{min} = OP = a(1 - \varepsilon)$.

Por lo tanto, de acuerdo con la (8)

$$\frac{1}{a(1-\varepsilon)} = C_1 + C_2, \quad (9)$$

Afelio $\phi = \pi, r = r_{max} = OA = a(1 + \varepsilon)$

Por lo tanto, de acuerdo con la (8)

$$\frac{1}{a(1+\varepsilon)} = C_1 - C_2, \quad (10)$$

A partir de la (9) y la (10), obtenemos

$$C_1 = \frac{1}{a} \frac{1}{1-\varepsilon^2}, \quad C_2 = \frac{1}{a} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon^2},$$

y la ecuación (8) se convierte en

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{a} \frac{1+\varepsilon \cos \phi}{1-\varepsilon^2}. \quad (11)$$

De esto se sigue por diferenciación logarítmica con respecto a ϕ :

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \frac{\varepsilon \sin \phi}{1+\varepsilon \cos \phi}. \quad (11a)$$

En la condición cuántica radial (6) resulta, según (4) y (5),

$$\left. \begin{aligned} p_r = m\dot{r} = m \frac{dr}{d\phi} \times \phi = \frac{p}{r^2} \frac{dr}{d\phi} \\ dr = \frac{dr}{d\phi} d\phi \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

y, de acuerdo con la (11a)

$$p_r dr = p \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} \right)^2 d\phi = p\varepsilon^2 \frac{\sin^2 \phi d\phi}{(1+\varepsilon \cos \phi)^2}$$

por lo que la condición cuántica radial, se torna

$$p\varepsilon^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \phi}{(1 + \varepsilon \cos \phi)^2} d\phi = n' h$$

o, teniendo en cuenta la (7)

$$\frac{\varepsilon^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \phi}{(1 + \varepsilon \cos \phi)^2} d\phi = \frac{n'}{n} \quad (13)$$

El primer miembro depende solo de la excentricidad ε . Es decir, ε está determinado por los dos números cuánticos enteros n y n' . En la Nota 6, ecuación (7), al final del libro, se muestra que al llevar a cabo la integración en (13) obtenemos:*

$$\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1 = \frac{n'}{n}, \quad \text{esto es,} \quad 1 - \varepsilon^2 = \frac{n^2}{(n+n')^2} \quad (14)$$

La constante p determina el tamaño de la elipse, la excentricidad ε determina su forma. Por lo tanto, a través de las condiciones cuánticas azimutal y radial, ecuaciones (7) y (14), quedan fijados el tamaño y la forma de la órbita elíptica de acuerdo con la teoría cuántica. *De la variedad continua de todas las elipses posibles, se selecciona una familia de elipses cuantificadas, dada por los dos enteros positivos n y n' .*

A continuación pasamos al cálculo de la energía. La energía cinética es, por (1), (4), (5) y (12)

$$E_{\text{cinética}} = \frac{m}{2} (r^2 + r^2 \dot{\phi}^2) = \frac{1}{2m} \left(p_r^2 + \frac{p^2}{r^2} \right) = \frac{p^2}{2m^2} \left[\left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} \right)^2 + 1 \right] \quad (15)$$

Usando la (11) y la (11a) tenemos

$$\begin{aligned} E_{\text{cinética}} &= \frac{p^2}{2ma^2(1-\varepsilon^2)^2} \left[\varepsilon^2 \sin^2 \phi + (1 + \varepsilon \cos \phi)^2 \right] \\ &= \frac{p^2}{ma^2(1-\varepsilon^2)^2} \left(\frac{1 + \varepsilon^2}{2} + \varepsilon \cos \phi \right) \end{aligned} \quad (15a)$$

Por otra parte, tenemos a partir de la (2) y la (11),

* Un poco antes que el autor, W. Wilson derivó las ecuaciones anteriores (13) y (14) de su formulación general de las condiciones cuánticas [Wilson, *Phil. Mag.*, 31, 161 (1916)] su trabajo se completó en noviembre de 1915 y el del autor fue terminado en diciembre de 1915. Pero Wilson no aplicó ninguna de estas ecuaciones a las series de Balmer.

$$E_{Pot.} = -\frac{eE}{r} = -\frac{eE}{a} \frac{1 + \varepsilon \cos \phi}{1 - \varepsilon^2}, \quad (16)$$

La suma de la energía cinética y la energía potencial debe ser independiente del tiempo, y por lo tanto también de ϕ , es decir, debe ser igual a la energía constante W . De esto se deduce que el factor de $\varepsilon \cos \phi$ en la suma debe desaparecer. Esto da

$$\frac{p^2}{ma^2(1-\varepsilon^2)^2} = \frac{eE}{a(1-\varepsilon^2)}, \quad a = \frac{p^2}{meE(1-\varepsilon^2)} \quad (17)$$

El valor de a obtenido de esta manera algo indirecta y artificial podría haberse obtenido más directamente de las ecuaciones diferenciales del problema, pero deseamos evitar escribir estas últimas. Al reescribir el valor de a mediante (7) y (14) y sumar el valor de b ($= a\sqrt{1-\varepsilon^2}$), obtenemos

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 meE} (n+n')^2, \quad b = \frac{h^2}{4\pi^2 meE} (n+n'), \quad (18)$$

Además, usando la (15a) en la (17) y luego agregando la (16), obtenemos

$$W = E_{cinética} + E_{Potencial} = \frac{eE}{a(1-\varepsilon^2)} \left(\frac{1+\varepsilon^2}{2} - 1 \right) = \frac{eE}{2a} \quad (19)$$

Si en esta ecuación insertamos el valor de a obtenido en la (18), tenemos

$$W = -\frac{2\pi^2 me^2 E^2}{h^2} \frac{1}{(n+n')^2} \quad (20)$$

Este resultado es de la mayor consecuencia y es superlativamente simple: *hemos encontrado para la energía de las órbitas elípticas el mismo valor que en la ecuación para las órbitas circulares, con la única diferencia de que el número cuántico n en el último caso se reemplaza por la suma cuántica, $n + n'$. Cada una de las elipses cuantificadas de una familia tiene una cantidad de energía equivalente a la de una trayectoria circular definida de Bohr.*

Si bien la teoría de Bohr con las correcciones de Sommerfeld tuvo éxito en explicar los niveles de energía de diversos sistemas incluyendo aplicaciones vinculadas a la teoría de los espectros, resultó ser incompleta y, en cierta medida ambigua, ya que no podía explicar los movimientos no periódicos en la dispersión de electrones, así como que, para la Mecánica clásica, resultaba difícil aceptar tanto la opinión que si el momento angular del electrón era un múltiplo entero de $h/2\pi$ el electrón en su movimiento no radiaba energía, o el salto cuántico al pasar de una órbita permitida a otra. Más allá del mérito enorme de esta teoría, entre los físicos de la época comenzó a germinar la idea que podría generar una teoría más abarcativa que le diera respuesta a muchos de los interrogantes, que los científicos se planteaban.

En el Tomo III, desarrollaremos los rasgos esenciales de la Teoría de la relatividad y de la Mecánica cuántica.

Bibliografía

Académie des Sciences, (1889): *Notice sur les Travaux Scientifiques de M. Henri Becquerel*, Gauthier-Villars et Fils, Paris.

Beiser, A., (1968): *Conceptos de Física moderna*, McGraw – Hill, Madrid.

Bragg, G. M. Caroe, (1978): *William Henry Bragg, (1862 – 1942), Man and Scientist*, Cambridge University Press, Cambridge.

Brian, D., (2007): *El clan curie*, Editorial El Ateneo, Buenos Aires.

Feynman, R., Leighton, R. B., Sands, M., (1987): *Mecánica Cuántica*. Addison – Wesley, Naucalpán (México).

Glasser, O., Boveri, M., (1931): *Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen*, Springer. Berlin.

Jaffe, B., (1971): *Moseley and the Numbering of the Elements*, Doubleday & Co., Garden City, New York.

John MacIntire, “Experiments with Roentgen rays”, *Nature*, 53, 614 (1896).

Kaufmann, G. B., (Ed.), (1986): *Frederick Soddy (1877 – 1956), Early Pioneer in Radiochemistry*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.

Kirchhoff, G. R. "Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissions vermögen der Körper für Wärme und Licht.", *Poggend. Annal.* CIX., 1860, pp. 275 – 301.

Segré E., (1980): *From X-rays to Quarks, Modern Physicists and Their Discoveries*, W. H. Freeman and Company, San Francisco.

Semat, H., (1962): *Física atómica y nuclear*. Editorial Aguilar. Madrid.

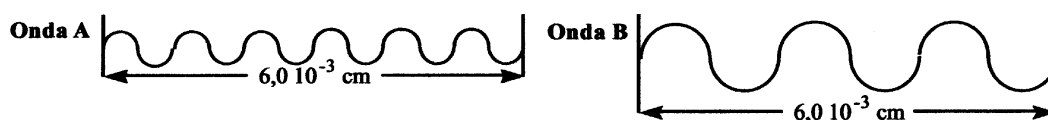
Skłodowska Curie, M., (1904): *Recherches sur les Substances Radioactives*, 2^e. édition, Gauthier - Villars, Imprimeur - Libraire, Paris.

Sommerfeld, A., (1921) *Atombau und Spektrallinien*, Zweite Auflage, Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Wichmann, E. H., (1972): *Física Cuántica Berkeley Physics Course*. Vol. 4, McGraw- Hill. New York.

CUESTIONARIO

1. Resuma las características más relevantes de los rayos catódicos.
2. ¿A qué se llama “carga específica” de una partícula?
3. Resuma las características más relevantes de los rayos positivos.
4. ¿Qué son los rayos X? ¿Cómo se producen?
5. ¿Cuál es la expresión de ley de Moseley?
6. Defina: a) isótopos b) Número másico c) Número atómico d) núclido e) isóbaros.
7. Describa brevemente en qué consiste el llamado “efecto fotoeléctrico”
8. ¿Cuál es la expresión de la ecuación de Balmer?
9. ¿A qué se llama “número de onda”?
10. Enuncie los postulados que usó Bohr para describir las órbitas del electrón en un átomo de hidrógeno.
11. ¿Qué correcciones introdujo Sommerfeld al modelo de Bohr?
12. Si el dibujo representa dos ondas electromagnéticas A y B situadas en la región del infrarrojo. Calcular: a) Sus longitudes de onda y sus frecuencias ($c = 2,998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$) b) El tiempo que demoran ambas en recorrer la distancia marcada.



13. El efecto fotoeléctrico se emplea en algunos dispositivos de alarmas antirrobo. La luz que incide sobre el cátodo arranca electrones de su superficie que se dirigen hacia el ánodo. El circuito eléctrico se cierra mediante una batería. Si el haz luminoso es bloqueado por alguna parte del cuerpo de un ladrón el circuito eléctrico se abre lo que activa inmediatamente una alarma. Calcular la máxima longitud de onda que podría utilizarse en un sistema de alarma si al iluminar el cátodo de wolframio (W) de la célula con luz de $\lambda = 1,25 \times 10^3 \text{ \AA}$ los electrones arrancados del mismo adquieren una energía cinética de $8,0 \times 10^{-19} \text{ J}$ ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$; $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$; $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$)

Calcular la longitud de onda (en nm) de la línea de la Serie de Balmer que resulta de la transición de $n = 3$ a $n = 2$ ($R = 3,29 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$). Indique en qué región del espectro electromagnético aparecerá.

14. Se llama *Energía de primera ionización* de un elemento a la energía requerida para arrancarle el electrón más débilmente retenido a un átomo de ese elemento. Utilizando la ecuación de Balmer, calcular la energía de ionización (en J.mol^{-1}) para el proceso $\text{H(g)} \rightarrow \text{H}^+(\text{g}) + \text{e}^-$. ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$; $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$; $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$; $N_a = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

- 15.** Calcular la frecuencia de la luz requerida para ionizar átomos de litio (Li) si la energía de primera ionización del Li es 520 kJmol^{-1} ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s.}$, $N_a = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
- 16.** Empleando el modelo de Bohr, calcular el radio de la segunda órbita del electrón en el átomo de hidrógeno.

ANEXO A.

J. J. THOMSON *Phil. Mag.*, 44, 293, (1897)

Cathode Rays.

J. J. Thomson
(Recibido Octubre de 1897)

Los experimentos* que se discuten en este documento se llevaron a cabo con la esperanza de obtener información sobre la naturaleza de los rayos catódicos. En cuanto a estos rayos, se sostienen las más diversas opiniones. De acuerdo con la opinión casi unánime de los físicos alemanes, se deben a algún proceso en el éter en el cual, dado que en un campo magnético uniforme su curso es circular y no rectilíneo, hasta ahora, no se ha observado ningún fenómeno análogo. Otra opinión sobre estos rayos, es que, lejos de ser totalmente etéreos, en realidad son totalmente materiales y que marcan las trayectorias de partículas de materia cargadas con electricidad negativa. A primera vista, parecería que no debería ser difícil discriminar puntos de vista tan diferentes, pero la experiencia demuestra que no es así, ya que entre los físicos que han estudiado más a fondo el tema se pueden encontrar partidarios de cualquiera de las teorías.

A los fines de la investigación, la teoría de partículas electrificadas tiene una gran ventaja sobre la teoría etérea, ya que es definitiva y sus consecuencias pueden predecirse; mientras que con la teoría etérea es imposible predecir lo que sucederá en cualquier circunstancia dada, ya que en esta teoría nos enfrentamos a fenómenos hasta ahora no observados en el éter, de cuyas leyes ignoramos.

Los siguientes experimentos se realizaron para probar algunas de las consecuencias de la teoría de las partículas electrificadas.

Carga transportada por los rayos catódicos.

Si estos rayos son partículas electrificadas negativamente, entonces, cuando entren a un recinto, deben transportar una carga eléctrica negativa. Este ha sido el caso probado de Perrin, quien colocó delante de un cátodo plano dos cilindros metálicos coaxiales que estaban aislados entre sí: el cilindro exterior estaba conectado a tierra, el interior a un electroscopio de hoja de oro. Estos cilindros estaban cerrados, excepto por dos pequeños orificios, uno en cada cilindro, colocados de manera tal, que los rayos catódicos pudieran pasar a través de ellos hacia el interior del cilindro. Perrin descubrió que cuando los rayos pasaban al interior del cilindro, el electroscopio recibía una carga de electricidad negativa, mientras que cuando los rayos eran desviados por un imán, para que no pasaran a través del agujero, el electroscopio no recibía carga eléctrica.

*Algunos experimentos han sido ya descritos en un trabajo ante la Cambridge Philosophical Society (Proceedings, vol. IX, 1897) y en un *Friday Evening Discourse*, en la Royal Institution. (*Electrician*, ' May 21, 1897).

Este experimento demuestra que algo que está cargado con electricidad negativa se dispara desde el cátodo, que se desplaza en ángulo recto desde él, y que este algo es desviado por un imán; Sin embargo, está abierto a la objeción de que no prueba que la causa de la electrificación en el electroscopio tenga algo que ver con los rayos catódicos. Los partidarios de la teoría etérea no niegan que las partículas electrificadas se disparen desde el cátodo; Sin embargo, niegan que estas partículas cargadas tengan más que ver con los rayos catódicos que una bala de un rifle, con el flash que se produce cuando el rifle es disparado. Por lo tanto, he repetido el experimento de Perrin de una forma que no está abierta a esta objeción. La disposición utilizada fue la siguiente: — Dos cilindros coaxiales (fig. 1) con hendiduras en ellos, se colocan en una ampolla conectada con el tubo de descarga; los rayos catódicos del cátodo A pasan a la ampolla a través de una hendidura en un tapón de metal encajado en el cuello del tubo; Este enchufe está conectado con el ánodo y se conecta a tierra. Este enchufe está conectado con el ánodo y se conecta a tierra.

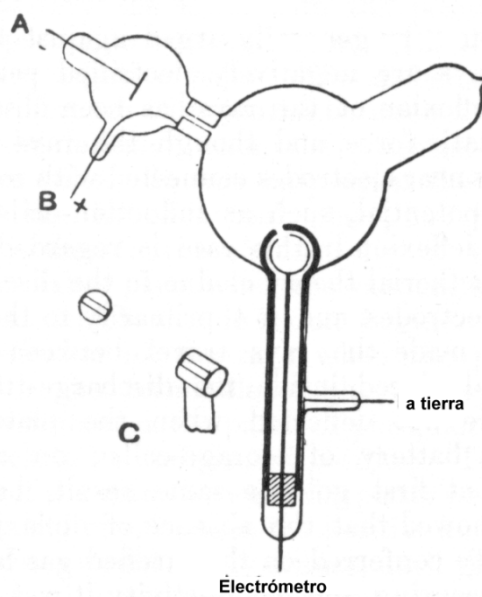


Figura 1.

Este experimento demuestra que algo que está cargado con electricidad negativa se dispara desde el cátodo, que se desplaza en ángulo recto desde él, y que este algo es desviado por un imán; Sin embargo, está abierto a la objeción de que no prueba que la causa de la electrificación en el electroscopio tenga algo que ver con los rayos catódicos. Ahora, los partidarios de la teoría etérea no niegan que las partículas electrificadas se disparen desde el cátodo; Sin embargo, niegan que estas partículas cargadas tengan más que ver con los rayos catódicos que una bala de un rifle, con el flash que se produce cuando el rifle es disparado. Por lo tanto, he repetido el experimento de Perrin en una forma que no está abierta a esta objeción. La disposición utilizada fue la siguiente: — Dos cilindros coaxiales (fig. 1) con hendiduras en ellos, se colocan en una ampolla conectada con el tubo de descarga; los rayos catódicos del cátodo A pasan a la ampolla a través de una hendidura en un tapón de metal encajado en el cuello del tubo; Este enchufe está conectado con el ánodo y se conecta a tierra. Los rayos catódicos no inciden sobre los cilindros a menos que sean desviados por un imán. El cilindro exterior está conectado a tierra, el cilindro interior, con el electrómetro. Cuando los rayos catódicos (cuyo recorrido fue trazado por la fosforescencia en el vidrio) no caían sobre la rendija, la carga eléctrica enviada al electrómetro cuando la bobina de inducción que produce los

rayos se activó, fue pequeña e irregular; sin embargo, cuando los rayos fueron desviados, mediante un imán, para caer en la rendija, se detectó una gran carga de electricidad negativa enviada al electrómetro. Me sorprendió la magnitud de la carga; en algunas ocasiones, en el cilindro interno, pasaba suficiente electricidad negativa a través de la estrecha rendija en un segundo que alteraba 20 volts el potencial de una capacidad de 1.5 microfaradios. Si las trayectorias de los rayos eran curvadas por el imán, tanto que sobrepasaban las ranuras del cilindro, la carga que entraba en el cilindro volvía a caer a una fracción muy pequeña del valor observado cuando pasaban a través de la rendija. Por lo tanto, este experimento muestra que, a pesar de torcer y desviar los rayos catódicos mediante fuerzas magnéticas, la electrificación negativa sigue el mismo camino que los rayos, y que esta electrificación negativa está indisolublemente conectada con los rayos catódicos.

Cuando los rayos son girados por el imán para que pasen a través de la ranura hacia el cilindro interno, la deflexión del electrómetro conectado con este cilindro aumenta hasta un cierto valor, y luego permanece estacionaria aunque los rayos continúan ingresando al cilindro. Esto se debe al hecho de que, cuando los rayos catódicos lo atraviesan, el gas en la ampolla se vuelve conductor de la electricidad y, si bien el cilindro interior está perfectamente aislado cuando los rayos no pasan, tan pronto como los rayos pasan desde la ampolla, el aire interior y el exterior del cilindro se convierte en un conductor, y la electricidad se escapa del cilindro interior a tierra. Por lo tanto, la carga dentro del cilindro interno no aumenta continuamente; en el cilindro se establece un estado de equilibrio en el que la velocidad a la que aumenta la electricidad negativa de los rayos se hace igual a la velocidad a la que la pierde por conducción a través del aire. Si el cilindro interior tiene inicialmente una carga positiva, pierde rápidamente esa carga y adquiere una negativa; mientras que si la carga inicial es negativa, el cilindro perderá carga si el potencial negativo inicial es numéricamente mayor que el valor de equilibrio.

Deflexión de los rayos catódicos por un campo electrostático.

Una objeción muy generalizada contra la opinión de que los rayos catódicos son partículas electrificadas negativamente, es que hasta ahora no se ha observado una deflexión de los rayos bajo una pequeña fuerza electrostática, y si bien los rayos se desvían cuando pasan cerca de electrodos conectados con fuentes con diferencias de potencial muy grandes, tales como bobinas de inducción o máquinas eléctricas, en estos casos la deflexión es considerada por los partidarios de la teoría etérea como debida a la descarga que pasa entre los electrodos, y no principalmente al campo electrostático. Hertz hizo que los rayos viajaran entre dos placas paralelas de metal colocadas dentro del tubo de descarga, pero descubrió que no se desviaban cuando las placas estaban conectadas con una batería de celdas de almacenamiento. Al repetir este experimento al principio obtuve el mismo resultado, pero experimentos posteriores demostraron que la ausencia de deflexión se debe a la conductividad conferida al gas enrarecido por los rayos catódicos. Al medir esta conductividad se encontró que disminuía muy rápidamente a medida que aumentaba el agotamiento; Parecía entonces que al probar el experimento de Hertz con un agotamiento muy alto podría haber una posibilidad de detectar la deflexión de los rayos catódicos por una fuerza electrostática.

El aparato empleado se representa en la figura 2.

Los rayos del cátodo C pasan a través de una rendija en el ánodo A, que es un tapón de metal que se ajusta firmemente al tubo y está conectado a tierra. Después de pasar a través de una segunda ranura en otro enchufe B de metal conectado a tierra, viajan entre dos placas paralelas de aluminio, de unos 5 cm de largo y 2 cm de ancho separadas a una distancia de 1,5 cm. Luego caen en el extremo del tubo y producen un área fosforescente bien definida y estrecha. Una escala pegada en el exterior del tubo sirve para medir la deflexión de esta área. Para enrarecimientos grandes, los rayos se desviaban cuando las dos placas de aluminio se conectaron con los terminales de una batería de pequeñas celdas de almacenamiento. Los rayos se comprimían cuando la placa superior se conectaba con el polo negativo de la batería y la placa inferior se conectaba con el polo positivo y los rayos se expandían cuando la placa superior se conectaba con el polo positivo y la placa inferior con el polo negativo. La deflexión fue proporcional a la diferencia de potencial entre las placas, y pude detectar la deflexión cuando la diferencia de potencial era tan pequeña como dos voltios. Fue solo cuando el vacío era muy bueno, que la deflexión tuvo lugar. Pero la ausencia de desviación se debe a que la conductividad del medio se evidencia por lo que ocurre cuando el vacío acaba por llegar a la etapa en que comienza la deflexión. En esta etapa hay deflexión de los rayos cuando las placas están primero conectadas con las terminales de la batería. Pero, si esta conexión se mantiene, el área de fosforescencia regresa gradualmente a su posición no desviada.

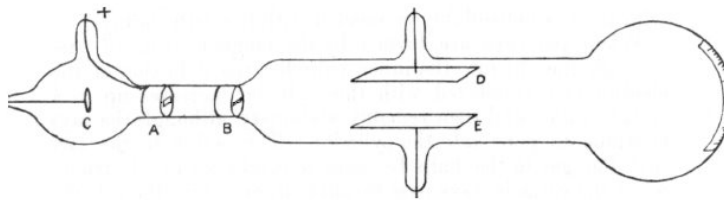


Figura 2.

Esto es justo lo que sucedería si el espacio entre las placas fuera ocupado por un conductor, aún muy malo, porque entonces los iones positivos y negativos entre las placas se difundirían lentamente, hasta que la placa positiva se recubriera con iones negativos, la placa negativa con los iones positivos. Por lo tanto, la intensidad eléctrica entre las placas se desvanecería y los rayos catódicos estarían libres de fuerza electrostática. Otra ilustración sobre esto es suministrada por lo que ocurre cuando la presión es lo suficientemente baja como para mostrar la desviación y se establece una gran diferencia de potencial, —por ejemplo, de 200 voltios, — entre las placas. En estas circunstancias hay una gran deflexión de los rayos catódicos, pero el medio bajo la gran fuerza electromotriz se rompe de vez en cuando y una descarga brillante pasa entre las placas; cuando esto ocurre, el área fosforescente producida por los rayos catódicos vuelve a su posición no desviada. Cuando los rayos catódicos son desviados por el campo electrostático, la banda fosforescente se divide en varias bandas brillantes separadas por espacios relativamente oscuros; Los fenómenos son exactamente análogos a los observados por Birkeland cuando los rayos catódicos son desviados por un imán y son llamados por él el espectro magnético.

Una serie de mediciones de la deflexión de los rayos debida a la fuerza electrostática en diversas circunstancias, se encontrará más adelante en la parte del trabajo que se ocupa de la velocidad de los rayos y la relación de la masa de las partículas electrificadas a la carga por ellas transportadas. Sin

embargo, aquí se puede mencionar que la deflexión se hace más pequeña a medida que disminuye la presión y, en consecuencia, en el tubo, en las vecindades del cátodo, la diferencia potencial aumenta.

Conductividad de un gas a través del cual están pasando Rayos catódicos.

La conductividad de un gas fue mostrada mediante el aparato cuyo esquema se observa en la figura 2. La placa superior D estaba conectada con un terminal de una batería de pequeñas celdas de almacenamiento, el otro terminal de la batería estaba conectado a tierra; la otra placa E estaba conectada con uno de los recubrimientos de un condensador de una capacidad de 1 microfaradio, mientras que el otro recubrimiento iba a tierra. También se conectó con E un par de cuadrantes de un electrómetro, el otro par de cuadrantes fue a tierra. Los dos pares de cuadrantes del electrómetro estaban conectados entre sí, pero cuando los Rayos catódicos pasan entre las placas, la conexión entre ellos se rompe. Si el espacio entre las placas no fuera conductor, el potencial del par de cuadrantes no conectados con la tierra permanecería en cero y la aguja del electrómetro no se movería; sin embargo, si el espacio entre las placas fuera un conductor, entonces el potencial de la placa inferior se acercaría al de la superior, y la aguja del electrómetro se desviaría. Siempre hay una deflexión del electrómetro, que muestra que una corriente pasa entre las placas. La magnitud de la corriente depende en gran medida de la presión del gas; tanto que, de hecho, es difícil obtener lecturas consistentes como consecuencia de los cambios que siempre ocurren en la presión cuando la descarga pasa a través del tubo.

Primero tomaremos el caso cuando la presión sea lo suficientemente baja como para permitir que aparezca el área fosforescente en el extremo del tubo. En este caso, la relación entre la corriente entre las placas y la diferencia de potencial inicial está representada por la curva que se muestra en la Figura 3. En esta figura las abscisas; representan la diferencia de potencial inicial entre las placas, cada división representa dos voltios y las ordenadas representan el aumento del potencial de la placa inferior por minuto, cada división representa también dos voltios. La cantidad de electricidad que ha pasado entre las placas en un minuto es la cantidad requerida para elevar mediante un microfaradio la diferencia de potencial mostrada por la curva. La curva superior e inferior se relacionan con el caso en el que la placa superior está conectada con el polo negativo y positivo, respectivamente, de la batería.



Figura 3.

Incluso cuando no hay una diferencia de potencial inicial entre las placas, la placa inferior adquiere una carga negativa por el impacto de algunos de los rayos catódicos.

De la curva vemos que la corriente entre las placas alcanza pronto un valor en el que solo se ve ligeramente afectado por un aumento en la diferencia potencial entre las placas. Esta es una característica común a la conducción a través de los gases atravesados por los rayos Röntgen, por los rayos de uranio, por la luz ultravioleta y, como vemos ahora, por los rayos catódicos. La tasa de caída no es muy diferente ya sea que la placa superior se electrifique inicialmente de manera positiva o negativa.

La corriente entre las placas solo dura poco tiempo; cesa mucho antes de que el potencial de la placa inferior se acerque al de la placa superior. Así, por ejemplo, cuando el potencial de la placa superior era aproximadamente 400 voltios por encima del de la tierra, el potencial de la placa inferior nunca se elevó por encima de 6 voltios: de manera similar, si la placa superior estuviera conectada con el polo negativo de la batería, la caída en el potencial de la placa inferior sería muy pequeña en comparación con la diferencia de potencial entre la placa superior y la tierra.

Estos resultados son lo que deberíamos esperar si el gas entre las placas y el tapón B (Figura 2) fuera un conductor mucho mejor que el gas entre las placas, ya que la placa inferior estará en un estado estable cuando la corriente que llega a ella desde la placa superior es igual a la corriente que va desde ella hasta el enchufe: ahora, si la conductividad del gas entre la placa y el enchufe es mucho mayor que entre las placas, existe una pequeña diferencia de potencial entre la placa inferior y el enchufe que será consistente con una gran diferencia de potencial entre las placas.

Hasta ahora hemos estado considerando el caso cuando la presión es tan alta como es consistente con que los rayos catódicos lleguen al final del tubo; ahora iremos al otro extremo y consideraremos el caso cuando la presión sea tan baja para ser consistente con el paso de una descarga a través de la ampolla. En este caso, cuando las placas no están conectadas con la batería, tenemos una carga negativa comunicada a la placa inferior, pero solo muy lentamente en comparación con el efecto en el caso anterior. Cuando la placa superior está conectada con el polo negativo de una batería, la corriente a la placa inferior solo aumenta ligeramente incluso cuando la diferencia de potencial es tanto como 400 voltios: una pequeña diferencia de potencial de aproximadamente 20 voltios parece disminuir ligeramente la tasa de caída. Diferencias de potencial que excedan los 400 voltios no pueden emplearse, si bien el dieléctrico entre las placas puede ser capaz de sostenerlas durante un corto tiempo, luego de ese tiempo, un arco de gran intensidad destella entre las placas y libera tanto gas que anula el vacío. Las líneas en el espectro de este resplandor son principalmente líneas de mercurio; su paso deja marcas muy peculiares en las placas de aluminio.

Cuando la placa superior se cargó positivamente, la carga negativa comunicada a la placa inferior disminuyó y se detuvo cuando la diferencia de potencial entre las placas era de aproximadamente 20 voltios; pero a una presión muy baja, por muy grande (hasta 400 voltios) que fuera la diferencia de potencial, no hubo disminución de electricidad positiva en la placa inferior, en absoluto comparable con la caída de electricidad negativa en esta placa cuando las dos placas se desconectaron de la batería. De hecho, a esta presión tan baja, todos los hechos concuerdan con la opinión de que los efectos se deben a las partículas electrificadas negativamente que viajan a lo largo de los rayos catódicos, y el resto del gas posee poca conductividad. También se realizaron algunos experimentos con un tubo similar al que se muestra en la Figura, con la excepción de que

no tenía el segundo tapón B, de modo que una cantidad mucho mayor de rayos catódicos pasaba entre las placas. Cuando la placa superior estaba conectada con el polo positivo de la batería, se producía una descarga luminosa con estrías bien marcadas que pasaban entre la placa superior y el enchufe conectado a tierra a través del cual se transmitían los rayos catódicos; esto ocurrió aunque la diferencia de potencial entre la placa y el enchufe no excedió los 20 voltios. Por lo tanto, parece que si suministramos rayos catódicos desde una fuente externa al cátodo, una pequeña diferencia de potencial es suficiente para producir la descarga característica a través de un gas.

Deflexión magnética de los rayos catódicos en diferentes gases.

La deflexión de los rayos catódicos por el campo magnético se estudió con la ayuda del aparato mostrado en la Figura 4. El cátodo se colocó en un tubo lateral sujeto a una campana de vidrio; la abertura entre este tubo y la campana se cerró con un tapón metálico con una hendidura; El enchufe se conectó a tierra y se usó como ánodo. Los rayos catódicos pasaron a través de la hendidura del tapón hacia la campana de vidrio, pasando frente a una placa vertical de vidrio marcada con pequeños cuadrados. La campana de vidrio se colocó entre dos grandes bobinas paralelas dispuestas como un galvanómetro de Helmholtz.

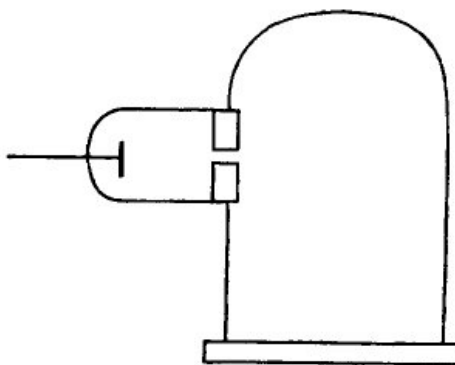


Figura 4.

La trayectoria de los rayos fue determinada mediante la toma de fotografías de la campana de vidrio cuando eran atravesadas por los rayos catódicos. Las divisiones en la placa permitieron determinar el camino recorrido por los rayos. La luminosidad en ese abanico no es uniforme. Se distribuye pero se concentra a lo largo de ciertas líneas. La fosforescencia en el vidrio tampoco está distribuida uniformemente; está muy extendida, lo que demuestra que el haz está formado por rayos que no son desviados por el imán en la misma medida. La luminosidad en el vidrio está atravesada por bandas a lo largo de las cuales la luminosidad es mucho mayor que en las partes adyacentes. Estas bandas brillantes y oscuras son llamadas por Birkeland, — quien las observó por primera vez, — el *espectro magnético*. Los puntos más brillantes en el vidrio no son de ninguna manera siempre las terminaciones de las rayas más brillantes de la luminosidad en el gas; de hecho, en algunos casos, un punto muy brillante en el vidrio no está conectado con el cátodo por ninguna luminosidad apreciable, aunque puede haber mucha luminosidad en otras partes del gas. Un punto muy interesante que muestran las fotografías es que, en un campo magnético dado, y con una diferencia de potencial

media dada entre los terminales, la trayectoria de los rayos es independiente de la naturaleza del gas. Se tomaron fotografías de la descarga en hidrógeno, aire, dióxido de carbono, yoduro de metilo, es decir, en gases cuyas densidades relativas oscilan entre 1 y 70, y sin embargo, no solo las trayectorias de los rayos más desviados son las mismas en todos los casos, sino incluso los detalles, tales como la distribución de los espacios brillantes y oscuros, fueron los mismos; de hecho, las fotografías difícilmente podrían distinguirse unas de otras. Cabe señalar que las presiones no fueron las mismas; Las presiones en los diferentes gases se ajustaron de modo que las diferencias de potencial medias entre el cátodo y el ánodo fueran las mismas en todos los gases. Cuando se reduce la presión de un gas, aumenta la diferencia de potencial entre los terminales, y disminuye la deflexión de los rayos producidos por un imán, o al menos la deflexión de los rayos cuando la fosforescencia es máxima, disminuye. Si se inserta un disyuntor, se produce un efecto del mismo tipo.

En los experimentos con diferentes gases, las presiones fueron tan altas como para ser consistentes con la aparición de la fosforescencia en el vidrio, de esta manera se aseguraba tener la mayor cantidad posible de gas bajo consideración en el tubo.

Dado que los rayos catódicos llevan una carga de electricidad negativa, son desviados por una fuerza electrostática como si estuvieran electrificados negativamente, y son activados por una fuerza magnética en la misma forma en que esta fuerza actuaría sobre un cuerpo electrificado negativamente moviéndose a lo largo de la trayectoria de estos rayos, no puedo ver ninguna manera de evitar la conclusión de que son cargas de electricidad negativa transportadas por partículas de materia. Surge la siguiente pregunta, ¿qué son estas partículas? ¿Son átomos, o moléculas, o materia en un estado aún más fino de subdivisión? Para arrojar algo de luz sobre este punto, he realizado una serie de mediciones de la relación entre la masa de estas partículas y la carga que transporta. Para determinar esta cantidad, he usado dos métodos independientes. El primero de ellos es el siguiente: – Supongamos que consideramos un haz homogéneo de rayos catódicos. Sea m la masa de cada una de las partículas, y e la carga que lleva. Sea N el número de partículas que pasan por cualquier sección del haz en un tiempo determinado; entonces Q , la cantidad de electricidad transportada por estas partículas, viene dada por la ecuación

$$Ne = Q$$

Podemos medir Q si recibimos los rayos catódicos en el interior de un recipiente conectado con un electrómetro. Cuando estos rayos chocan contra un cuerpo sólido, la temperatura del cuerpo aumenta; la energía cinética de las partículas en movimiento se convierte en calor; Si suponemos que toda esta energía se convierte en calor, entonces si medimos el aumento en la temperatura de un cuerpo de capacidad térmica conocida causada por el impacto de estos rayos, podemos determinar W , la energía cinética de las partículas, y si v es la velocidad de las partículas,

$$\frac{1}{2} Nmv^2 = W$$

Si ρ es el radio de curvatura de la trayectoria de esos rayos en un campo magnético uniforme H , entonces

$$\frac{mv}{e} = H\rho = I,$$

donde I está escrito por $H\rho$ en aras de la brevedad. De estas ecuaciones obtenemos.

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = \frac{W}{Q}$$

$$v = \frac{2W}{QI}$$

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2 Q}{2W}$$

De esta manera, si conocemos los valores de Q , W e I , podemos deducir los valores de v y de m/e .

Para medir estas cantidades, he usado tubos de tres tipos diferentes. El primero que probé es como el representado en la Figura 2, excepto que las placas E y D están ausentes, y dos cilindros coaxiales están sujetos al extremo del tubo. Los rayos del cátodo C caen en el conector metálico B, que está conectado a la tierra y sirve para el ánodo; se corta una hendidura horizontal en este tapón. Los rayos catódicos pasan a través de esta rendija y luego impactan contra los dos cilindros coaxiales en el extremo del tubo; En estos cilindros se cortan hendiduras, de modo que los rayos catódicos pasen al interior del cilindro interno. El cilindro exterior está conectado a tierra, el cilindro interior, que está aislado del exterior, está conectado con un electrómetro, cuya deflexión mide Q , la cantidad de electricidad que los rayos llevan al cilindro interior. Un par termoeléctrico se coloca detrás de la ranura en el cilindro interno; este par está hecho de tiras muy finas de hierro y cobre sujetadas a alambres de hierro y cobre muy finos. Estos cables pasaron a través de los cilindros, estando aislados de ellos y a través del vidrio hacia el exterior del tubo, donde se conectaron con un galvanómetro de baja resistencia, cuya deflexión proporcionó datos para calcular el aumento de temperatura de la unión producida por el impacto contra él de los rayos catódicos. Las tiras de hierro y cobre eran lo suficientemente grandes como para asegurar que cada rayo catódico que ingresaba en el cilindro interno chocara contra la unión. En algunos de los tubos, las tiras de hierro y cobre se colocaron de extremo a extremo, de modo que algunos de los rayos chocaron contra el hierro y otros contra el cobre; en otros, la tira de un metal se colocó frente al otro; Sin embargo, no se pudo detectar ninguna diferencia entre los resultados obtenidos con estos dos arreglos. Se pesaron las tiras de hierro y cobre y se calculó la capacidad térmica de la unión. En un conjunto de uniones, esta capacidad era 5×10^{-3} , en otro 3×10^{-3} . Si asumimos que los rayos catódicos que chocan contra la unión le dan su energía, la deflexión del galvanómetro nos da W o $\frac{1}{2} Nmv^2$.

El valor de I , i , e , $H\rho$, donde ρ es la curvatura de esta trayectoria de los rayos en un campo magnético de fuerza H se encontró de la siguiente manera: – El tubo se fijó entre dos grandes bobinas circulares colocadas paralelas entre sí, y separadas por una distancia igual al radio de

cualquiera de las dos; estas bobinas producen un campo magnético uniforme, cuya fuerza se obtiene al medir con un amperímetro la fuerza de la corriente que pasa a través de ellas.

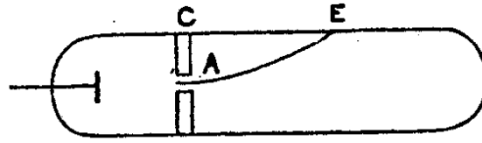


Figura 5.

Por lo tanto, los rayos catódicos están en un campo uniforme, de modo que su trayectoria es circular. Supongamos que los rayos, cuando son desviados por un imán, chocan contra el vidrio del tubo en E (Figura 5), entonces, si ρ es el radio de la trayectoria circular de los rayos,

$$2\rho = \frac{CE^2}{AC} + AC$$

así, si medimos CE y AC tenemos los medios para determinar el radio de curvatura de la trayectoria de los rayos.

La determinación de ρ se hace en cierta medida incierta, como consecuencia de que el haz de rayos se extiende bajo la acción del campo magnético, de modo que la zona fosforescente en E tiene varios milímetros de largo; por lo tanto, los valores de ρ que difieren apreciablemente entre sí se obtendrán tomando E en diferentes puntos de esta zona fosforescente. Sin embargo, parte de esta zona era, en general, considerablemente más brillante que el resto; cuando este fue el caso, E fue tomada como el punto más brillante; cuando no existía tal punto de brillo máximo, la mitad del zona se tomó como E . La incertidumbre en el valor de ρ así introducido ascendía a veces a alrededor del 20 por ciento; con esto quiero decir que si tomamos E primero en un extremo de la zona y luego en el otro, deberíamos obtener valores de ρ que difieran en esta cantidad.

La medición de Q , la cantidad de electricidad que ingresa al cilindro interno, se complica porque los rayos catódicos hacen conductor al gas que atraviesan, de modo que aunque el aislamiento del cilindro interno era perfecto cuando el tubo estaba apagado, no era así cuando los rayos pasaban por el espacio entre los cilindros; esto provocó que parte de la carga comunicada al cilindro interno se filtrara, de modo que la carga real dada al cilindro por los rayos catódicos fue mayor que la indicada por el electrómetro. Para hacer que el error por esta causa sea lo más pequeño posible, el cilindro interno se conectó al capacitor de capacidad más grande disponible, 1,5 microfaradios, y el tubo sólo se mantuvo encendido por un corto tiempo, aproximadamente 1 ó 2 segundos, de modo que la alteración en el potencial en el cilindro interno no fuese grande, variando en los diversos experimentos entre 0,5 y 5 volts, aproximadamente. Otra razón por la cual es necesario limitar la duración del paso de los rayos al menor tiempo posible, es evitar la corrección por la pérdida de calor de la unión termoelectrónica por conducción a lo largo de los cables; El aumento de temperatura de la unión fue del orden de 2°C ; una serie de experimentos mostraron que con el mismo tubo y la misma presión gaseosa, Q y W eran proporcionales entre sí cuando la propagación de los rayos no se mantenían demasiado tiempo.

Los tubos de este tipo dieron resultados satisfactorios, siendo el principal inconveniente que, a veces, como consecuencia de la carga del vidrio del tubo, comenzaba una descarga secundaria desde el cilindro a las paredes del tubo, y los cilindros estaban rodeados de brillo; cuando aparecía este resplandor, las lecturas eran muy irregulares; Sin embargo, el brillo pudo eliminarse bombeando y dejando que el tubo descansa por algún tiempo. Los resultados obtenidos con este tubo se dan en la Tabla bajo el título Tubo 1.

El segundo tipo de tubo era como el utilizado para fotografiar la trayectoria de los rayos (fig. 4); Los cilindros dobles con una unión termoelectrica como los utilizados en el tubo anterior se colocaron en la línea de movimiento de los rayos, el interior de la campana de vidrio se recubrió con una malla de cobre conectada a tierra. Este tubo dio resultados muy satisfactorios; nunca fuimos molestados por ningún brillo alrededor de los cilindros, y las lecturas fueron muy concordantes; el único inconveniente fue que, como algunas de las conexiones tenían que hacerse con lacre de cera, no era posible obtener el mayor agotamiento con este tubo, por lo que el rango de presión para este tubo era menor que para el tubo 1. Los resultados obtenidos con este tubo se dan en la Tabla bajo el título Tubo 2.

El tercer tipo de tubo era similar al primero, excepto que, en ese tubo, las aberturas en los dos cilindros se hicieron mucho más pequeñas; las hendiduras en los cilindros fueron reemplazadas por pequeños orificios de, aproximadamente, 1.5 mm de diámetro. Como consecuencia de la pequeñez de las aberturas, la magnitud de los efectos fue muy reducida; Para obtener resultados medibles, fue necesario reducir la capacidad del condensador conectado con el cilindro interno a 0,15 microfaradios y hacer que el galvanómetro sea extremadamente sensible, ya que, en estos experimentos, el aumento de la temperatura de la unión termoelectrica estaba sólo alrededor de 0,5° C en promedio. Los resultados obtenidos en este tubo se dan en la Tabla bajo el título Tubo 3.

Los resultados de una serie de mediciones con estos tubos se dan en la siguiente tabla:

Gas	Valor de W/Q	I	m/e	v
Tubo 1				
Aire	$4,6 \times 10^{11}$	230	$0,57 \times 10^{-7}$	4×10^9
Aire	$1,8 \times 10^{12}$	350	$0,34 \times 10^{-7}$	1×10^{10}
Aire	$6,1 \times 10^{11}$	230	$0,43 \times 10^{-7}$	$5,4 \times 10^9$
Aire	$2,5 \times 10^{12}$	400	$0,32 \times 10^{-7}$	$1,2 \times 10^{10}$
Aire	$5,5 \times 10^{11}$	230	$0,48 \times 10^{-7}$	$4,8 \times 10^9$
Aire	1×10^{12}	285	$0,4 \times 10^{-7}$	7×10^9
Aire	1×10^{12}	285	$0,4 \times 10^{-7}$	7×10^9
Hidrógeno	6×10^{12}	205	$0,35 \times 10^{-7}$	6×10^9
Hidrógeno	$2,1 \times 10^{12}$	460	$0,5 \times 10^{-7}$	$9,2 \times 10^9$
Dióxido de carbono	$0,4 \times 10^{11}$	260	$0,4 \times 10^{-7}$	$7,5 \times 10^9$
Dióxido de carbono	$1,47 \times 10^{12}$	340	$0,4 \times 10^{-7}$	$8,5 \times 10^9$
Dióxido de carbono	$3,0 \times 10^{12}$	480	$0,39 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{10}$
Tubo 2				
Aire	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^9$

Aire	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$4,1 \times 10^9$
Aire	$3,5 \times 10^{11}$	181	$0,47 \times 10^{-7}$	$3,8 \times 10^9$
Hidrógeno	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^9$
Aire	$2,5 \times 10^{11}$	160	$0,51 \times 10^{-7}$	$3,1 \times 10^9$
Dióxido de carbono	2×10^{11}	148	$0,54 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^9$
Aire	$1,8 \times 10^{11}$	151	$0,63 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^9$
Hidrógeno	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^9$
Hidrógeno	$4,4 \times 10^{11}$	201	$0,46 \times 10^{-7}$	$4,4 \times 10^9$
Aire	$2,5 \times 10^{11}$	175	$0,61 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^9$
Aire	$4,2 \times 10^{11}$	200	$0,48 \times 10^{-7}$	$4,1 \times 10^9$
Tubo 3				
Aire	$2,5 \times 10^{11}$	220	$0,9 \times 10^{-7}$	$2,4 \times 10^9$
Aire	$3,5 \times 10^{11}$	225	$0,7 \times 10^{-7}$	$3,2 \times 10^9$
Hidrógeno	3×10^{11}	250	$1,0 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^9$

Se notará que el valor de m/e es considerablemente mayor para los ensayos en el Tubo 3, donde la abertura es un agujero pequeño, que para los Tubos 1 y 2, donde la abertura es una ranura de área mucho mayor. Soy de la opinión de que los valores de m/e obtenidos de los Tubos 1 y 2 son demasiado pequeños, como consecuencia de la fuga del cilindro interno al exterior por el hecho de que el gas se convierte en conductor por el paso de los rayos catódicos.

En estas tablas se observa que el valor de m/e es independiente de la naturaleza del gas. Por lo tanto, para el primer tubo, la media para el aire es $0,40 \times 10^{-7}$, para el hidrógeno $0,42 \times 10^{-7}$ y para el dióxido de carbono $0,4 \times 10^{-7}$; para el segundo tubo, la media para el aire es $0,52 \times 10^{-7}$, para el hidrógeno $0,50 \times 10^{-7}$ y para el dióxido de carbono $0,54 \times 10^{-7}$.

Los experimentos se probaron con electrodos hechos de hierro en lugar de aluminio; esto alteró la apariencia de la descarga y el valor de v a cierta presión, sin embargo, los valores de m/e fueron los mismos en los dos tubos; El efecto producido por diferentes metales en la apariencia de la descarga se describirá más adelante.

Antes de proceder a discutir los resultados de estas mediciones, describiré otro método para medir las cantidades m/e y v de un tipo completamente diferente al anterior; este método se basa en la deflexión de los rayos catódicos en un campo electrostático. Si medimos la deflexión experimentada por los rayos cuando se atraviesa una longitud dada bajo una intensidad eléctrica uniforme, y la deflexión de los rayos cuando atraviesan una distancia dada bajo un campo magnético uniforme, podemos encontrar los valores de m/e y v de la siguiente manera;

Sea l el espacio que atraviesan los rayos bajo una intensidad eléctrica uniforme F , el tiempo necesario para que los rayos atraviesen este espacio es l/v , por lo tanto, la velocidad en la dirección de F es

$$\frac{Fe}{m} = \frac{l}{v}$$

de modo que, el ángulo θ a través del cual se desvían los rayos cuando salen del campo eléctrico y entran en una región libre de fuerza eléctrica, viene dado por la ecuación

$$\theta = \frac{Fe l}{m v^2}$$

Si, en lugar de la intensidad eléctrica, los rayos son activados por una fuerza magnética H en ángulo recto a los rayos, y se extienden a través de la distancia l , la velocidad en ángulos rectos a la trayectoria original de los rayos es

$$\frac{Hev}{m} = \frac{l}{v}$$

de modo que, el ángulo ϕ a través del cual se desvían los rayos cuando salen del campo magnético, viene dado por la ecuación

$$\phi = \frac{Hev l}{m v}$$

De esas ecuaciones obtenemos

$$\phi = \frac{Hev l}{m v}$$

y

$$\phi = \frac{Hev l}{m v}$$

En los experimentos llevados a cabo, H fue ajustado de modo que $\phi = \theta$, en este caso la ecuación se torna

$$v = \frac{F}{H}$$

$$\frac{m}{e} = \frac{H^2 l}{F\theta}$$

El aparato usado para medir v y m/e por estos medios, es el representado en la Figura 2. El campo eléctrico se produjo al conectar las dos placas de aluminio a los terminales de una batería de celdas de almacenamiento. La zona fosforescente en el extremo del tubo se desvió, y la deflexión se midió con una escala pegada en el extremo del tubo. Como era necesario oscurecer la habitación para ver la zona fosforescente, se colocó una aguja recubierta con pintura luminosa para que, mediante un tornillo, se pudiera mover hacia arriba y hacia abajo de la escala; esta aguja se podía

ver cuando la habitación estaba oscura, y se movió hasta que coincidió con la zona fosforescente. Así, cuando se admitió la luz, se pudo medir la deflexión de la zona fosforescente.

El campo magnético se produjo colocando fuera del tubo dos bobinas cuyo diámetro era igual a la longitud de las placas; Las bobinas se colocaron de manera que cubrieran el espacio ocupado por las placas, la distancia entre las bobinas era igual al radio de cualquiera de ellas. El valor medio de la fuerza magnética sobre la longitud l se determinó de la siguiente manera: una bobina estrecha C cuya longitud era l , conectada con un galvanómetro balístico, se colocó entre las bobinas; el plano de los devanados de C era paralelo a los planos de las bobinas; La sección transversal de la bobina era un rectángulo de 5 cm por 1 cm . Se envió una corriente dada a través de las bobinas externas y se observó el salto α en el galvanómetro cuando esta corriente se invirtió. Luego, la bobina C se colocó en el centro de dos bobinas muy grandes, para estar en un campo de fuerza magnética uniforme: se invirtió la corriente a través de las bobinas grandes y se observó de nuevo el salto β en el galvanómetro; al comparar α y β pudimos obtener el valor medio de la fuerza magnética para una longitud l ; se encontró que esta fuerza magnética es

$$60 \times i$$

donde i es la intensidad de la corriente que fluye a través de las bobinas.

Se realizó una serie de experimentos para ver si la deflexión electrostática era proporcional a la intensidad eléctrica entre las placas; se encontró que esto es así. En los siguientes experimentos, la corriente a través de las bobinas se ajustó de modo que la deflexión electrostática fuera la misma que la magnética:

Gas	θ	H	F	l	m/e	v
Aire	8/110	5,5	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,3 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^9$
Aire	9,5/110	5,4	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,1 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^9$
Aire	13/110	6,6	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,2 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^9$
Hidrógeno	9/110	6,3	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,5 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^9$
Dióxido de carbono	11/110	6,9	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,5 \times 10^{-7}$	$2,2 \times 10^9$
Aire	6/110	5	$1,8 \times 10^{10}$	5	$1,3 \times 10^{-7}$	$3,6 \times 10^9$
Aire	7/110	3,6	1×10^{10}	5	$1,1 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^9$

En los primeros cinco experimentos, el cátodo era de aluminio, en los últimos dos experimentos fue de platino; en el último experimento, se adoptó el método de Sir William Crookes para eliminar el vapor de mercurio mediante la inserción de tubos de azufre, yoduro de azufre y limaduras de cobre entre la bombilla y la bomba. En el cálculo de m/e y de v no se ha tenido en cuenta la fuerza magnética debida a la bobina en la región fuera de las placas; en esta región, la fuerza magnética estará en la dirección opuesta a la que se encuentra entre las placas, y tiende a desviar los rayos catódicos en la dirección opuesta: por lo tanto, el valor efectivo de H será menor que el valor utilizado en las ecuaciones, de modo que los valores de m/e son mayores y los de v menores de lo que serían si se aplicara esta corrección. Este método para determinar los valores de m/e y de v es mucho menos laborioso y probablemente más preciso que el método anterior; Sin embargo, no puede usarse en un rango tan amplio de presiones.

A partir de estas determinaciones, vemos que el valor de m/e es independiente de la naturaleza del gas, y que su valor 10^{-7} es muy pequeño en comparación con el valor 10^{-4} , que es el valor más pequeño de esta cantidad previamente conocida, el cual es el valor del ion hidrógeno en la electrólisis. La pequeñez de m/e puede deberse a la pequeñez de m o la amplitud de e , o a una combinación de estas dos. Los resultados de Lenard muestran que los portadores de las cargas en los rayos catódicos son pequeños en comparación con las moléculas ordinarias. De los resultados de Lenard, estimo que la velocidad a la que el brillo de la fosforescencia producidos por estos rayos disminuye con la longitud del trayecto recorrido por ellos. Si consideramos que esta fosforescencia se debe al impacto de las partículas cargadas, la distancia a través de la cual deben viajar los rayos antes de que la fosforescencia se desvanezca en una fracción dada (es decir, l/e , donde $e = 2.71$) de su intensidad original, será algún múltiplo moderado del camino libre medio. Lenard descubrió que esta distancia depende únicamente de la densidad del medio, y no de su naturaleza química o estado físico. En el aire a presión atmosférica, la distancia era de aproximadamente medio centímetro, y esto es más comparable con el camino libre medio de los portadores a través del aire a presión atmosférica. Pero el camino libre medio de las moléculas de aire es una cantidad de un orden bastante diferente. El portador, entonces, debe ser pequeño en comparación con las moléculas ordinarias. Los dos puntos fundamentales acerca de estos portadores me parecen ser (1) que estos portadores son iguales entre si independientemente del gas a través del cual pasan, (2) que los caminos libres medios dependen nada más que de la densidad del medio atravesado por estos rayos.

Podría suponerse que la independencia de la masa de los portadores del gas a través del cual pasa la descarga se debe a que la masa en cuestión es la cuasi masa que posee un cuerpo cargado en virtud del campo eléctrico instalado en su vecindario; mover el cuerpo implica la producción de un campo eléctrico variable y, por lo tanto, de una cierta cantidad de energía que es proporcional al cuadrado de la velocidad. Esto hace que el cuerpo cargado se comporte como si su masa aumentara en una cantidad, que para una esfera cargada es $\frac{1}{5} e^2/\mu a$ (“Investigaciones recientes en electricidad y magnetismo”²⁷⁶), donde e es la carga y a el radio de la esfera. Si suponemos que esta es la masa con la que nos ocupamos en los rayos catódicos, ya que m/e variaría como e/a , el experimento no proporciona ninguna pista de ninguna de las propiedades (1 y 2) de estos rayos. Esta no es de ninguna manera la única objeción a esta hipótesis, que solo menciono para demostrar que no se ha pasado por alto.

El experimento que me parece dar cuenta de la manera más simple y directa de los hechos se basa en una visión de la constitución de los elementos químicos que ha sido acogida favorablemente por muchos químicos: esta visión es que los átomos de los diferentes elementos químicos son diferentes agregaciones de átomos del mismo tipo. En la forma en que Prout enunciaba esta hipótesis, los átomos de los diferentes elementos eran átomos de hidrógeno; en esta forma precisa, la hipótesis no es sostenible, pero si sustituimos el hidrógeno por alguna sustancia primordial desconocida X, no se sabe nada que sea incompatible con esta hipótesis, que es una que recientemente ha sido respaldada por Sir Norman Lockyer por razones derivadas de estudio de los espectros estelares.

²⁷⁶A. Gray, “Recent Researches in Electricity and Magnetism”, *Nature* vol. 49, pp. 357–359 (1894).

Si, en el campo eléctrico muy intenso en la vecindad del cátodo, las moléculas del gas se disocian y se dividen, no en los átomos químicos ordinarios, sino en estos átomos primordiales, que por brevedad llamaremos *corpúsculos*; y si estos corpúsculos están cargados de electricidad y proyectados desde el cátodo por el campo eléctrico, se comportarán exactamente como los rayos catódicos. Evidentemente darían un valor de m/e que es independiente de la naturaleza del gas y su presión, ya que los portadores son los mismos, cualquiera que sea el gas; de nuevo, los caminos libres medios de estos corpúsculos dependerían únicamente de la densidad del medio a través del cual pasan. Las moléculas de este medio están compuestas por varios de estos corpúsculos separados por espacios considerables; ahora la colisión entre un solo corpúsculo y la molécula no será entre los corpúsculos y la molécula en su conjunto, sino entre este corpúsculo y los corpúsculos individuales que forman la molécula; así, el número de colisiones que hace la partícula a medida que se mueve a través de una multitud de estas moléculas será proporcional, no al número de las moléculas en la multitud, sino al número de los corpúsculos individuales. El camino libre medio es inversamente proporcional al número de colisiones en la unidad de tiempo, por lo que es inversamente proporcional al número de corpúsculos en el volumen de la unidad; ahora como estos corpúsculos tienen todos la misma masa, el número de corpúsculos en el volumen unitario será proporcional a la masa del volumen unitario, es decir, la trayectoria libre media será inversamente proporcional a la densidad del gas. Vemos, también, que mientras la distancia entre los corpúsculos vecinos sea grande en comparación con las dimensiones lineales de un corpúsculo, la trayectoria libre media será independiente de la forma en que están organizados, siempre que el número en el volumen unitario permanezca constante, es decir, el camino libre medio dependerá solo de la densidad del medio atravesado por los corpúsculos, y será independiente de su naturaleza química y estado físico: esto, de las muy notables mediciones de la absorción de los rayos catódicos por parte de Lenard, debe ser una propiedad poseída por los portadores de las cargas en los rayos catódicos.

Por lo tanto, en este punto de vista, los rayos catódicos tienen materia en un nuevo estado, un estado en el que la subdivisión de la materia se lleva mucho más lejos que en el estado gaseoso ordinario: un estado en el que toda la materia, — es decir, materia derivada de diferentes fuentes, como el hidrógeno, el oxígeno, etc. Esta materia es única y de la misma clase, esta materia es la sustancia a partir de la cual se construyen todos los elementos químicos.

Con aparatos de magnitud ordinaria, la cantidad de materia producida por medio de la disociación en el cátodo es tan pequeña que casi impide la posibilidad de una investigación química directa de sus propiedades. Por lo tanto, estimo que con la bobina que utilicé, si se mantuviera ininterrumpidamente día y noche durante un año, produciría sólo una parte de la millonésima parte de un gramo de esta sustancia.

La pequeñez del valor de m/e es, creo que se debe a la amplitud de e así como a la pequeñez de m . Me parece que hay alguna evidencia de que las cargas transportadas por los corpúsculos en el átomo son grandes en comparación con las transportadas por los iones de un electrolito. En la molécula de HCl, por ejemplo, imagino que los componentes de los átomos de hidrógeno se mantienen unidos por un gran número de tubos de fuerza electrostática; los componentes del átomo de cloro se mantienen juntos de manera similar, pero un solo tubo une al átomo de hidrógeno con átomo de cloro. La razón para atribuir esta alta carga a los constituyentes del átomo se deriva de los valores de la capacidad inductiva específica de los gases: podemos imaginar que la capacidad

inductiva específica de un gas se debe al ajuste en el campo eléctrico del doblete eléctrico formado por los dos átomos electrificados de forma opuesta que forman la molécula del gas. Sin embargo, las mediciones de la capacidad inductiva específica muestran que esta es, aproximadamente, una cantidad aditiva: es decir, que podemos asignar un cierto valor a cada elemento, y encontrar la capacidad inductiva específica de HCl agregando el valor de hidrógeno al valor para el cloro; el valor de H₂O: agregando dos veces el valor del hidrógeno al valor del oxígeno, y así sucesivamente. Ahora, el momento eléctrico del doblete formado por una carga positiva en un átomo de la molécula y una carga negativa en el otro átomo no sería una propiedad aditiva. Sin embargo, cada átomo tiene un momento eléctrico definido, y este es grande en comparación con el momento eléctrico de los dos átomos en la molécula, entonces el momento eléctrico de cualquier compuesto, y por lo tanto su capacidad inductiva específica, sería una propiedad aditiva²⁷⁷. Sin embargo, para que el momento eléctrico del átomo sea grande en comparación con el de la molécula, la carga en los corpúsculos tendría que ser muy grande en comparación con la del ion.

Si consideramos el átomo químico como una agregación de un número de átomos primordiales, el problema de encontrar las configuraciones de equilibrio estable para un número de partículas iguales que actúan entre sí de acuerdo con alguna ley de fuerza, – ya sea la de Boscovich, donde la fuerza entre ellos es una repulsión cuando están separados por menos de una cierta distancia crítica, y una atracción cuando están separados por una distancia mayor, o incluso el caso más simple de una cantidad de partículas que se repelen entre sí por una fuerza central – es de gran interés en conexión con la relación entre las propiedades de un elemento y su peso atómico. Desafortunadamente, las ecuaciones que determinan la estabilidad de tal colección de partículas aumentan tan rápidamente en complejidad con el número de partículas que una investigación matemática general es apenas posible. Sin embargo, podemos obtener una gran cantidad de información sobre las leyes generales que rigen estas configuraciones mediante el uso de modelos, el más simple de los cuales son los imanes flotantes del Profesor Mayer. En este modelo, los imanes se organizan en equilibrio entre sus repulsiones mutuas y una atracción central causada por el polo de un imán grande colocado sobre los imanes flotantes. Un estudio de las formas que tomarían estos imanes me parece sugerente en relación con la ley periódica. Mayer demostró que cuando el número de imanes flotantes no superaba los 5, se colocaban en las esquinas de un polígono regular – 5 en las esquinas de un pentágono, 4 en las esquinas de un cuadrado, y así sucesivamente. Sin embargo, cuando el número excede de 5, esta ley ya no se cumple: por lo tanto, 6 imanes no se colocan en las esquinas de un hexágono, sino que se dividen en dos sistemas, que consiste en 1 en el centro rodeado por 5 en las esquinas de un pentágono. Para 8 tenemos dos en el interior y 6 en el exterior; esta disposición en dos sistemas, uno interno y otro externo, dura hasta 18 imanes. Después de esto tenemos tres sistemas: uno interno, uno medio y otro externo; para un número aún mayor de imanes tenemos cuatro sistemas, y así sucesivamente.

Mayer encontró que la disposición de los imanes era la siguiente:

²⁷⁷En el original: “Now the electrical moment of the doublet formed by a positive charge on one atom of the molecule and a negative charge on the other atom would not be an additive property; it, however, each atom had a definite electrical moment, and this were large compared with the electrical moment of the two atoms in the molecule, then the electrical moment of any compound, and hence its specific inductive capacity, would be an additive property”.

Por ejemplo, 1. 6. 10. 12 significa una disposición con un imán en el medio, luego un anillo de seis, luego un anillo de diez, y un anillo de doce externo.

Ahora supongamos que una cierta propiedad está asociada con dos imanes que forman un grupo por sí mismos; deberíamos tener esta propiedad con 2 imanes, otra vez con 8 y 9, otra vez con 19 y 20, y otra vez con 34, 35, y así sucesivamente. Si consideramos el sistema de imanes como un modelo de un átomo, dado que el número de imanes es proporcional al peso atómico, deberíamos tener esta propiedad en elementos de peso atómico 2, (8, 9), 19, 20, (34, 35).

1.	2.	3.	4.	5.
$\left\{ \begin{array}{l} 1.5 \\ 1.6 \\ 1.7 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2.6 \\ 2.7 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3.7 \\ 3.8 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4.8 \\ 4.9 \end{array} \right.$	5.9
$\left\{ \begin{array}{l} 1.5.9 \\ 1.6.9 \\ 1.6.10 \\ 1.6.11 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2.7.10 \\ 2.8.10 \\ 2.7.11 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3.7.10 \\ 3.7.11 \\ 3.8.10 \\ 3.8.11 \\ 3.8.12 \\ 3.8.13 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4.8.12 \\ 4.8.13 \\ 4.9.12 \\ 4.9.13 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5.9.12 \\ 5.9.13 \end{array} \right.$
$\left\{ \begin{array}{l} 1.5.9.12 \\ 1.5.9.13 \\ 1.6.9.12 \\ 1.6.10.12 \\ 1.6.10.13 \\ 1.6.11.12 \\ 1.6.11.13 \\ 1.6.11.14 \\ 1.6.11.15 \\ 1.7.12.14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2.7.10.15 \\ 2.7.12.14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3.7.12.13 \\ 3.7.12.14 \\ 3.7.13.14 \\ 3.7.13.15 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4.9.13.14 \\ 4.9.13.15 \\ 4.9.14.15 \end{array} \right.$	

De nuevo, cualquier propiedad conferida por tres imanes que forman un sistema entre ellos mismos ocurrirían con pesos atómicos 3, 10 y 11; 20, 21, 22, 23 y 24; 35, 36, 37 y 39; de hecho, deberíamos tener algo bastante análogo a la ley periódica, la primera serie correspondiente a la disposición de los imanes en un solo grupo, la segunda serie a la disposición en dos grupos, la tercera serie en tres grupos, y así sucesivamente.

La velocidad de los rayos catódicos es variable, dependiendo de la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo, que es una función de la presión del gas: la velocidad aumenta a medida que mejora el agotamiento; sin embargo, las medidas indicadas anteriormente muestran que a todas las presiones a las que se realizaron los experimentos, la velocidad excedió los 10^9 cm/s . Esta velocidad es mucho mayor que el valor 2×10^7 que obtuve anteriormente (*Phil. Mag.* Oct. 1894) al medir directamente el intervalo que separó la aparición de luminosidad en dos lugares en las paredes del tubo situadas a diferentes distancias del cátodo.

En mis experimentos anteriores, la presión era mayor que en los experimentos descritos en este documento, por lo que la velocidad de los rayos catódicos sería, en este sentido, menor. No obstante, la diferencia entre los dos resultados es demasiado grande para ser explicada

completamente de esta manera, y atribuyo la diferencia al vidrio que requiere ser bombardeado por los rayos por un tiempo finito antes de volverse fosforescente, esta vez dependiendo de la intensidad del bombardeo. A medida que este tiempo disminuye con la intensidad del bombardeo, la aparición de la fosforescencia en la pieza de vidrio más alejada del cátodo se demoraría más allá del tiempo necesario para que los rayos pasen de un lugar a otro debido a la diferencia en el tiempo que toma el vidrio para volverse luminoso; la velocidad aparente medida de esta manera sería, por lo tanto, menor que la velocidad real. En los experimentos anteriores se hicieron esfuerzos para disminuir este efecto haciendo que los rayos a mayor distancia del cátodo impacten en el vidrio menos oblicuamente que los que estando más cerca del cátodo impactan en el vidrio; la oblicuidad se ajustó hasta que el brillo de la fosforescencia fue aproximadamente igual en los dos casos. Sin embargo, en vista de la discrepancia entre los resultados obtenidos de esta manera y los obtenidos por el método posterior, creo que no se alcanzó el éxito en eliminar el retraso causado por el tiempo finito requerido por el gas para producir la fosforescencia.

Experimentos con electrodos de materiales diferentes.

En los experimentos descritos en este artículo, los electrodos generalmente estaban hechos de aluminio. Sin embargo, algunos experimentos se hicieron con electrodos de hierro y platino.

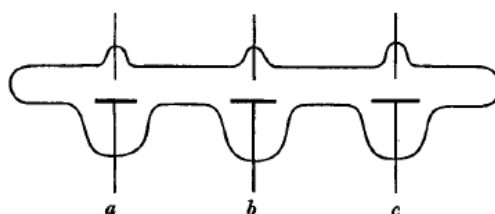


Figura 6

Aunque el valor de m/e fue el mismo independientemente del material del electrodo, la apariencia de la descarga varió grandemente; y como mostraron las mediciones, siendo la presión la misma en todos los casos, la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo dependía en gran medida del metal utilizado para el electrodo.

Posteriormente, para probar este punto, utilicé un tubo como el que se muestra en la fig. 6, donde a , b , c son cátodos hechos de diferentes metales, siendo los ánodos, en todos los casos, alambres de platino. Los cátodos eran discos de aluminio, hierro, plomo, estaño, cobre, mercurio, amalgama de sodio y cloruro de plata; la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo se midió con el voltímetro vertical de Lord Kelvin y también midiendo la longitud de la chispa en el aire que, cuando se colocó en paralelo el ánodo y el cátodo, parecía permitir que la descarga pasara con tanta frecuencia a través de la distancia disruptiva como a través del tubo. Con esta disposición las presiones fueron las mismas para todos los cátodos. La diferencia potencial entre el ánodo y el cátodo, y la longitud de chispa equivalente, dependían en gran medida de la naturaleza del cátodo. El alcance de la variación en el potencial se puede estimar a partir de la siguiente tabla:

Cátodo	Diferencia de potencial media ente el cátodo y el ánodo
Aluminio	1800 volts
Plomo	2100 volts
Estaño	2400 volts
Cobre	2600 volts
Hierro	2900 volts

Cuando el cátodo estaba hecho de amalgama de sodio o cloruro de plata, la diferencia de potencial era aún menor que con un cátodo de aluminio.

El orden de muchos de los metales cambió de forma muy caprichosa. Experimentos realizados a intervalos de unos pocos minutos dieron con frecuencia resultados bastante diferentes. Dada la abrupta forma en que se produjeron estos cambios, me inclino a pensar que el gas absorbido por el electrodo tiene una influencia considerable en el paso de la descarga.

Siento un gran placer al agradecer al Sr. Everitt, por la asistencia que me ha dado en la investigación precedente.

ANEXO B.

SOBRE LA CARGA ELEMENTAL Y LA CONSTANTE DE AVOGADRO*

Por R.A. Millikan.

Los experimentos aquí presentados se realizaron con la idea de introducir ciertas mejoras en el método de la gota de aceite²⁷⁸ para determinar e y N y obtener así una mayor precisión de la que había sido posible en la evaluación de estas muy fundamentales constantes.

En las observaciones originales mediante este método, se encontró un acuerdo tan excelente entre los valores de e derivados de diferentes mediciones (*l. c.*, p. 384) que era evidente que si existían errores apreciables, debían buscarse entre los factores constantes que entran en la fórmula final, en lugar de en inexactitudes en las lecturas o irregularidades en el comportamiento de las gotas. Por consiguiente, hace unos tres años, se inició una redeterminación sistemática de todas estas constantes. La importancia relativa de los diversos factores se puede ver en la siguiente revisión.

Como ahora es bien sabido, el método de la caída de la gota de aceite se basó originalmente sobre el supuesto de la ley de Stokes y dio el valor de la carga e en una caída dada, mediante la ecuación

$$e_n = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{9\eta}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{g(\sigma - \rho)} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(v_1 + v_2)^{\frac{1}{2}}}{F} \quad (1)$$

en el cual η es el coeficiente de viscosidad del aire, σ la densidad del aceite, ρ la del aire, v_1 la velocidad de descenso de la caída por gravedad y v_2 su velocidad de ascenso bajo la influencia de un campo eléctrico de fuerza F

La característica esencial del método consistía en cambiar repetidamente la carga en una caída determinada mediante la captura de iones del aire y, por lo tanto, obtener una serie de cargas con cada gota. Estas cargas mostraron una relación múltiple muy exacta en todas las circunstancias, un hecho que demostró muy directamente la estructura atómica de la carga eléctrica. Si la ley de Stokes fuera correcta, el mayor divisor común de esta serie de cargas debería haber sido el valor absoluto de la carga eléctrica elemental. Pero el hecho de que este mayor divisor común no lograra dar una constante cuando se usaron gotas de diferentes tamaños mostró que la ley de Stokes falla cuando el diámetro de una gota comienza a aproximarse al orden de magnitud de la trayectoria libre media de una molécula de gas. En consecuencia, se sugirió la siguiente forma corregida de la ley de Stokes para la velocidad de una gota que cae bajo la gravedad.

*R. A. Millikan, On the Elementary Electrical Charge and the Avogadro Constant. *Physical Review*, Vol. II, Serie II. 109–143, 1913.

²⁷⁸R. A. Millikan, *PHYS. REV.*, 32, pp. 349–397, 1911.

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{ga^2(\sigma - \rho)}{\eta} \left\{ 1 + A \frac{l}{a} \right\} \quad (2)$$

en donde a es el radio de la gota, l el camino libre medio de una molécula de gas y A una constante indeterminada. Se debe enfatizar particularmente que el término entre paréntesis se estableció expresamente, simplemente, como un término de corrección de primer orden en l/a y *no involucró suposiciones teóricas de ningún tipo*; además, *la constante A se determinó empíricamente* mediante el uso de pequeños valores de l/a y que *los valores de e y N obtenidos eran, por lo tanto, tan fiables como lo eran las observaciones en sí mismas*. Este hecho se ha pasado por alto repetidamente en las críticas a los resultados del método de la gota de aceite.²

Llamando luego e_1 al mayor divisor común de todos los diversos valores de e en una serie de observaciones en una caída dada, resultó de la combinación de (1) y (2) la ecuación

$$e \left(1 + A \frac{l}{a} \right)^{\frac{3}{2}} = e_1 \quad (3)$$

$$e = \frac{e_1}{\left(1 + A \frac{l}{a} \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Fue a partir de esta ecuación que se obtuvo e después de haber encontrado A por un método gráfico que se considerará más detalladamente en el presente trabajo.

² De hecho, M. Jules Roux (*Compt. Rendus.* 152. p. 1168. May. 1911) ha intentado corregir mis valores de e y N reduciendo algunas observaciones como la que hizo sobre gotitas de azufre, con la ayuda o simplemente con el valor teórico de A , que en realidad es aproximadamente el doble de grande. La imposibilidad del valor de A que él asume, él mismo la habría descubierto si hubiera hecho observaciones en esferas de diferentes tamaños o a diferentes presiones. Dichas observaciones, ya sea que se realicen en esferas sólidas o en esferas líquidas, siempre arrojan un valor de A aproximadamente la mitad del asumido por Roux. Por lo tanto, su valor de e , es decir, $e = 4,17 \times 10^{-11}$ no se basa, en absoluto, en ningún tipo de fundamento experimental. Se basa, más bien, en dos suposiciones erróneas: primero, el supuesto o la corrección de las constantes en la ecuación teórica de Cunningham (*Proc. Roy. Soc.*, 83, p. 357; véase también la nota a pie de página 3. p. 380. *Phys. Rev.*, Vol. 32) — constantes a las que me refiero en la actualidad, en ningún caso son correctos dentro de los límites del error experimental, incluso cuando se asume el impacto inelástico, y en segundo lugar, la suposición de que las moléculas producen impacto eléctrico contra superficies sólidas, una suposición que es completamente incorrecta como yo había demostrado al demostrar que el valor del término "deslizamiento" es el mismo para aceite y aire que para vidrio y aire (*Phys. Rev.*, Vol. 32, p. 382), y que Knudsen también había demostrado experimentalmente como erróneo (Knudsen. *An. der Phys.*, 28, p. 75, 1909 y 35, p. 389) y que, por razones teóricas, también es inadmisibles, ya que si fuera correcta, la ley de Poiseuille no podría aplicarse a gases bajo ninguna circunstancia. Pero incluso si Roux hubiera asumido el valor correcto de A , todavía habría obtenido resultados varios por cientos demasiado bajo, un hecho que debe atribuirse a arreglos experimentales defectuosos o al conocimiento imperfecto de la densidad de sus esferas de azufre; ya que las esferas sólidas se han estudiado con mucho cuidado en el Laboratorio Ryerson y, de hecho, se ha encontrado que dan resultados muy similares a los obtenidos con gotas de aceite. Sin embargo, las esferas sólidas no están tan bien adaptadas a una medición de precisión como las gotas de aceite, ya que la densidad y la esfericidad son siempre cuestiones de cierta incertidumbre.

Los factores que entran en la determinación de e son: (1) el factor densidad ($\sigma - \rho$); (2) la potencia del campo eléctrico (F); la viscosidad del aire η ; (4) las velocidades v_1 y v_2 ; (5) el radio de la gota, a ; el término de corrección constante, A .

En lo que respecta a los primeros dos de esos factores, no hay mucho que decir a menos que surja la cuestión si la densidad de gotas tan minúsculas de aceite puede no ser una función del radio. Esa cuestión es resuelta conclusivamente por la negativa, tanto por la teoría¹ como por los experimentos informados en este trabajo.

Originalmente, se eligieron líquidos en vez de sólidos debido a la gran certeza con que pueden ser conocidas sus densidades y esfericidades. No obstante, originalmente usé líquidos de viscosidades ampliamente diferentes (aceite liviano, glicerina, mercurio) y, con ellos, obtuve los mismos resultados, dentro de los límites del error, mostrando así experimentalmente que, en lo concerniente a este trabajo, todas las gotas actúan como esferas rígidas. Una prueba más completa de esta conclusión es suministrada tanto por las siguientes observaciones y otros cuidadosos trabajos con esferas sólidas que pronto serán informados en detalle por el Sr. J. Y. Lee.

En los siguientes experimentos, el material usado para las gotas fue aceite de pata de buey del más alto grado de refinación, cuya densidad a 23°C, la temperatura a la cual fueron realizados los experimentos, fue de 0,9199, obtenida en dos determinaciones hechas en un intervalo de 4 meses, con un error no mayor de una parte en 10.000.

Los campos eléctricos fueron producidos por una batería de almacenamiento de 5.300 volts, cuya caída de potencial promedio era de 5 o 10 volts durante una observación de una hora de duración. Las lecturas de potencial fueron tomadas justo antes y justo después de un conjunto de observaciones sobre una gota dada dividiendo el conjunto en 6 partes y leyendo la caída de potencial de cada parte con un voltímetro electrostático Kelvin y White de 900 voltios que mostró una notable

¹La presión p_2 dentro de una gota de aceite está dada por

$$p_2 = k + \frac{\alpha}{2R}$$

donde k es la constante de La Place para la presión interna, α la constante de tensión superficial y R el radio. La diferencia ($p_2 - p_1$) entre la presión dentro de la gota de aceite y dentro de una masa de aceite, es entonces $\alpha/2R$. Pero el coeficiente de compresibilidad de un líquido está definido por

$$\beta = \frac{v_2 - v_1}{v_1(p_2 - p_1)}$$

Para aceites de esta clase β nunca excede 70×10^{-6} megadyn por cm^2 (ver tablas de Landolt y Borenstein) mientras que α es de alrededor de 35 dyn cm. R , para la gota más pequeña usada (Tabla XX.) es 0,00005 cm; por lo tanto, tenemos

$$\frac{v_2 - v_1}{v_1} = \beta \frac{\alpha}{2R} = \frac{70 \times 10^{-6} \times 35}{0,0001} = 0,000024$$

La densidad de la gota más pequeña usada es, entonces, de 2 partes en 100.000 más grandes que la de esa gota en la masa de aceite. Entonces, las gotas pequeñas sólo pueden ser apreciablemente más densas que las más grandes, si el aceite fuera inhomogéneo y si el proceso de atomización hubiese elegido los constituyentes más densos para se las pequeñas gotas. Tal suposición es negada por los resultados experimentales dados en el § 9.

constancia y que se podía leer fácilmente, en esta parte de la escala, con una precisión de aproximadamente 1 parte en 2.000. Este instrumento fue calibrado en comparación con un voltímetro Weston Laboratory Standards de 750 voltios certificado al 1/10 por ciento y realmente se encontró que tenía esta precisión en comparación con un instrumento estandarizado en la Oficina de Estándares en Washington. Por lo tanto, las lecturas de caída de potencial en ningún caso deben contener un error de más de 1 parte en 1.000. De hecho, las lecturas de 5.000 voltios realizadas con la ayuda de dos curvas de calibración diferentes del instrumento K & W hechas con dos años de diferencia nunca difirieron en más de 1 o 2 partes en 5.000.

El valor de F implica, además de la caída de potencial, la distancia entre las placas, que era como antes de 16 mm y correcta hasta unos 0,01 mm (*l.c.*, p. 351). No se necesita decir nada más sobre los dos primeros factores mencionados anteriormente. Los últimos cuatro, sin embargo, necesitaban una consideración especial.

2. EL COEFICIENTE DE VISCOSIDAD DEL AIRE.

Este factor ciertamente introduce un elemento de incertidumbre tan grande como inherente a cualquier método aplicado a la caída del aceite. Dado que η aparece en la ecuación (1) elevado a la potencia $3/2$, una incertidumbre del 0,5 por ciento en η significa una incertidumbre del 0,75 por ciento en el valor de e . Por lo tanto, era de suma importancia que se determinara con toda la precisión posible. En consecuencia, dos nuevas determinaciones comenzaron hace tres años en el Laboratorio Ryerson, una por el Sr. Lachlan Gilchrist y otra por el Sr. L M. Rapp. El Sr. Gilchrist, cuyo trabajo ya se ha publicado¹, usó un método de desviación constante (con cilindros concéntricos), que se estimó (*l. c.*, p. 886) debería reducir la incertidumbre en η a 1 ó 2 diezmilésimos por ciento. Los resultados han justificado esta estimación. El Sr. Rapp utilizó una forma del método del tubo capilar que, según se creía, se adaptaba mejor *evaluación absoluta de* η que las disposiciones de tubo capilar que se han utilizado comúnmente hasta ahora². Dado que el Sr. Gilchrist completó su trabajo en la Universidad de Toronto, Canadá, y el Sr. Rapp hizo sus cálculos y reducciones finales en el Ursinus College, Pa., ninguno de ellos tuvo algún conocimiento de los resultados obtenidos por el otro. Los dos resultados coinciden con una diferencia de una parte en 600. El Sr. Rapp estimó su máxima incertidumbre en 0,1%, el Sr. Gilchrist en un 0,2%. El trabajo del Sr. Rapp fue hecho a 26°C y dio como resultado $\eta_{26} = 0,00018375$. Cuando este valor se redujo a 23°C, la temperatura usada en el trabajo siguiente, mediante la fórmula (5) — una fórmula³ que, ciertamente, no introduce un error apreciable en el rango de temperaturas que aquí se usan, — a saber,

$$\eta_t = 0,00018240 - 0,000000493 (23 - t) \quad (5)$$

¹ Lachlan Gilchrist, *PHYS. REV.* 2d. Ser. Vol. I, p. 124.

² Esta investigación pronto será publicada completa (*PHYS. REV.*, 1913). Luego, aquí sólo se hará una breve descripción de los resultados que se necesita para el problema que tratamos.

³ Ver R. A. Millikan, *Annalen der Physik*, 1913, para una discusión más extensa sobre esta y otras fórmulas para la viscosidad y su medición.

de donde resulta

$$\eta_{23} = 0,00018227$$

El trabajo del Sr. Gilchrist fue realizado a 20,2 °C y dio el valor $\eta_{20,2} = 0,0001812$. Cuando este valor se reduce a 23°C se obtiene

$$\eta_{23} = 0,00018227$$

Con estos dos nuevos trabajos, llevados a cabo con métodos totalmente diferentes, se comparan con las mejores determinaciones existentes, el acuerdo es extremadamente llamativo.

Así, en 1905, Hogg² hizo observaciones muy cuidadosas en Harvard sobre la amortiguación de los cilindros oscilantes y obtuvo tres experimentos a presión atmosférica $\eta_{23} = 0,0001825$, $\eta_{15,6} = 0,0001790$ y $\eta_{18,6} = 0,0001795$. Estos dos últimos reducidos a 23° C, como arriba, son $=, 0001826$ y 0.0001817 respectivamente y el valor medio de las tres determinaciones.

$$\eta_{23} = 0,00018227$$

La determinación clásica de Tomlinson,³ lejos la más confiable del siglo XIX, terminó cuando la amortiguación se debió principalmente al "empuje" $\eta_{12,65} = 0, 00017746$; cuando se debió por completo al "arrastre" $\eta_{11,79} = 0,00017711$. Estos valores reducidos a 15° C, como arriba, son respectivamente $0,00017862$ y $0,00017867$. Por lo tanto, podemos tomar la determinación directa de Tomlinson como $\eta_{15} = 0,00017864$. Este valor, reducido a 23°C mediante la fórmula de temperatura propia de Tomlinson (Holman), arroja $0,00018242$. Mediante la fórmula anterior se obtiene $\eta_{23} = 0,00018256$.

Grindley y Gibson utilizaron el método del tubo, en una escala tan grande⁴ (con un tubo de 1/8 de pulgada de diámetro y 108 pies de largo) que elimina en gran medida las fuentes de error más comunes de este método, a saber, la pequeñez y la falta de uniformidad del orificio, Se obtuvieron a temperatura ambiente los siguientes resultados⁵ $\eta_{25,28^{\circ}\text{C}} = 0,00018347$, $\eta_{23,55^{\circ}\text{C}} = 0,00018241$, $\eta_{12,18^{\circ}\text{C}} = 0,00018257$ y $\eta_{15,4^{\circ}\text{C}} = 0,0001782$. Estos números, reducidos a 23°C como anteriormente, son respectivamente $18,245$, $18,24$, $18,201$ y $18,195$. La media es de $18,220$. En la fórmula de Grindley y Gibson, $\eta = 0,0001702 \{1 + 0,00329t - 0,0000070t^2\}$, por lo que el rendimiento $\eta_{23} = 0,00018245$. Podemos tomar entonces la determinación directa de Grindley y Gibson como la media de estos dos valores, a saber: $\eta_{23} = 0,00018232$.

Recopilando entonces las cinco determinaciones más cuidadosas de la viscosidad del aire, en la medida en que he podido obtener, se obtiene la siguiente tabla.

²J. L. Hogg, *Proc. Amer. Acad.*, 40, 18, p. 611, **1905**.

³Tomlinson, *Phil. Trans.*, 177, p. 767, **1886**.

⁴Grindley and Gibson, *Proc. Roy. Soc.*, 80, p. 114, **1908**.

⁵Estos números representan la reducción a las unidades del sistema c.g.s. absoluto de todas las observaciones que Grindley y Gibson hicieron entre 50°F y 80°F.

TABLA 1

Aire $\eta_{23} = 0,00018227$	Rapp. Método del tubo capilar. 1913
Aire $\eta_{23} = 0,00018257$	Gilchrist. Método de la constante de deflexión. 1913.
Aire $\eta_{23} = 0,00018227$	Hogg. Método de amortiguación del cilindro oscilante. 1905.
Aire $\eta_{23} = 0,00018258$	Tomlinson. Método de amortiguación de las vibraciones pendulares. 1886.
Aire $\eta_{23} = 0,00018232$	Grindley y Gibson Método de flujo a través de una tubería grande. 1908
Media $\eta_{23} = 0,00018240$	

Se verá, entonces, que cada uno de los cinco métodos diferentes que se han utilizado para la determinación absoluta de η conducen a un valor que difiere en menos de 1 parte en 1.000 del valor medio calculado $\eta_{23} = 0,00018240$. Seguramente es legítimo concluir que el valor absoluto de η para el aire se conoce ahora con una incertidumbre de algo menos de 1 parte en 1.000.¹

Una segunda pregunta que podría plantearse en relación con η es si el medio ofrece precisamente la misma resistencia al movimiento a través de él de una caída muy cargada que de una caída sin carga. Esta pregunta ha sido cuidadosamente estudiada y definitivamente respondida en forma afirmativa por el siguiente trabajo (cf. §§ 6 y 10).

3. LAS VELOCIDADES v_1 Y v_2 .

La precisión alcanzada previamente en la medición de los tiempos de ascenso y descenso entre líneas fijas del retículo del ocular fue, en conjunto, satisfactoria. Pero el método que se tuvo que emplear para encontrar la potencia de aumento del sistema óptico pero, encontrar la distancia real de caída de la gota en centímetros, dejó algo que desear. Este sistema óptico se encontraba ante un telescopio de enfoque corto de tal profundidad de enfoque que era imposible obtener una medida precisa de la distancia entre las líneas del retículo en el ocular, simplemente por enfocar nítidamente

¹Al obtener la media, he elegido lo que, después de un estudio cuidadoso, he considerado como la mejor determinación por cada uno de los cinco métodos distintos. El método de transpiración ha sido mucho más utilizado que los otros, y en general, el resultado final está en buen acuerdo con otros trabajos cuidadosos usando este método. Así, el valor final de Rankine (*Proc. Roy. Soc.*, A, 83, p. 522, 1910) mediante una nueva modificación del método del tubo capilar, aunque probablemente no pretende una precisión de más del 0,4 por ciento, es, a 10,6° C, 0,0001767, un valor que se reduce a $\eta_{23} = 0,0001828$. De nuevo, la fórmula final de Fisher (*Phys. Rev.*, 28, p. 104, 1909) da $\eta_{23} = 0,00018218$. También, la muy utilizada fórmula de Holman (*Phil. Mag.*, 21, p. 199, 1886 y Tomlinson, *Phil. Trans.*, Vol. 177, parte 2, p. 767, 1886) produce $\eta_{23} = 0,00018237$. De hecho, el único trabajo confiable en que puedo encontrar que η está fuera de línea con el valor $\eta_{23} = 0,00018240$ es el de Breiterbach en Leipzig (*Ann. Der Phys.* 5, p. 166, 1901) y el de Schultze (*Ann. Der Phys.*, 5, p. 157, 1901) y varios otros observadores de la Universidad de Halle que utilizaron el aparato de Schultze (Markowski, *Ann. Der Phys.*, 14, p. 742, 1904, y Tanzler, (*Verh. der D. Phys. Ges.*, 8, p. 222, 1906). Sin embargo, ninguno de estos observadores apuntaba a una determinación absoluta, sino a los efectos de la temperatura y la mezcla de gases sobre la viscosidad y sus capilares eran demasiado pequeños (del orden de 0,007 cm) para hacer posible una determinación absoluta de alta precisión. Su acuerdo entre ellos sobre un valor que es aproximadamente 1,3 por ciento demasiado alto se explica en parte por el hecho de que varios de ellos usaron el mismo tubo. Ninguno de ellos hizo ningún esfuerzo para eliminar el error necesariamente grande en la medición de un agujero tan pequeño (que aparece en el resultado en la cuarta potencia) tomando la media de η de un número considerable de tubos.

una escala estándar inmediatamente después de enfocar una gota. En consecuencia, como se indica en el artículo original, la escala estándar se estableció a la distancia exacta desde la cámara esteno-peica a través de la cual la gota entró en el campo. Esta distancia podría medirse con gran precisión, pero el procedimiento supuso que la caída se mantuvo exactamente a esta distancia en toda la observación, a veces durante varias horas. Pero si existiera la menor falta de paralelismo entre la gravedad y las líneas del campo eléctrico, la caída se vería obligada a desviarse lentamente, y siempre en la misma dirección, alejándose de esta posición, y una deriva de 5 mm era suficiente para introducir un error del 1 por ciento. El observador no podría notar de ninguna manera una desviación de este tipo si tuviera lugar en la línea de visión; de todas formas, las velocidades de las caídas cambiaron muy lentamente debido a la evaporación, la caída del potencial de la batería, etc., y un cambio en el tiempo debido a tal deriva quedaría completamente enmascarado por otras causas de cambio. Esta fuente de incertidumbre fue bien reconocida en el momento de las observaciones anteriores y se tomaron medidas al comienzo del presente trabajo para eliminarla. De hecho, fue responsable de un error de casi el dos por ciento.

Se construyó un nuevo sistema óptico, consistente en un objetivo acromático de 28 mm de apertura, una distancia focal de 12.5 cm y un ocular de 12 mm de distancia focal. Todo el sistema se montó en un soporte que podía moverse hacia adelante y hacia atrás mediante un tornillo horizontal de $\frac{1}{2}$ mm de avance de rosca. En una observación, el objetivo estaba a 25 cm de distancia de la gota, que se mantuvo continuamente enfocado al avanzar o retirar todo el sistema del telescopio. La profundidad de enfoque era tan pequeña que un movimiento de $\frac{1}{2}$ mm difuminaba la imagen de la gota. El ocular estaba provisto de una escala que tenía 80 divisiones horizontales y la distancia entre las divisiones extremas de esta escala (la distancia de caída en los siguientes experimentos) se podía duplicar regularmente con una precisión de al menos 1 parte en 1.000, utilizando una escala estándar (*Société Genevoise*) en un enfoque nítido. (La trayectoria óptica cuando la escala se veía, era exactamente igual que cuando se veía la gota. Entonces, la distancia de caída, uno de los factores más inciertos de la determinación precedente, se conocía, al menos, con ese grado de precisión.

La precisión de las determinaciones del tiempo se puede juzgar a partir de los datos de las Tablas IV — XIX. Debido a la gran conveniencia de un instrumento de lectura directa, todas estas mediciones de tiempo se hicieron, no con un cronógrafo, como hasta ahora, sino con un cronoscopio de Hipp que leía hasta 0,002 segundos. Este instrumento se calibró en comparación con el reloj estándar de Ryerson Laboratory precisamente en las mismas condiciones que las que se usaron en las observaciones y se encontró que tenía un error entre 0 y 0,2 por ciento, dependiendo del intervalo de tiempo medido. Con el fin de permitir que otros revisen todos los cálculos contenidos en este documento, si así lo deseaba, así como para mostrar qué tipo de consistencia se logró en la medición de los intervalos de tiempo que figuran en la Tabla II, en la Tabla II se dan las lecturas de calibración para los intervalos de 30 segundos y en la tabla III los resultados de lecturas similares para todos los intervalos utilizados. El cambio en la corrección porcentual con el intervalo de tiempo empleado se debe a la diferencia en los tiempos de reacción del imán y el contacto del resorte en la creación (inicio) y en la interrupción (final). Obviamente, todos los errores de este tipo se eliminan completamente al realizar las observaciones de calibración precisamente en las mismas condiciones que las observaciones que se efectúan sobre la gota. En las Tablas IV a XIX, los tiempos registrados son las lecturas del cronógrafo sin corregir. Las correcciones se obtienen por interpolación en la última columna de la Tabla III.

TABLA II.

TABLA III.

Lecturas del Cronoscopio a intervalos de 30 s.		Intervalos del reloj (s)	Intervalo del cronoscopio	Corrección aplicada (%)
29.962	29.990	6	6.0146	-0.26
29.988	29.958	10	10.0018	0.00
29.986	29.920	16	16.0080	0.00
29.930	29.972	20	19.9835	+0.07
29.964	29.976	30	29.9695	+0.10
30.002	30.006	40	39.9436	+0.14
29.940	29.979	60	59.9072	+0.16
29.998	30.018	114	113.795	+0.20
29.930	29.926	120	119.782	+0.20
29.967	29.972			
Corrección = + 1%				

Debajo del encabezado de posibles incertidumbres en las determinaciones de velocidad se deben mencionar también los efectos de una distorsión de la gota en la caída debida al campo eléctrico. Dicha distorsión aumentaría la superficie de la gota y, por lo tanto, la velocidad que se le imparte por dina de fuerza eléctrica no sería la misma que la velocidad impartida por dina de fuerza gravitacional cuando el campo estaba apagado y la gota tiene la forma esférica. Las siguientes observaciones se hicieron de tal manera que pudieran sacar a la luz dicho efecto si fuera de una magnitud suficiente para ejercer alguna influencia sobre la exactitud de la determinación de e por este método (cf. (§§ 6 y 10).

De manera similar, se hizo una objeción al método de la gota de aceite en el piso que, debido a la convección interna, las gotas de fluido no se moverían a través del aire a la misma velocidad que las gotas sólidas de diámetro y masa similares. Dicha objeción es teóricamente injustificable en el caso de gotas de aceite de los tamaños aquí considerados.¹ Sin embargo, la demostración experimental de su invalidez quizás valga la pena y, por lo tanto, se presenta a continuación.

4.- EL RADIO "α".

El radio de la gota entra solo en el término de corrección (ver la ecuación 4.) y siempre que sea pequeño, no es necesario determinarlo con un alto grado de precisión. Se obtiene más fácilmente mediante el siguiente procedimiento, que difiere ligeramente del original empleado (*l. c.*, p. 379).

Se verá que la ecuación (*l. c.*, p. 353).

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{Fe - mg} \quad (6)$$

¹Hadamard, *Compt. Rendus*, 1911.

no contiene ninguna suposición, salvo que un cuerpo determinado se mueva a través de un medio dado con una velocidad que es proporcional a la fuerza que actúa sobre él. La sustitución en esta ecuación de $m = \frac{4}{3}\pi a^3(\sigma - \rho)$ y la solución de la ecuación resultante para a da

$$a = \sqrt[3]{\frac{3Fe}{4\pi g(\sigma - \rho)} \frac{v_1}{(v_1 + v_2)}} \quad (7)$$

La sustitución en esta ecuación de un valor aproximadamente correcto de e produce a con error pero solo de un tercio del contenido en el valor supuesto de e . El radio de la gota se puede determinar a partir de (7) con un grado de precisión muy alto a medida que e se conoce con mayor precisión. En el siguiente trabajo, el valor de e sustituido en (7) para obtener a fue $4,78 \times 10^{-10}$, pero el valor final de e obtenido no habría sido apreciablemente diferente si el valor sustituido en (7) para obtener a hubiese tenido un error del 5 ó 6 por ciento. La determinación de a no introduce un error perceptible en la evaluación de e .

5. EL TÉRMINO DE CORRECCIÓN CONSTANTE A.

Esta constante fue previamente determinada gráficamente (*l.c.*, p. 379) representando los valores de $e_1^{2/3}$ en ordenadas y los de l/a en abscisas y observando que, si hacemos $x = l/a$, $y = e_1^{2/3}$ e $y_0 = e^{2/3}$ la ecuación (3) puede ser escrita en la forma

$$y_0(1 + Ax) = y \quad (8)$$

$$A = \frac{\frac{dy}{dx}}{y_0} = \frac{\text{pendiente}}{\text{intersección en } y} \quad (9)$$

Ahora, incluso si la pendiente fuera determinada correctamente por las observaciones anteriores, todas las fuentes de error mencionadas anteriormente entrarán en el valor de la intersección y , por lo tanto, modificarían el valor de A .

De hecho, la precisión con la que se determinó la pendiente en sí misma podría mejorarse mucho, ya que con la disposición anterior era necesario hacer todas las observaciones a presión atmosférica y la única forma de variar l/a era variando a , es decir, mediante el uso de gotas de diferentes radios. Pero cuando a era muy pequeña, las gotas se movían muy lentamente por acción de la gravedad y la más mínima de las corrientes de convección residual producía errores relativamente grandes en las velocidades observadas, es decir, en e_1 . Si, por ejemplo, si el tiempo de caída en una distancia de 2 mm es de 20 minutos, obviamente se requiere un grado extraordinario de estancamiento para evitar que, en ese tiempo, se produzca una desviación de, por ejemplo, 0,2 mm, debida a la convección. Pero esto introduciría un error del 10% en e_1 . Además, con estas caídas lentas, los movimientos brownianos introducen errores que solo pueden eliminarse tomando una gran cantidad de lecturas¹ y esto no es en general factible con tales caídas. Entonces es bastante imposible trabajar

¹Fletcher, PHYS. REV., 33, p. 92, 1911

a una sola presión para obtener de la gráfica mencionada anteriormente, una línea lo suficientemente larga (*l.c.*, p. 379) para hacer que la determinación de su pendiente resulte de gran precisión. En consecuencia, en las nuevas observaciones, la variación de l/a se efectuó principalmente a través de la variación de l , es decir, de la presión p , en lugar de a . Esto hizo posible no solo la evaluación precisa de e , sino también la solución de la pregunta interesante en cuanto a la ley de caída de una gota dada a través del aire a presiones reducidas.

6. MÉTODO PARA DETERMINAR LAS SUPOSICIONES IMPLICADAS EN EL MÉTODO DE LA GOTA DE ACEITE.

Para aclarar el método empleado en el tratamiento de las siguientes observaciones, se debe hacer una breve consideración de los supuestos que subyacen en el método de la gota de aceite. Estas suposiciones se pueden enunciar así:

1. El arrastre que el medio ejerce sobre una gota dada no se ve afectado por su carga.

2. Bajo las condiciones de observación, las gotas de aceite se mueven a través del medio esencialmente como lo harían esferas sólidas. Esta suposición se puede dividir en dos partes y se establece así: (2a) Ni las distorsiones debidas al campo eléctrico (2b) ni la convección interna dentro de la gota, modifican apreciablemente la ley de movimiento de una gota de aceite.¹

3. La densidad de las gotitas de aceite es independiente de su radio hasta $a = 0,00005 \text{ cm}$.

De estas suposiciones, la (2a) es la que necesita la más cuidadosa prueba experimental². Se verá que está contenida en la ecuación fundamental del método (ver (7)) que se puede escribir en la forma:

$$e_n = \frac{mg}{Fv_1}(v_1 + v_2) \quad (10)$$

O, aún más conveniente, en la forma

$$e_n = \frac{mgt_g}{F} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right) \quad (11)$$

¹El Sr. Brillouin ha agregado, además, (ver p. 149 de *La Théorie du Rayonnement et les Quanta*) que las gotas pueden distorsionarse por el bombardeo molecular, pero la réplica de Einstein a esta sugerión (*l.c.*, p. 150) sostiene que es completamente imposible de responder, y, además, tal distorsión, si existiera, haría que el valor de e dado por el método de la gota de aceite sea demasiado pequeño en lugar de demasiado grande.

²No obstante, el profesor Lunn lo ha sometido a un estudio teórico y ha demostrado de este modo su validez (*Phys. Rev.*, XXXV., P. 227, 1912).

En la cual t_g y t_F son los respectivos intervalos de tiempo requeridos por la gota para caer bajo la acción de la gravedad y elevarse por acción del campo F la distancia entre dos hilos del retículo del ocular.

Para ver cómo se puede probar la suposición bajo consideración, escribamos la ecuación correspondiente después de que la misma gota haya captado n' unidades adicionales, a saber,

$$e_{n+n'} = \frac{mgt_g}{F} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right) \quad (12)$$

Restando la (11) a la (12) se obtiene

$$e_{n'} = \frac{mgt_g}{F} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right) \quad (13)$$

Ahora, las ecuaciones (11) y (12) muestran, ya que mgt_g/F permanece constante, que a medida que la gota cambia su carga, los valores sucesivos de su carga son proporcionales a los valores sucesivos asumidos por la cantidad $(1/t_g + 1/t_F)$ y la carga elemental en sí es obviamente el mismo factor constante mgt_g/F multiplicado por el *máximo común divisor* de todos estos valores sucesivos. También se debe observar que dado que $1/t_g$ en estos experimentos es generalmente grande en comparación con $1/t_F$, el valor de este máximo común divisor, que se denotará por $(1/t_g + 1/t_F)_0$, se determina principalmente por el tiempo de caída *bajo la gravedad*, y es poco afectado por el tiempo en el campo. Por otro lado, la ecuación (13) muestra que el máximo común divisor de los diversos valores de $(1/t_{F'} - 1/t_F)$, que se designará por $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$, cuando se multiplica por el mismo factor constante mgt_g/F , es también la carga eléctrica elemental. En otras palabras $(1/t_g + 1/t_F)_0$ y $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$ son una misma cantidad, pero mientras que la primera representa esencialmente una medición de velocidad cuando el campo está apagado, la segunda representa una medición de la velocidad en un potente campo eléctrico. Si la suposición en cuestión es correcta, tenemos dos formas independientes de obtener la cantidad que cuando se multiplica por el factor constante mgt_g/F es la carga eléctrica elemental, pero si, por otro lado, la distorsión de la caída por el campo modifica la ley de movimiento de la gota de aceite a través del medio, entonces $(1/t_g + 1/t_F)_0$ y $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$ no serán equivalentes. Ahora, *un estudio experimental muy cuidadoso de las relaciones de $(1/t_g + 1/t_F)_0$ y $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$ muestra una concordancia tan perfecta que no se puede producir un efecto de distorsión al cambiar de manera mensurable el valor de e admitido*¹(Ver Tablas IV a XIX.)

Volviendo al supuesto (1), esto se puede probar de tres maneras, todas las cuales se han probado con resultados negativos. Primero, una gota que contiene de una a seis o siete cargas elementales se

¹Puede señalarse, además, que la discusión anterior pone de manifiesto un método para obtener e que es independiente de una medición de viscosidad; ya que $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$ puede obtenerse para un cuerpo cuya masa sea lo suficientemente grande como para ser pesado en una microbalanza. Dicho cuerpo caería tan rápidamente que $1/t_g$ no podría medirse, pero podría calcularse a partir de la medición de $1/t_{F'}$ y $1/t_F$ y la ecuación $(1/t_g + 1/t_F)_0 = (1/t_{F'} - 1/t_F)_0$. O bien (12) o (13) podrían resolverse para e una vez que m se haya determinado mediante pesaje directo. Sin embargo, una consideración de las fuentes de error en este método muestra que no se puede hacer tan preciso como el método actual, que involucra el coeficiente de viscosidad del aire.

puede descargar completamente y su tiempo de caída bajo la gravedad se compara con el tiempo de caída cuando no está cargada. En segundo lugar, las múltiples relaciones mostradas con cargas sucesivas llevadas a cabo por una gota dada, pueden examinarse con mucho cuidado. No pueden reaccionar exactamente si, cuando la gota está muy cargada, sufre una mayor resistencia del medio que cuando está ligeramente cargada. En tercer lugar, cuando las gotas que tienen tanto cargas como masas muy diferentes se llevan al mismo valor de l/a variando la presión, el valor de e_1 (que es proporcional a $(v_1 + v_2)_0$), debería ser más pequeño para la mayoría de las gotas con mucha carga que para las gotas ligeramente cargadas. Las siguientes observaciones muestran que este no es el caso.

El último criterio es también una prueba para (2b), ya que si la convección interna modifica la velocidad de caída de una gota como Perrin quiere suponer que puede,¹ debe jugar un papel cada vez más pequeño a medida que la gota disminuye de tamaño, por lo tanto variar l/a disminuyendo a no puede ser equivalente a variar l/a incrementando l . En otras palabras, el valor de e_1 obtenido a partir del trabajo asociado a una gota grande a baja presión debe ser diferente del obtenido a partir del trabajo asociado a una gota pequeña a una presión tan alta que l/a tenga el mismo valor que para la gota grande.

Finalmente, si la densidad de una gota pequeña es mayor que la de una gota grande (vea el supuesto 3) entonces, para un valor dado de l/a , la gota pequeña mostrará un valor mayor de e_1 que el valor de la gota grande en la medida en que el cálculo de e_1 se basa en un valor constante de σ . *El hecho, entonces, de que para un valor dado de l/a , el valor de e_1 resulta, realmente, independientemente del radio o carga de los bordes de las gotas muestra, de manera concluyente, que ninguna de estas posibles fuentes de error existe, o bien que neutralizan una a la otra para que, a los fines de este experimento, no existan.* Que no existan en absoluto, se demuestra en las pruebas teóricas y experimentales independientes mencionadas anteriormente. Creo que esto elimina todas las críticas que se han sugerido sobre el método de la gota de aceite para determinar e y N .

7. RESUMEN DE MEJORAS EN EL MÉTODO.

Para obtener la consistencia mostrada en las siguientes observaciones, se encontró que era necesario tomar precauciones mucho más elaboradas, de lo que antes se creía necesario para suprimir las corrientes de convección en el aire de la cámara de observación.

Para recapitular, entonces, las mejoras que se han introducido en el método de la gota de aceite, consisten en: (1) una redeterminación de η ; (2) un sistema óptico mejorado; (3) una disposición para observar velocidades a todas las presiones; (4) la eliminación más perfecta de la convección; (5) la prueba experimental de la corrección de todas las suposiciones subyacentes al método, a saber: (a) que una carga no altera el arrastre del medio sobre el cuerpo cargado; (b) que las gotas de aceite actúan esencialmente como esferas sólidas; (c) que la densidad de las gotas de aceite es la misma que la densidad en toda la masa de aceite.

¹La Théorie du Rayonnement et les Quanta, p. 23—Rapports et Discussions de la Réunion tenue à Bruxelles, Novembre, 1911. Editado por Langevin y de Broglie. Gauthier-Villars.

8. LAS DISPOSICIONES EXPERIMENTALES

Las disposiciones experimentales se muestran en la Fig. 1. El recipiente de bronce D se construyó para trabajar a todas las presiones hasta 15 atmósferas, pero dado que las observaciones reales tienen que ver sólo con presiones de 76 cm, estas se midieron con un manómetro de mercurio *m* fabricado con mucho cuidado, de modo que a la presión atmosférica daba exactamente la misma lectura que un barómetro estándar.

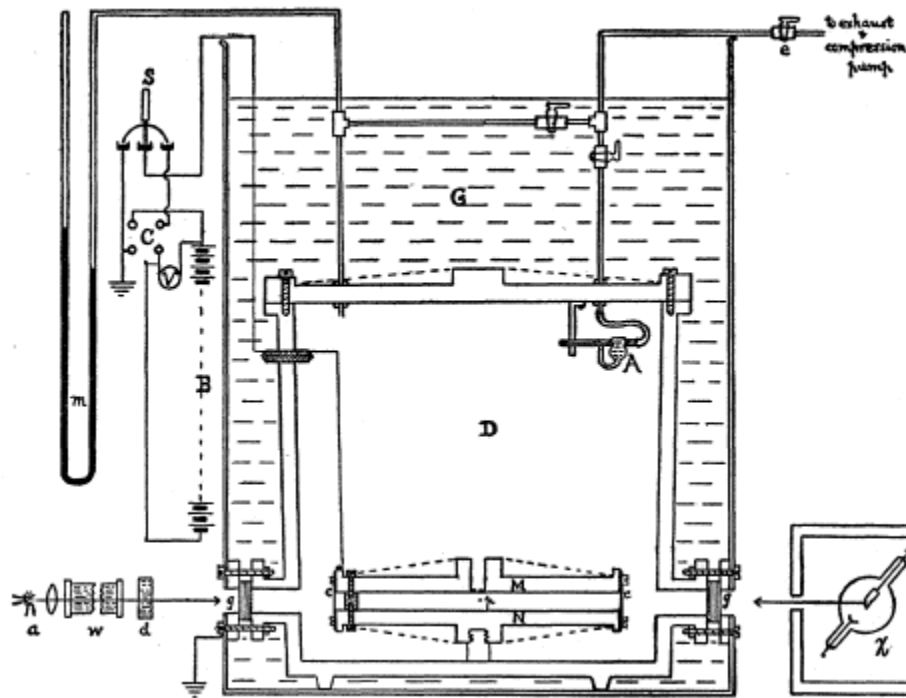


Figura 1.

El estancamiento completo del aire entre las placas de condensador M y N se logró primero, al absorber todos los rayos de calor del arco A por medio de una celda de agua *w*, de 80 cm de largo y una celda de cloruro cúprico¹ *d*, y segundo, por inmersión de todo el recipiente D en un baño a temperatura constante *G* de aceite de motor de gasolina (40 litros) lo que permitió, en general, fluctuaciones de no más de 0,02° C durante una observación. Este baño a temperatura constante se consideró esencial si se deseaba obtener la consistencia de medición tal como se muestra a continuación. Una larga búsqueda de causas de ligeras irregularidades no reveló nada tan importante como esta y, una vez que se instaló el baño, todas las irregularidades desaparecieron.

El atomizador A era soplado por medio de una ráfaga de aire cuidadosamente secado y sin polvo introducido a través del grifo *e*. El aire sobre la gota *p* se ionizaba cuando se deseaba mediante rayos X de Röntgen que pasaban fácilmente a través de la ventana de vidrio *g*. A las tres ventanas *g* (solo se muestran dos) en el recipiente de bronce D le corresponden, por supuesto, tres ventanas en la tira de ebonita *c* que rodea las placas del condensador M y N. A través de la tercera ventana, co-

¹Ver Coblentz, *Bulletin of the Bureau of Standards*, Washington, D. C., Vol. 7, p. 660, 1911.

locadas en un ángulo de aproximadamente 18° desde la línea Xpa y en el mismo plano horizontal, se observaba la caída de aceite.

9. LAS OBSERVACIONES

El registro de un conjunto típico de lecturas en una gota dada se muestra en la Tabla IV. La primera columna, titulada t_g , da las lecturas sucesivas del tiempo de descenso por acción de la gravedad. La cuarta columna, titulada t_{Fc} , da los tiempos sucesivos de ascenso bajo la influencia del campo F, medidos con el cronoscopio Hipp. Estas dos columnas contienen todos los datos que se utilizan en los cálculos. Pero para tener una prueba del estancamiento del aire, también se hicieron varias lecturas, con un cronómetro, de los tiempos de ascenso a través de la primera mitad y a lo largo de toda la distancia de ascenso. Estas lecturas se encuentran en la segunda y tercera columnas, los tiempos para la primera mitad, debajo del encabezado $\frac{1}{2}t_{Fs}$, los tiempos para toda la distancia debajo del encabezado t_{Fs} . En estas lecturas, se verá que no hay ninguna indicación de convección, ya que las lecturas para la mitad de la distancia tienen uniformemente la mitad del valor de las lecturas para toda la distancia, dentro de los límites de error de una medición del cronómetro. Este tipo de prueba se realizó en la mayoría de las gotas, pero como no se hace un uso adicional de estas lecturas de cronómetro, no se darán en las tablas siguientes.

La quinta columna, encabezada $1/t_F$, contiene los recíprocos de los valores en la cuarta columna después de que se ha aplicado la corrección encontrada en las Tablas II y III. La sexta columna contiene las diferencias sucesivas en los valores de $1/t_F$ resultantes de la captura de iones. La séptima columna, encabezada con n' , contiene el número de unidades elementales capturadas en cada cambio, un número que se determina simplemente al observar mediante qué número debe dividirse la cantidad justo antes de ella en la columna 6 para obtener la constancia que se muestra en la octava columna, que contiene las determinaciones sucesivas de $(1/t_F - 1/t_F)_0$ (ver § 6). De manera similar, la novena columna, encabezada por n , proporciona el número total de unidades de carga en la gota, un número determinado precisamente como en el caso de los números en la séptima columna al observar mediante qué números los valores sucesivos de $(1/t_g + 1/t_F)$ deben dividirse para obtener la constancia que se muestra en la décima columna, que contiene los valores sucesivos de $(1/t_g + 1/t_F)_0$. Dado que n' es siempre un número pequeño y en algunos de los cambios casi siempre tiene el valor 1 o 2, su determinación para cualquier cambio obviamente nunca es una cuestión de la menor incertidumbre. Por otro lado, n es a menudo un número grande, pero con la ayuda de los valores conocidos de n' siempre se puede encontrar con absoluta certeza en tanto no exceda de 100 o 150. Se verá desde los medios en la parte inferior de las columnas octava y décima que, en el caso de esta gota, las dos formas analizadas en la § 6 para obtener el número que multiplicado por $mg t_g / F$ da la carga eléctrica elemental, sus resultados son absolutamente idénticos.

TABLA IV.

t_g Sec.	$\frac{1}{2}t_{F_s}$ Sec.	t_{F_s} Sec.	t_{F_c} Sec.	$\frac{I}{t_F}$	$\left(\frac{I}{t_{F'}} - \frac{I}{t_F}\right)$	n'	$\frac{I}{n'}\left(\frac{I}{t_{F'}} - \frac{I}{t_F}\right)$	n	$\frac{I}{n}\left(\frac{I}{t_g} + \frac{I}{t_F}\right)$
11.848	39.9	80.2	80.708	.01236	.03234	6	.005390	18	.005366
11.890	11.2	22.4	22.366	.04470					
11.908			22.390	.04470	.03751	7	.005358	24	.005371
11.904	11.2	22.4	22.368	.007192					
11.882	70.6	140.4	140.565	.007192	.005348	1	.005348	17	.005375
11.906	39.9	79.6	79.600	.01254					
11.838			34.748	.02870	.01616	3	.005387	21	.005376
11.816			34.762	.02870					
11.776			34.846	.03414	.026872	5	.005375	22	.005379
11.840			29.286	.03414					
11.904	14.6	29.3	29.236	.007268	.021572	4	.005393	17	.005380
11.870	69.3	137.4	137.308	.02884					
11.952	17.6	34.9	34.638	.02884	.01623	3	.005410	21	.005382
11.860				.04507					
11.846			22.104	.04507	.04307	8	.005384	24	.005386
11.912			22.268	.04507					
11.910			500.1	.002000	.04879	9	.005421	16	.005387
11.918			19.704	.05079					
11.870			19.668	.05079	.03874	7	.005401	25	.005399
11.888			77.630	.01285					
11.894	38.9	77.6	77.806	.01285	.01079	2	.005395	18	.005390
11.878	21.0	42.6	42.302	.02364					
11.880					Means		.005386		.005384

Gota N° 6.

Duración del experimento	= 45 minutos.
Distancia de la placa	= 16 mm.
Distancia de caída	= 10,21 mm.
Volts iniciales	= 5.088,8.
Volts finales	= 5.081,2.
Temperatura	= 22,82 °C.
Presión	= 75,62 cm.
Densidad del aceite	= 0,9199
Viscosidad del aire ¹	= $1,824 \times 10^{-7}$
Radio (a)	= 0,000276 cm.
l/a	= 0,034
Velocidad de caída	= 0,08584 cm/s.

$$e_1 = 4991 \times 10^{-10}$$

¹ En la Tabla de arriba y en todas las tablas siguientes, los cálculos fueron hechos sobre la base de la suposición que $\eta_{23} = 1,825 \times 10^{-7}$ en vez de $\eta_{23} = 1,824 \times 10^{-7}$ (ver § 2). La reducción a este último valor se ha realizado solo en el valor final de e (ver § 10).

TABLA V.
Gota N° 16.

t_g	t_F	$\frac{1}{t_F}$	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_F} - \frac{1}{t_F'} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.638							
18.686							
18.689	17.756	.05628	5	.006908	16	.006853	$V_i = 5106$ $V_f = 5100$ $t = 23.7^\circ \text{ C.}$ $p = 74.68$ $v_1 = .05449$ $a = .0002188$ $l/a = .04390$ $e_1 = 5.065$
18.730	17.778						
18.686	45.978	.02174	3	.006795	11	.006832	
18.726	45.870						
18.772	45.716	.021826	5	.006860	8	.006851	
18.740	45.758						
18.724	694.0	.001441	4	.006825	13	.006855	
18.720	27.95						
18.816	118.388	.008439	2	.006866	9	.006868	
18.816	45.030	.02217	2	.006876	11	.006867	
18.716	34.564	.02890	2	.006889	12	.006856	
18.804	44.826	.02227	2	.006876	11	.006876	
18.746	117.198	.008518	2	.006889	9	.006876	
18.746	44.784	.022295	2	.006889	11	.006879	
18.790							
18.738				.006860		.006861	

TABLA VI.
Gota N° 14.

t_g	t_F	$\frac{1}{t_F}$	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_F} - \frac{1}{t_F'} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.606							
18.732							
18.784							
18.700	46.172	.02163	5	.006874	11	.006820	$V_i = 5077$ $V_f = 5073$ $t = 23.09^\circ \text{ C.}$ $p = 75.28$ $v_1 = .05451$ $a = .0002185$ $l/a = .04348$ $e_1 = 5.064$
18.730	17.896	.05600					
18.652	17.818		.02157	5	.006886	11	
18.656	46.328						
18.730	46.258	.01484	1	.006803	10	.006823	
18.760	46.266						
18.708	67.473	.05588	6	.006840	16	.006831	
18.658	67.148						
18.668	67.148	.06305	9	.006853	17	.006850	
18.826	17.896						
18.710	15.868	.001370	6	.006882	8	.006845	
18.802	15.854						
18.778	730.0	.04266	4	.006850	14	.006861	
18.790	23.376						
18.846	23.504	.01526	1	.006871	10	.006865	
18.804	65.416						
18.662	118.970	.008389	1	.006784	9	.006864	
18.704	622.8	.001605	1	.006784	8	.006874	
18.730				.006850		.006844	

Para mostrar el tipo de consistencia alcanzado en este trabajo, los registros completos se dan en las Tablas V., VI., VII., VIII. y IX de cinco gotas de prácticamente el mismo tamaño, tomadas a casi las mismas presiones. Estas son las únicas gotas de este tamaño que se observaron con la disposi-

ción actual, de modo que representan la serie regular de observaciones en lugar de 5 grupos seleccionados. Los símbolos en la última columna V_i, V_f, t, p, v_1 , ya representan los voltios iniciales, voltios finales, temperatura, presión, velocidad bajo gravedad y radio, respectivamente. Se verá en las segundas columnas (ver la Tabla V) que, en general, a pesar de las precauciones tomadas contra la evaporación (*l.c.*, pág. 388), las gotas se evaporan muy lentamente, ya que con una carga dada, la velocidad en el campo aumenta muy lentamente. Es por esta razón que los números en la siguiente columna tienden a aumentar ligeramente. Este cambio lento no introduce ningún error en e_1 , siempre que se combinen los valores correspondientes de t_g, t_F y V (voltios) para obtener e_1 . Los valores medios tomados a lo largo del mismo intervalo de tiempo constituyen tales valores correspondientes. Sin embargo, debido a este cambio lento, las lecturas a partir de las cuales se toman las diferencias $(1/t_F - 1/t_F)$ deben estar separadas por un intervalo de tiempo tan pequeño como sea posible. Es por esta razón que en la Tabla V, por ejemplo, para obtener la diferencia $(1/t_F - 1/t_F)$ correspondiente al cambio de $t_F = 45$ s. a $t_F = 694$ s.

TABLA VII:
Gota N° 13.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.626						
18.716						
18.602	21.206	5	.006696	15	.006716	$V_i = 5030$ $V_f = 5018$ $t = 23.0^\circ \text{ C.}$ $p = 76.06$ $v_1 = .05463$ $a = .0002191$ $l/a = .04290$ $e_1 = \mathbf{5.043}$
18.634	21.110			10	.006726	
18.694	72.590	2	.006820	12	.006742	
18.678	36.454			11	.006725	
18.598	48.870	2	.006735	9	.006722	
18.612	142.838	1	.006792	10	.006729	
18.622	72.428	2	.006732			
18.795	36.722			12	.006729	
18.732	36.652					
18.780	36.602	3	.006719	9	.006732	
18.736	140.891	2	.006799			
18.754	48.302			11	.006745	
18.712	48.266	4	.006756	15	.006747	
18.760	20.942					
18.716						
18.740						
18.695			.006753		.006731	

Los dos últimas lecturas de las de 45s se promediaron en vez de las cuatro. También es digno de notar, a este respecto, que si un cambio en el tiempo en el campo tiene lugar, primero de 45s a 694s y luego vuelve al valor de 45s, la media de los dos valores de $(1/t_{F'} - 1/t_F)$ así obtenida es independiente de cualquier error que surja de la evaporación de la gota. Por esta razón, el valor medio de la cantidad $1/n'(1/t_{F'} - 1/t_F)$ es en general mucho más confiable que lo que podría inferirse de la variación en los números individuales a partir de los cuales se obtiene esta media.

TABLA VIII.
Gota N° 15.

t_g	t_F	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.908				
18.948	14.348	.006790	.006801	$V_i = 5085$ $V_f = 5071$ $t = 23.83^\circ \text{ C.}$ $p = 75.24$ $v_1 = .05274$ $a = .0002182$ $l/a = .04368$ $e_1 = 5.040$
18.958	14.352			
18.950	45.070			
18.904	34.338	.006807	.006813	
18.988	34.432			
18.896	34.334			
19.094	44.864	.006858	.006816	
18.936	34.430			
18.980	548.0			
19.030	34.14	.006766	.00620	
18.872	44.654			
18.808	44.520			
18.910	44.526	.006751	.006831	
18.946	64.28			
18.936	114.404			
18.950	113.452	.006728	.006834	
19.030	63.934			
19.116	23.260			
19.018	23.350		.006835	
			.006832	
18.959		.006817	.006823	

TABLA N° IX.
Gota N° 17.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.402						
18.556						
18.350	14.966	6	.006727	18	.006752	$V_i = 5065$ $V_f = 5055$ $t = 23.06^\circ \text{ C.}$ $p = 73.47$ $v_1 = .05545$ $a = .0002209$ $e/a = .04411$ $e_1 = 5.054 \times 10^{-10}$
18.470	14.870					
18.412	37.376					
18.318	37.594	1	.006780	12	.006748	
18.388	37.368					
18.376	50.228					
18.406	76.154	1	.006780	11	.006749	
18.392	155.6	1	.006682	10	.006742	
18.492				9	.006749	
18.415			.006742		.006748	

TABLA X.
Gota N° 42.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
18.360						
18.362						
18.328	45.378	6	.007027	11	.006960	$V_i = 4240$ $V_f = 4236$ $t = 22.94^\circ \text{ C}$ $p = 15.72 \text{ cm.}$ $v_1 = .05564 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ $a = .0002060 \text{ cm.}$ $l/a = .2210$ $e_1 = 6.244 \times 10^{-10}$
18.444	45.208			17	.006983	
18.442	15.574	6	.007011	16	.006983	
18.330	17.468			10	.006965	
18.330	66.000	1	.006993	9	.006962.	
18.428	66.020					
18.174	122.600	2	.006951	11	.006960	
18.388	45.414					
18.392	45.282	2	.006911	9	.006971	
18.240	45.110					
18.314	45.282					
18.324	121.600					
18.312	121.200					
18.390						
18.347			.006978		.006969	

TABLA XI.
Gota N° 46.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
25.856	10.334	10	.007086	19	.007121	$V_i = 3406$ $V_f = 3396$ $t = 22.81^\circ \text{ C.}$ $p = 14.68 \text{ cm.}$ $v_1 = .03937 \text{ cm.}$ $a = .0001690 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ $l/a = .2886$ $e_1 = 6.719 \times 10^{-10}$
25.946	10.342			9	.007159	
25.890	38.604	3	.007152	8	.007154	
25.876	53.450			11	.007152	
25.818	24.906	3	.007183	10	.007172	
25.934	30.248			13	.007174	
25.956	30.016	2	.007155	14	.007159	
25.876	18.282			11	.007161	
26.064	16.216	2	.007155	12	.007168	
26.018	24.860			10	.007171	
25.902	21.062	5	.007170	7	.007167	
25.860	30.126					
25.930	20.884	1	.007198	6	.007159	
25.994	21.130					
25.814	21.174	1	.007148	7	.007174	
26.012	85.922					
25.904	226.600					
25.802	86.368					
25.918	86.406					
25.816						
25.909			.007160		.007161	

TABLA XII:
Gota N° 53.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
33.432	28.494	2	.006501	10	.006491	$V_i = 2463$ $V_f = 2440.2$ $t = 23.16^\circ \text{ C.}$ $p = 12.61$ $v_1 = .03055$ $a = .0001439$ $l/a = .3945$ $e_1 = 7.450 \times 10^{-10}$
33.346	28.624			12	.006493	
33.172	20.806			9	.006491	
33.310	20.832	3	.006503	10	.006491	
33.380	35.032			6	.006482	
33.306	28.548	4	.006505	5	.006485	
33.346	111.244			6	.006475	
33.328	400.000	1	.006471			
33.328	400.000	1	.006436			
33.684	111.706					
33.484						
33.379			.006484		.006487	

TABLA XIII
Gota N° 48.

t_g	t_F	$\frac{1}{t_F}$	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
32.366	20.330	.04919	5	.006164	13	.006157	$V_i = 2561.$ $V_f = 2557.$ $t = 22.81^\circ \text{ C.}$ $p = 15.35 \text{ cm.}$ $v_1 = .03150$ $a = .0001501 \text{ cm.}$ $l/a = .3104$ $e_1 = 6.866 \times 10^{-10}$
32.398	23.140	.04313			12	.006165	
32.217	23.230				7	.006166	
32.342	80.786	.01231	7	.006137	14	.006144	
32.358	81.416				8	.006147	
32.438	18.113	.05517	6	.006142	7	.006156	
32.412	18.144				1	.006080	
32.236	54.490	.01832					
32.424	81.486	.01224					
32.356				.006131		.006156	

Sin embargo, en prácticamente la totalidad de los siguientes trabajos de acuerdo al gran número de observaciones en la columna t_g , la media en la parte inferior de la columna $1/n(1/t_g + 1/t_F)$ se considera más confiable que la media en la columna en la parte inferior de la columna $1/n'(1/t_{F'} - 1/t_F)$ y de hecho se ha utilizado exclusivamente en el cálculo de e_1 . Sólo en el caso de 2 o 3 de las gotas más rápidas (Tablas XVI y XVII) se encuentran las incertidumbres en $(1/t_g + 1/t_F)_0$ tal vez mayor que los de $(1/t_{F'} - 1/t_F)_0$ y en estos casos los dos estaban tan cerca que no había ninguna diferencia en el uso de este último en lugar del anterior. Debe indicarse que todos los intervalos de tiempo superiores a 150s se midieron con el cronómetro en lugar del cronoscopio y no están sujetos a las correcciones de las Tablas II y III. En general, también, para la determinación de $(1/t_{F'} - 1/t_F)$ solo se utilizan las diferencias en $t_{F'} - t_F$ que ascienden a 20 segundos, ya que, obviamente, el error de observación es grande cuando $t_{F'} - t_F$ es pequeño.

TABLA XIV.
Gota N° 47.

t_g	t_F	$\frac{1}{t_F}$	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_F} - \frac{1}{t_F'} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F'} \right)$
12.836	11.960	.08369	13	.003812	42	.003840
12.994	11.938					
12.892	10.704					
12.914	29.350	.03411	29			
12.930	29.280					
12.902	29.108					
12.838	32.866	.03034	5	.003858	28	.003854
12.808	33.068					
12.920	32.894					
12.886	32.892					
12.908	29.204					
12.902	32.950	.01108	23			
12.916	90.040					
12.850	90.152					
12.854	66.762	.01496	1	.003860	24	.003855
12.912	66.650					
12.908	139.8	.00716	2	.003898	24	.003854
12.870	139.4					
12.882	66.942	.01492	2	.003878	22	.003852
12.891				.003861		.003852

$V_i = 2555.$
 $V_f = 2545.$
 $t = 22.83^\circ \text{ C.}$
 $p = 9.70 \text{ cm.}$
 $v_1 = .07921 \text{ cm./sec.}$
 $a = .0002380 \text{ cm.}$
 $l/a = .3097$
 $e_1 = 6.841 \times 10^{-10}$

TABLA XV.
Gota n° 41.

t_g	t_F	$\frac{1}{t_F}$	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_F} - \frac{1}{t_F'} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F'} \right)$
24.016	42.188	.02369	1	.009380	8	.009336
24.142	42.078					
24.130	42.098					
24.070	69.900	.01431	1	.009389	6	.009328
24.000	203.200					
24.030	23.844	.004921	4	.009255	5	.009316
24.046	30.606					
24.028	42.800	.04194			9	.009286
24.046	30.606					
24.028	42.800	.02326	1	.009260	7	.009276
23.968	42.944					
24.018	71.400	.01400	2	.009295	6	.009277
23.770	71.400					
23.882	30.652	.03259			8	.009289
24.008				.009314		.009301

$V_i = 5065$
 $V_f = 5059$
 $t = 23.05^\circ \text{ C.}$
 $p = 19.01 \text{ cm.}$
 $v_1 = .04253$
 $a = .0001816$
 $l/a = .1394$
 $e_1 = 6.097 \times 10^{-10}$

Un estudio de las tablas IV a la IX, muestra, primero, un sorprendente acuerdo entre los valores de $(1/t_F - 1/t_F)_0$ y $(1/t_g + 1/t_F)_0$, la mayor divergencia fue encontrada en la Tabla V, donde asciende a 0,3 por ciento, y segundo, un acuerdo satisfactorio entre los valores obtenidos de las diferentes gotas de aproximadamente el mismo tamaño, siendo aquí también la mayor divergencia con respecto al valor medio, del 0,3 por ciento.

TABLA XVI.
Gota N° 1.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
	17.514	11	.003244	89	.003235	$V_i = 5174$ $V_f = 5162$ $t = 23.00^\circ \text{ C.}$ $p = 75.80 \text{ cm.}$ $v_1 = .23565 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ $a = .0005856$ $l/a = .01615$ $e_1 = 4.877 \times 10^{-10}$
	17.500			78	.003233	
	46.724			88	.003233	
4.346	46.494	10	.003216	77	.003228	
4.400	18.722	11	.003256	86	.003227	
4.310	18.616					
4.376	56.280					
4.370	56.276	9	.003217			
4.422	21.362					
4.392	21.476					
4.290	58.936	10	.003199	77	.003219	
4.392	58.194					
4.360	58.456					
4.346	58.904					
4.368	20.412					
4.350	20.404				87	.003216
4.363	20.322					
	10.710			101	.003211	
	10.660					
	20.290			87	.003218	
	20.296					
4.328 ¹			.003226		.0032245	

TABLA XVII.
Gota N° 56.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
5.092	19.480			136	.001837	$V_i = 1701$ $V_f = 1699$ $t = 23.21^\circ \text{ C.}$ $p = 4.46 \text{ cm.}$ $v_1 = .20256$ $a = .0003653 \text{ cm.}$ $l/a = .4396$ $e_1 = 7.777 \times 10^{-10}$
5.010	19.356					
5.082	19.374					
5.044	19.202					
	29.214	7	.001786	127	.001832	
	29.022					
5.044	28.686					
5.030	38.688	7	.001786	122	.001839	
	38.620					
5.066	75.136	9	.001837	117	.001811	
5.120	73.752			126	.001814	
5.046	72.758	9	.001837	123	.001814	
5.128	33.034					
4.912	32.788			121	.001814	
5.036	39.956	5	.001796	116	.001816	
5.080	46.790					
5.122	80.820	3	.001877	119	.001810	
5.058	80.152					
cor'd to	55.206	6	.001823	125	.001818	
	34.398					
5.039 ¹			.001824		.001821	

¹Estos tiempos corregidos en las Tablas XVI y XVII se obtienen mediante una leve extrapolación sobre una curva

TABLA XVIII.
Gota N° 22.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F} \right)$	
40.518	17.760	4	.01012	8	.01012	$V_i = 5009$ $V_j = 5001$ $t = 23.22^\circ \text{ C.}$ $p = 76.42 \text{ cm.}$ $v_1 = .02515$ $a = .0001475$ $l/a = .06350$ $e_1 = 5.168 \times 10^{-10}$
40.522	63.100			3	.01015	
40.382						
40.542						
40.650	15.138	4	.01011	9	.01009	
40.696	27.716			6	.01011	
40.478	15.060			9		
40.458	38.606	2	.01008	5	.01012	
40.494	38.382					
40.802	172.626					
40.542			.01010		.01012	

En las Tablas X a XIX se presentan algunos registros típicos de observaciones hechas a diferentes presiones (ver "p", última columna) y en gotas de tamaños diferentes (ver "a", última columna).

TABLA XIX.
Gota N° 52.

t_g	t_F	n'	$\frac{1}{n'} \left(\frac{1}{t_{F'}} - \frac{1}{t_F} \right)$	n	$\frac{1}{n} \left(\frac{1}{t_g} + \frac{2}{t_F} \right)$	
50.364		1	.010515	4	.010566	$V_i = 3362$ $V_j = 3340$ $t = 22.98$ $p = 16.95$ $v_1 = .020216$ $a = .0001183$ $l/a = .3568$ $e_1 = 7.210 \times 10^{-10}$
50.442	44.446					
50.416	30.254					
50.770	30.326					
50.178	22.904	2	.01047	5	.010532	
50.456	30.396					
50.460	83.716	1	.010664	3	.010573	
50.118	796.000					
50.400			.01055		.010555	

de calibración representada a partir de los datos de la Tabla III. Estas dos gotas son las más grandes usadas y caen demasiado rápido para un trabajo muy preciso, pero se introdujeron para probar lo más a fondo posible las suposiciones de que incluso las más grandes de estas gotas caen como esferas rígidas y que las gotas muy cargadas no experimentan más arrastre del medio que las descargadas. La gota de la Tabla XVII se evaporaba más rápidamente que cualquier otra utilizada (ver columna t_F), probablemente debido a la baja presión (4,46 cm), por lo que los números de la cuarta columna se obtienen aquí solo de observaciones inmediatamente adyacentes en la segunda columna. Cada uno de estos números de la cuarta columna muestra la influencia de la evaporación, pero es interesante ver cómo esa influencia se elimina de la media.

La Tabla XX contiene un resumen completo de los resultados obtenidos en todas las 58 gotas diferentes sobre las cuales se realizaron series completas de observaciones como las anteriores durante un período de 60 días consecutivos. Se verá en esta tabla que estas observaciones representan una variación de 30 veces en l/a (de 0,016, gota N° 1, a 0,444, gota N° 58), una variación de 17 veces en p (de 4,46 cm, gota N° 56, a 76,27 cm, gota N° 10), una variación de 12 veces en a (de 4.69×10^{-5} cm, gota N° 28, a 58.56×10^{-5} cm, gota N° 1) y una variación en el número de electrones libres transportados por la gota, de 1 en la gota N° 28 a 136 en la gota N° 56. El tiempo de caída de la gota N° 28 también se midió cuando se descargó completamente, resultando ser igual que los tiempos de muchas otras gotas que llevaron la mayor parte del tiempo un solo electrón.

Se podrían haber utilizado variaciones mucho mayores tanto en a como en p , y por lo tanto en l/a , y de hecho se han usado para encontrar la ley de caída de una gota a través de aire enrarecido, pero para el fin aquí buscado, a saber, la determinación más precisa posible de e , se consideró deseable mantener el intervalo t_g en su mayor parte entre los límites 10 s y 40 s, para evitar errores de cronógrafo por un lado y irregularidades de movimiento browniano por otro. Que ninguna de estas fuentes de error es apreciable en estas observaciones, se puede ver en un estudio de las Tablas IV a XIX, que son completamente representativos del trabajo en todas las gotas.

10. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Se verá rápidamente en la ecuación (4) que el valor de e es simplemente el valor de e_1 para el cual $l/a = 0$, de modo que si los valores sucesivos de $e_1^{2/3}$ se representan como abscisas, y de l/a como ordenadas, la intersección de la curva resultante en el eje $e_1^{2/3}$ es $e^{2/3}$. Además, si A es una constante, entonces la curva en cuestión es una línea recta y A es la pendiente de esta línea dividida por la intersección y (consulte la ecuación 9). En vista de la incertidumbre en l debido al hecho de que k en la ecuación $\eta = knm\bar{c}l$ nunca se ha evaluado con exactitud, se pensó que era preferible escribir en la ley de Stokes el término de corrección (ver (2 y 3) en la forma $(1 + b/pa)^{-1}$ en lugar de en la forma $(1 + Al/a)^{-1}$ y luego representar $e_1^{2/3}$ en función de $1/pa$. Sin embargo, en vista de la mayor facilidad de visualización de l/a , todos los valores de esta cantidad correspondientes a valores sucesivos de $1/pa$ se dan en la Tabla XX, k se toma, solo para los fines de este cálculo, como 0,3502 (Boltzmann). La Fig. 2 muestra la gráfica obtenida al trazar los valores de $e_1^{2/3}$ contra $1/pa$ para las primeras 51 gotas de la Tabla XX, y la Fig. 3 muestra la extensión de esta gráfica a valores dos veces más grandes que $1/pa$ y $e_1^{2/3}$. Se verá que no hay la menor indicación de una desviación de una relación lineal entre $e_1^{2/3}$ y $1/pa$ hasta el valor $1/pa = 620,2$ que corresponde a un valor de l/a de 0,4439 (ver gota No. 58, Tabla XX). Además, la escala utilizada en el trazado es tal que un punto que está una división por encima o por debajo de la línea en la Fig. 2 representa, en la media, un error de 2 en 700. Se verá en las Figs. 2 y 3 que solo hay una gota de las 58 cuya salida de la línea equivale a un 0,5 por ciento. También se debe tener en cuenta que este no es un grupo de gotas seleccionado, sino que representa todas las gotas, experimentadas durante 60 días consecutivos, durante los cuales el aparato fue desarmado varias veces y configurado nuevamente. Es cierto, entonces, que una ecuación de la forma (2) se mantiene con mucha precisión hasta $l/a = 0,4$. La última gota en la Fig. 3 parece indicar el comienzo de un desvío de esta relación lineal. Dado que tal desvío no tiene relación con la evaluación de e , la discusión de la misma se pospondrá para otro documento.

TABLA XX

No.	Tem. ° C.	P.D. (Volts).	t_g (Sec.).	V_1 cm./sec.	$(V_1 + V_2)_0$	n	$a \times 10^5$ cm.	ρ (cm. Hg).	$r/\rho a$	l/a	$\epsilon_1 \times 10^{10}$	$\epsilon_1^3 \times 10^8$	$\epsilon_1^3 \times 10^8$
1	23.00	5,168	4.363	.2357	.003293	77-102	58.56	75.80	22.52	.01615	4.877	61.90	61.14
2	22.80	5,120	8.492	.1202	.004670	27-36	32.64	75.00	40.85	.02933	4.981	62.82	61.26
3	23.46	5,100	9.905	.1032	.004996	22-27	30.29	73.71	44.88	.03212	4.971	62.75	61.04
4	22.85	5,163	10.758	.09489	.005211	18-36	28.94	75.20	45.92	.03288	5.001	63.00	61.24
5	23.08	5,072	10.663	.09575	.005176	20-30	29.14	73.25	46.85	.03353	4.982	62.82	61.13
6	22.82	5,085	11.880	.08584	.005497	17-24	27.54	75.62	48.11	.03437	4.991	62.93	61.09
7	23.79	5,090	11.950	.08368	.005480	19-22	27.57	75.10	48.44	.03466	4.981	62.82	61.07
8	23.50	5,158	12.540	.08141	.005623	16-19	26.90	75.30	49.52	.03544	5.016	63.12	61.23
9	22.87	5,139	13.562	.07375	.005962	19-23	25.71	75.00	51.73	.03702	5.016	63.13	61.15
10	23.25	5,015	15.380	.06641	.006174	13-22	24.31	76.27	54.09	.03871	5.010	63.08	61.02
11	23.01	5,066	15.193	.06720	.006087	11-14	24.36	73.90	55.52	.03973	5.015	63.12	61.00
12	23.00	5,080	15.985	.06375	.006416	12-16	23.70	75.14	56.15	.04018	5.028	63.24	61.10
13	23.00	5,024	15.695	.05463	.006873	9-15	21.91	76.06	59.94	.04290	5.043	63.35	61.06
14	23.09	5,077	18.730	.05451	.006988	8-16	21.85	75.28	60.78	.04348	5.064	63.53	61.21
15	23.85	5,078	18.959	.05274	.006966	8-18	21.78	75.24	61.03	.04368	5.040	63.33	61.07
16	23.70	5,103	18.738	.05449	.007005	9-16	21.87	74.68	61.33	.04390	5.065	63.54	61.21
17	23.06	5,060	18.415	.05545	.006890	9-18	22.06	73.47	61.69	.04411	5.054	63.43	61.00
18	22.83	5,093	26.130	.03907	.008339	5-13	18.45	75.54	71.74	.05134	5.098	63.82	61.08
19	22.95	5,033	28.568	.03570	.008651	5-9	17.63	75.87	74.77	.05350	5.120	64.00	61.12
20	23.00	5,094	9.480	.10772	.005058	23-32	30.54	41.77	78.40	.05612	5.145	64.22	61.23
21	23.08	5,018	35.253	.02893	.009660	4-11	15.80	74.32	85.08	.06089	5.166	64.36	61.11
22	23.22	5,005	40.542	.02515	.010332	3-9	14.75	76.42	88.70	.06350	5.168	64.40	61.01
23	22.76	5,098	39.900	.02554	.010510	3-6	14.85	75.40	89.35	.06395	5.190	64.59	61.18
24	23.16	5,050	12.466	.08189	.005896	15-28	26.44	37.19	101.8	.07283	5.269	65.24	61.35
25	22.98	5,066	15.157	.06737	.006399	12-17	24.01	38.95	107.2	.07660	5.278	65.28	61.20
26	23.20	4,572	7.875	.12980	.004324	33-40	33.07	24.33	124.4	.08892	5.379	66.06	61.31
27	23.18	4,570	9.408	.1085	.004730	23-29	30.23	25.37	130.4	.09330	5.381	66.16	61.18
28	23.00	5,145	84.270	.1211	.01595	1-4	4.69	75.83	130.3	.09322	5.379	66.14	61.16
29	22.99	5,073	23.223	.04393	.008488	6-12	19.06	33.47	156.8	.1117	5.529	67.36	61.37

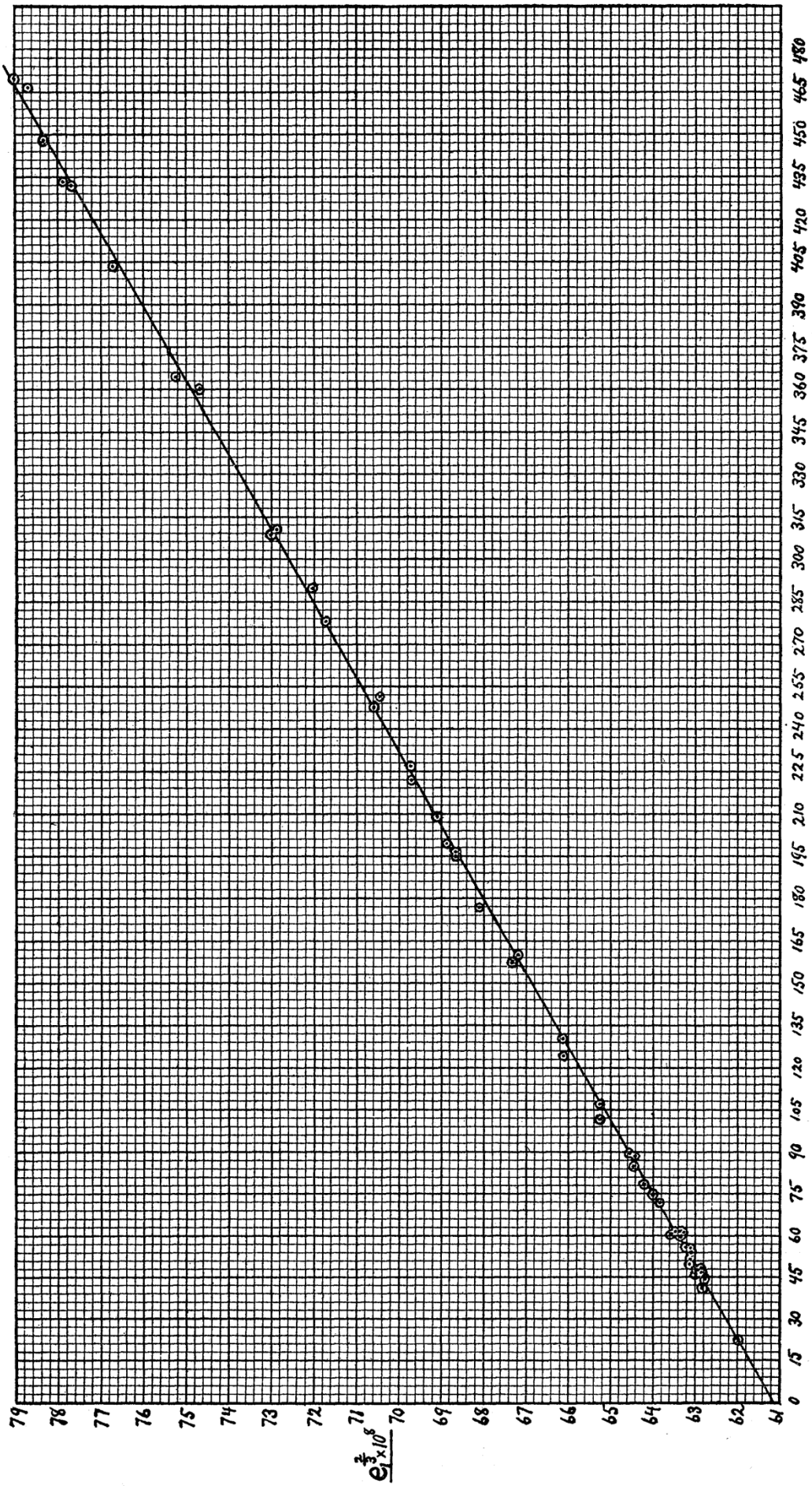
Media = 61,120

Media = 61,138

No.	Tem. ° C.	P.D. (Volts).	t_g (Sec.).	V_1 cm./sec.	$(V_1 + V_2)_0$	n	$a \times 10^5$ cm.	ρ (cm. Hg).	$1/\rho a$	l/a	$e_1 \times 10^{10}$	$e_1^3 \times 10^8$	$e_1^3 \times 10^8$
30	23.19	5,090	26.830	.03801	.009111	5-10	17.77	35.18	160.2	.1147	5.507	67.18	61.06
31	22.89	5,098	38.479	.02649	.011180	3-5	14.71	36.51	176.5	.1263	5.621	68.12	61.38
32	23.06	5,070	14.060	.07246	.006762	12-17	24.29	21.12	195.0	.1394	5.692	68.67	61.22
33	23.07	4,582	18.229	.05601	.006981	10-13	21.33	23.86	196.6	.1405	5.687	68.64	61.13
34	23.06	5,061	38.010	.02682	.011205	3-8	14.72	34.01	199.8	.1429	5.714	68.84	61.20
35	23.00	4,246	9.265	.11032	.004653	27-34	29.84	16.00	209.5	.1499	5.739	69.07	61.07
36	22.91	4,236	9.879	.10340	.004863	24-28	28.74	15.67	222.0	.1589	5.820	69.71	61.23
37	23.06	4,236	12.040	.08496	.005362	18-24	26.27	16.75	227.5	.1625	5.821	69.72	61.03
38	22.94	2,556	10.657	.09581	.003109	32-43	27.49	14.70	247.5	.1771	5.935	70.61	61.16
39	23.00	5,054	19.950	.05115	.008370	8-15	20.12	19.73	251.8	.1802	5.910	70.41	60.79
40	23.09	5,058	21.130	.04830	.008865	7-9	18.38	18.54	278.3	.1993	6.076	71.72	61.09
41	23.05	5,062	24.008	.04254	.009496	6-8	18.16	19.01	289.6	.2073	6.110	72.03	60.97
42	22.94	4,238	18.347	.05564	.007110	9-17	20.60	15.72	308.8	.2210	6.224	73.04	61.24
43	23.18	3,254	13.909	.07340	.004729	16-28	23.70	13.55	311.0	.2227	6.214	72.83	60.95
44	23.04	4,231	29.114	.03503	.009273	5-9	16.16	17.17	360.6	.2579	6.466	74.77	61.00
45	22.97	3,317	29.776	.03425	.007430	5-12	15.90	17.27	364.2	.2606	6.537	75.30	61.39
46	22.81	3,401	25.909	.03937	.007311	6-19	16.90	14.68	403.3	.2886	6.719	76.71	61.30
47	22.83	2,550	12.891	.07921	.003935	18-42	23.80	9.70	432.8	.3097	6.841	77.66	61.13
48	22.80	2,559	32.326	.03150	.006286	7-14	15.01	15.35	433.8	.3104	6.866	77.85	61.28
49	23.02	3,370	14.983	.06815	.011353	8-9	22.00	10.10	448.8	.3221	6.936	78.36	61.22
50	23.45	2,535	11.659	.08757	.003783	25-30	24.88	8.60	466.7	.3340	6.978	78.67	60.85
51	23.48	2,539	10.924	.09346	.003615	27-34	25.69	8.26	470.7	.3368	7.024	79.02	61.04
52	22.98	3,351	50.400	.02021	.010775	2-6	11.83	16.95	498.5	.3568	7.210	80.40	61.36
53	23.16	2,451	33.379	.03055	.006623	5-10	14.39	12.61	551.3	.3945	7.470	82.19	61.13
54	23.46	2,533	19.227	.05347	.005314	11-17	18.87	9.03	587.8	.4112	7.661	83.73	61.18
55	22.90	2,546	24.254	.04206	.006041	9-18	16.72	10.11	591.5	.4233	7.672	83.82	61.22
56	23.21	1,700	5.058	.20256	.001861	117-136	36.53	4.46	614.2	.4396	7.777	84.57	61.11
57	23.12	2,321	15.473	.06599	.004360	18-24	20.85	7.74	619.7	.4435	7.774	84.54	60.87
58	23.03	3,388.5	24.33	.04196	.008183	6-10	16.62	9.070	620.2	.4439	7.810	84.83	61.14

Media = 61,138

Media de todos los números de la última columna = 61,138
 Media de los primeros 23 números = 61,120



h_{ca}
Fig. 2.

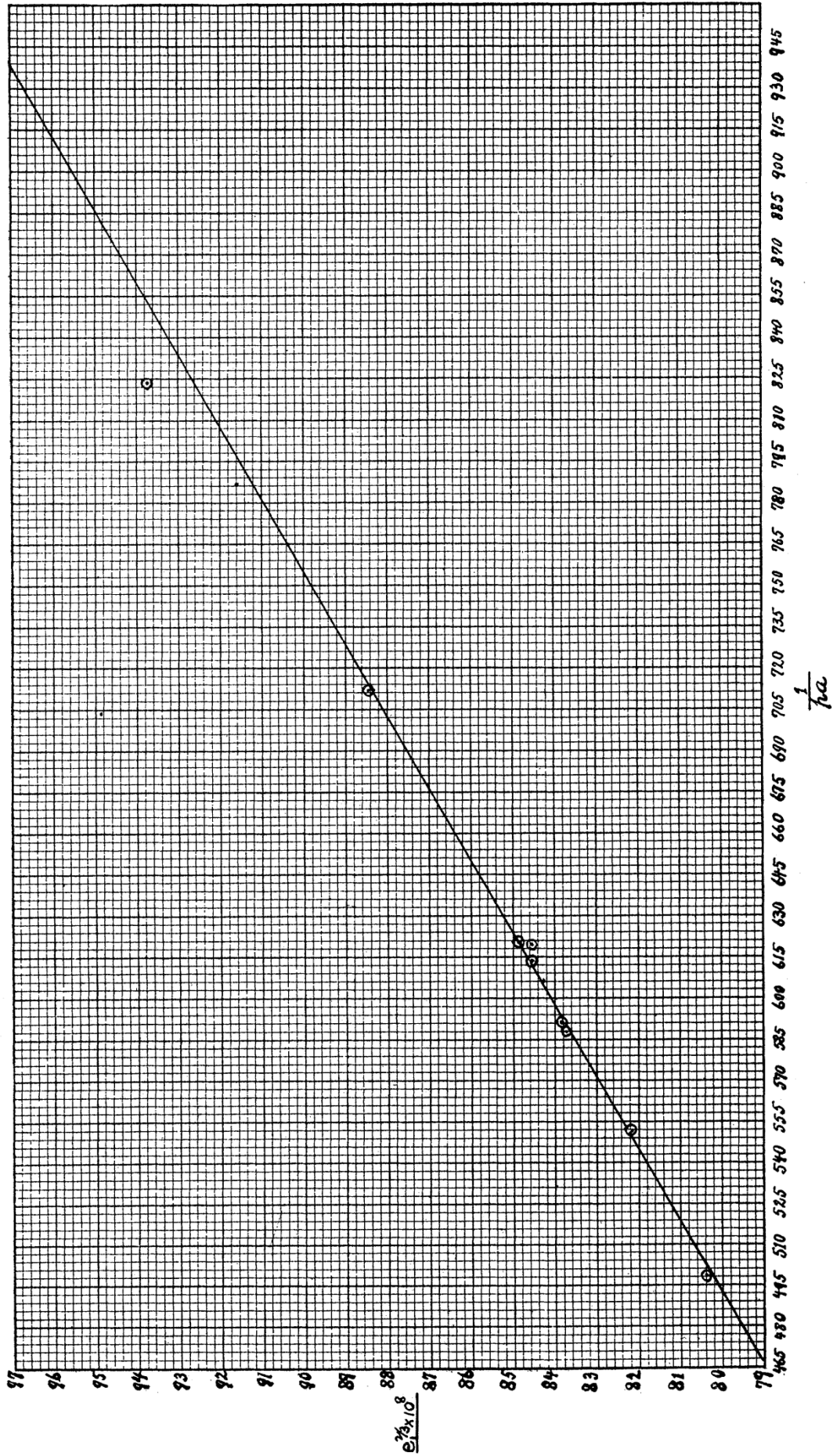


Fig. 3.

También se puede llamar la atención sobre la integridad de las respuestas proporcionadas por las Figs. 2 y 3 a las preguntas planteadas en la § 6. Así, las gotas N° 27 y 28 tienen valores prácticamente idénticos de $1/pa$, pero mientras que la N° 28 lleva, durante parte del tiempo, solo 1 unidad de carga (ver Tabla XX) la gota N° 27 lleva 29 veces más y tiene un diámetro aproximadamente 7 veces mayor. Ahora, si la gota pequeña fuera más densa que la grande (ver suposición 3, §6) o si la desviación respecto de la media fuese mayor para la gota fuertemente cargada que el correspondiente a la ligeramente cargada (ver suposición 1, §6), entonces, por estas dos razones, la gota 27 se movería más lentamente en comparación con la gota 28, en el caso contrario, $e_1^{2/3}$ para la gota 27 caería por debajo de $e_1^{2/3}$ para la gota 28. En lugar de esto, los dos valores de $e_1^{2/3}$, caen tan cerca que es imposible representarlos en la escala real mediante dos puntos separados. Las gotas 52 y 56 proporcionan una confirmación aún más sorprendente de la misma conclusión, ya que ambas gotas tienen aproximadamente el mismo valor para $1/a$ y ambas están exactamente en la línea, aunque la gota número 56 lleva una carga 68 veces mayor que la número 52 y tiene un radio tres veces mayor. En general, el hecho de que las figuras 2 y 3 no muestran ninguna tendencia por parte de las gotas muy pequeñas o muy grandes para caer por encima o por debajo de la línea son pruebas experimentales de la corrección de los supuestos 1, 3 y 2b de la § 6. La exactitud de 2a fue demostrado por el acuerdo en las Tablas IV a XIX, entre $1/n(1/t_F - 1/t_g)$ y $1/n(1/t_g + 1/t_F)$.

Los valores de $e^{2/3}$ y b obtenidos gráficamente de la intercepción con y , y la pendiente en la Fig. 2 son $e^{2/3} = 61,13 \times 10^{-8}$ y $b = 0,0006254; p$ medido, para los fines de la Fig. 2 y de este cálculo en *torr* a 23°C, y a medida en *cm*. El valor de A (ecuaciones 2 y 8) correspondiente a este valor de B es 0,874 en lugar de 0,817 como se había encontrado originalmente. La teoría de Cunningham da, en términos de las constantes aquí utilizadas, $A = 788$.¹

Sin embargo, en lugar de tomar el resultado de esta evaluación gráfica de $e^{2/3}$, es más preciso reducir cada una de las observaciones en $e_1^{2/3}$ a $e^{2/3}$ por medio del valor anterior de B y la ecuación

$$e^{2/3} \left(1 + \frac{b}{pa} \right) = e_1^{2/3} \quad (14)$$

Los resultados de esta reducción están contenidos en la última columna de la Tabla XX. Estos resultados ilustran muy claramente la clase de consistencia obtenida en esas observaciones. *La mayor desviación con respecto al valor medio encontrado en cualquier lugar de la tabla asciende a 0,5% y "el error probable" del valor medio final calculado de la manera habitual es de 16 en 61.000.*

Sin embargo, en lugar de utilizar este valor medio final como la evaluación más confiable de $e^{2/3}$, se pensó que era preferible hacer un número considerable de observaciones a la presión atmosférica en gotas lo suficientemente pequeñas como para poder determinar t_g con gran precisión y sin embargo lo suficientemente grande como para que todo el término de corrección a la ley de Stokes ascendió solo a un pequeño porcentaje, ya que en este caso, incluso, aunque podría haber un error considerable en el término de corrección constante b , dicho error influiría en el valor final de e en una cantidad inapreciable. Las primeras 23 gotas de la Tabla XX representan tales observacio-

¹*Phys. Rev.* 32., p. 380; también nota al pie.

nes. Se verá que muestran una consistencia ligeramente mayor que las gotas restantes en la tabla y que las reducciones del término de corrección para estas gotas se encuentran entre el 1,3% (gota N° 1) y el 5,6% (gota N° 23), de modo que aunque b tuviera un error de hasta en un 3 % (su error no superaba el 0,5 por ciento) $e^{2/3}$ se vería influenciado por este hecho en la medida de un 0,1 por ciento. El valor medio de $e^{2/3}$ obtenido de las primeras 23 gotas es 61.12×10^{-8} , un número que se divide por 1 parte en 3.400 de la media obtenida de todas las gotas.

Cuando se realiza una corrección por el hecho de que los números en la Tabla XX se obtuvieron sobre la base del supuesto $\eta_{23} = 0001825$, en lugar de 0,0001824 (ver §2), el valor promedio final de $e^{2/3}$ obtenido de las primeras 23 gotas es $61,085 \times 10^{-8}$. Esto corresponde a

$$e = 4,774 \times 10^{-10} \text{ unidades electrostáticas}$$

dado que el valor de la constante de Faraday se ha fijado actualmente por un acuerdo internacional¹ en 9650 unidades electromagnéticas y dado que este es el número N de moléculas una molécula-gramo veces que la carga eléctrica elemental, tenemos

$$N \times 4,774 \times 10^{-10} = 9650 \times 2,9990 \times 10^{10};$$

$$\therefore N = 6,062 \times 10^{23}$$

Aunque el error probable en este número, calculado por el método de los cuadrados mínimos, de la Tabla XX es sólo una parte en 3.000, sería erróneo inferir que e y N se conocen ahora con ese grado de precisión, ya que hay cuatro factores constantes que entran en todos los resultados de la Tabla XX e introducen las incertidumbres de la siguiente manera. El coeficiente de viscosidad η que aparece en la potencia $^{3/2}$ introduce en e y N una incertidumbre máxima posible del 0,1%. La distancia entre las placas del condensador (16,00 mm) es correcta a 0,01 mm y, por lo tanto, dado que aparece en la primera potencia en e , introduce un error máximo posible de algo menos de un 0,1%. Las lecturas del voltímetro tienen un error máximo posible de bastante menos de 0,1 por ciento, y llevan este en la primera potencia en e y N . La distancia entre las marcas del ocular que se puede replicar de manera uniforme en una parte en mil aparece en la potencia $^{3/2}$ introduce una incertidumbre de no más del 0,1 por ciento. Los otros factores introducen errores que son insignificantes en comparación. Entonces, *la incertidumbre en e y N , se debe a 4 factores continuos, cada uno de los cuales introduce una máxima incertidumbre posible del 0,1 por ciento.* Siguiendo el procedimiento habitual, podemos estimar la incertidumbre en e y N como la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de estas cuatro incertidumbres, es decir, como 2 partes en 1.000. Entonces tenemos finalmente:

$$e = 4,774 \pm 0,009 \times 10^{-10}$$

y

¹ masa atómica relativa de la plata = 107,88. Equivalente electroquímico de la plata = 0,01118.

$$N = 6,062 \pm 0,012 \times 10^{23}$$

La diferencia entre estos números y los encontrados originalmente por el método de la gota de aceite, a saber, $e = 4.891$ y $N = 5.992$ es debida al hecho que este estudio, mucho más elaborado y prolongado, ha tenido el efecto de cambiar cada uno de los tres factores η , A y d (= distancia en el retículo) de tal manera que el valor de e disminuye y se incrementa el de N . Sin embargo, el cambio principal, se ha debido a la eliminación de las fallas del sistema óptico original.

11. COMPARACIÓN CON OTRAS MEDICIONES.

Por lo que yo sé, actualmente no existe una determinación de e o de N por ningún otro método que no implique una incertidumbre al menos 15 veces mayor que la representada en las mediciones anteriores. Así, el método radioactivo empleado por Regener¹ requiere un recuento de las partículas que dan una incertidumbre que él estima en un 3%. Creo que esta es una precisión tan alta como la que se ha afirmado para cualquier conteo de partículas², aunque el método del registro fotográfico³ de Geiger y Rutherford sin duda podrá mejorarla.

El método del *Movimiento Browniano* da resultados que fluctúan entre el valor de Perrin⁴ $e = 4,24 \times 10^{-10}$ y el valor de Fletcher⁵, $5,01 \times 10^{-10}$ con las mediciones de Svedberg⁶ que obtuvo un valor intermedio de $4,7 \times 10^{-10}$.

El método de la radiación de Planck⁷ obtiene N como un producto de $(c_2)^3$ y σ . El último valor de c_2 de Reichanstalt es 1,436⁸, mientras que Coblenz⁹, como resultado de mediciones extraordinariamente cuidadosas y prolongadas, obtuvo 1,4456. La diferencia entre esos dos valores de $(c_2)^3$ es del 2%. Westphal¹⁰ estimó su error en la medición de σ en 0,5%, si bien observadores confiables afirman que ese error era de 5% o del 6%. Por lo tanto, podemos tomar el 3% como el límite de exactitud alcanzado en las mediciones de e o N por otros métodos. Los resultados medios de cada uno de los otros tres métodos se encuentran dentro de este límite del valor encontrado más arriba por el método de la gota de aceite.¹¹

¹Regener, *Sitz. Ber. d. k. Preuss. Acad.*, 37, p. 948, 1909.

²Rutherford y Geiger, *Proc. Roy. Soc.*, 81, p. 155, 1908.

³Geiger y Rutherford, *Phil. Mag.*, 24, p. 618, 1912.

⁴J. Perrin, *C. R.*, 152, p. 1165, 1911.

⁵H. Fletcher, *Phys. Rev.*, 33, p. 107, 1911.

⁶Svedberg, *Arkiv f. Kemi, etc., utg. af K. Sv. Vetensk. Akad.*, 2, 29, 1906. Ver también Svedberg, "*Die Existenz der Molekule*," p. 136. Leipzig, 1912

⁷Planck, M., *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, 2ª edición, 1913, p. 166.

⁸Ver Planck, *Vorles.* p. 163.

⁹Coblenz, W., *Journal of the Washington Academy of Sciences*, Vol. 3, p. 178, abril, 1913.

¹⁰Wm. H. Westphal, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 13, p. 987, Dec., 1912.

¹¹*The mean results by each one of the three other methods fall well within this limit of the value found above by the oil-drop method.*(en el texto). Nota del traductor.

12. CÁLCULO DE OTRAS CONSTANTES FUNDAMENTALES.

A los fines de comparación y referencia, las siguientes constantes fundamentales se vuelven a calcular sobre la base de las mediciones anteriores:

1. El número n de moléculas en 1 cm^3 de un gas ideal a 0°C y 776 cm de Hg de presión, está dado por

$$n = \frac{N}{V} = \frac{6,062 \times 10^{23}}{22,414} = 2,705 \times 10^{19}.$$

2. La energía cinética media de agitación E_0 de una molécula a 0°C es

$$pV = \frac{1}{3} Nmu^2 = \frac{2}{3} NE_0 = RT$$

$$\therefore E_0 = \frac{3}{2} \frac{p_0 V_0}{N} = \frac{3 \times 1,013,700 \times 22,414}{2 \times 6,022 \times 10^{23}} = 5,621 \times 10^{-14} \text{ erg}.$$

3. La constante de energía molecular ε , definida por $E_0 = \varepsilon T$ está dada por

$$\varepsilon = \frac{E_0}{T} = \frac{5,621 \times 10^{-14}}{273,11} = 2,058 \times 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}}$$

La constante de Boltzmann k de la entropía, definida por $S = k \log W$ está dada por

$$k = \frac{R}{N} = \frac{p_0 V_0}{TN} = \frac{2}{3} \varepsilon = 1,372 \times 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}}$$

Todas estas constantes son precisamente conocidas con la precisión alcanzada en la medición de e .

5. La "*Wirkungsquantum*"²⁷⁹ h de Planck se pueda obtener de la siguiente manera: de la ecuación 292, pág. 166, de la "*Wärmestrahlung*"²⁸⁰, obtenemos

$$h = \frac{k^{\frac{4}{3}}}{c} \left(\frac{48\pi\alpha}{a} \right)^{\frac{1}{3}} = \frac{\left(1,372 \times 10^{-16} \right)^{\frac{4}{3}}}{2,999 \times 10^{10}} \times \left(\frac{48\pi 1,0823}{7,39 \times 10^{-15}} \right)^{\frac{1}{3}} = 6,620 \times 10^{-27}$$

Obteniéndose el valor de h de forma considerablemente más precisa de la que en cualquier otra forma y la misma precisión se alcanza en la medición de $k^{4/3}/a$ en la que a es la constante de Stefan-Boltzmann. Si la estimación de Westphal del error en la medición de esta constante es correcta, a saber, 0.5%, introduciría una incertidumbre de apenas el 0,2% en el valor de h . Por lo tanto, del

²⁷⁹ cuanto de acción.

²⁸⁰ Planck, M., „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung“, p. 129.

error introducido por la determinación anterior de $k^{4/3}$, el valor de h no debe ser erróneo en más del 0,4 por ciento.

6. La constante c_2 de la ley de radiación de Wien-Planck también se puede calcular con mucha precisión a partir de las mediciones anteriores. Ya que, también de la ecuación 292 del "*Wärmestrahlung*" obtenemos

$$c_2 = \left(\frac{48\pi\alpha k}{a} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{48\pi 1,0823 \times 1,372 \times 10^{-16}}{7,39 \times 10^{-15}} \right)^{\frac{1}{3}} = 1,4470 \text{ cm K.}$$

Dado que tanto k como a aparecen aquí elevados a la potencia 1/3, el error en c no debe ser mayor del 0,2%, siempre que el error de Westphal no sea superior al 0,5%.

La diferencia entre este valor y el valor medio de Coblentz, 1.4456, es del 0,1%. El acuerdo es entonces totalmente satisfactorio. Otra verificación independiente se encuentra en el hecho de que Day y Sosman ubican el punto de fusión del platino en 1755 C lo que es equivalente a un valor de $c_2 = 1.4475^2$. Por otra parte, el último valor de Reichsanstalt de c_2 , a saber, 1.437, es demasiado bajo para adaptarse bien a estas medidas y a las medidas de Westphal. Sin embargo, se ajusta perfectamente con una combinación del valor anterior de e y el valor de Shakespear de $s = 5,67 \times 10^{-6}$.³

13. RESUMEN

Los resultados de este trabajo se pueden resumir en la siguiente tabla, en la que los números en la columna de error representan, en el caso de los primeros seis números, límites estimados de incertidumbre en lugar de los llamados "errores probables", que serían mucho más pequeños. Las dos últimas constantes, sin embargo, involucran las mediciones y estimaciones de Westphal y las ecuaciones de Planck, así como mis propias observaciones.

TABLA XXI

Carga eléctrica elemental	$e = 4,774 \pm 0,009 \times 10^{-10}$
Número de moléculas por molécula gramo	$N = 6,062 \pm 0,012 \times 10^{23}$
Número de moléculas gaseosas por cm^3 a $0^\circ C$ y 760 torr.	$n = 2,705 \pm 0,005 \times 10^{19}$
Energía cinética de una molécula a $0^\circ C$	$E_0 = 5,621 \pm 0,010 \times 10^{-4}$
Constante de energía molecular	$\epsilon = 2,058 \pm 0,004 \times 10^{-18}$
Constante de la ecuación de la entropía	$k = 1,372 \pm 0,002 \times 10^{-16}$
Cuanto de acción elemental	$h = 6,620 \pm 0,025 \times 10^{-27}$
Constante de la ley de desplazamiento de Wien	$c_2 = 1,4470 \pm 0,0030$

¹Amer. Jour. Sci., 30, p. 3, 1910.

²Coblentz, *Journal of the Washington Academy of Sciences*. Vol. 3, p. 13.

³G. A. Shakespear, *Proc. Roy. Soc.*, 86, 180, 1911.

Me complace reconocer la ayuda del Sr. J. Yinbong Lee quien hizo algunas de las observaciones de más arriba. El Sr. Lee también ha repetido, con mi dispositivo, las observaciones sobre las gotas de aceite a presión atmosférica con resultados que son casi tan consistentes como los de más arriba. Usando mi valor de b , obtuvo, como una media de 14 gotas, un valor de e que difiere de la media anterior en menos de 1 parte en 6.000, aunque su error probable, calculado como en el caso de la Tabla XX, es de 1 parte en 2.000.

RYERSON PHYSICAL LABORATORY

UNIVERSITY OF CHICAGO

2 de junio de 1913.

ANEXO C.

SOBRE UNA NUEVA CLASE DE RAYOS

Por

WILHELM CONRAD RÖNTGEN

Primera comunicación

1) Si la descarga de una bobina de inducción, bastante grande, se hace pasar a través de un tubo de vacío de Hittorf o a través de un tubo de Lenard o de Crookes, o por algún aparato similar, que haya sido suficientemente evacuado y estando el tubo recubierto con una cartulina negra que provea un hermetismo aceptable, al colocar el aparato en una habitación completamente a oscuras, en cada descarga se puede observar sobre una pantalla de papel, colocada próxima a la bobina de inducción y cubierta con platino cianuro de bario una iluminación brillante. La fluorescencia así producida es independiente del lado de la pantalla, — el recubierto o el opuesto — que esté enfrentado al tubo de descarga. Esta fluorescencia es visible aun cuando la pantalla de papel se encuentra a dos metros del tubo.

Es fácil probar que la causa de la fluorescencia deriva del aparato de descarga y no de otro punto del circuito conductor.

2) La característica más notable de este fenómeno, es el hecho de que un agente activo puede atravesar una envoltura de cartulina negra, que es opaca ante la luz visible y ultravioleta del Sol, o producidas por un arco eléctrico, un agente que tiene, además, la cualidad de producir fluorescencia activa. Por lo tanto, debemos primero investigar si existen otros cuerpos que tengan esa propiedad.

Pronto descubrimos que todos los cuerpos son transparentes a este agente, aunque con muy diferentes grados. Daré algunos pocos ejemplos: El papel es muy transparente*. Detrás de un libro encuadernado de unas mil páginas, noté que la pantalla fluorescente se ilumina con brillo, ofreciendo la tinta de imprenta, apenas un obstáculo digno de mención. De manera similar, se observó fluorescencia detrás de dos mazos de naipes. Un solo naipe colocado entre el aparato y la pantalla es apenas visible. Una hoja de papel de estaño es, también, apenas perceptible; sólo cuando se colocaron varias capas adosadas, pudo distinguirse nítidamente su sombra sobre la pantalla. Gruesos bloques de madera mostraron ser transparentes, mientras que tablas de pino de 2 y 3 cm de espesor absorben la radiación sólo levemente. Una placa de aluminio de unos 15 mm de espesor, debilita la acción notablemente, pero no hace desaparecer la fluorescencia por completo. Los rayos mostraron que pueden atravesar placas de ebonita de varios centímetros de espesor†. Placas de

*Por "transparencia" de un cuerpo denoto el brillo relativo de una pantalla fluorescente colocada cerca del cuerpo, referida al brillo que muestra la pantalla en las mismas circunstancias, aunque sin la interposición del cuerpo.

†Para mayor brevedad usaré la expresión "rayos" y para distinguirlos de otros con este nombre, los llamaré "rayos X" (ver párrafo No. 14)

vidrio de igual espesor se comportan muy diferentemente, según contengan o no plomo (cristal). Las primeras son mucho menos transparentes que las segundas. Si se coloca la mano entre el tubo de descarga y la pantalla, la sombra de la mano es levemente oscura y se ve la sombra más oscura de los huesos. El agua, el sulfuro de carbono y varios líquidos, colocados en recipientes de mica, mostraron también ser transparentes. No he podido determinar que el hidrógeno sea considerablemente más transparente que el aire. Se puede reconocer la fluorescencia detrás de placas de cobre, plata, plomo, oro y platino en tanto que el espesor de las placas sea pequeño. El platino de 0,2 mm de espesor es aún transparente. Las placas de oro y de cobre son transparentes aun siendo más gruesas. El plomo de 1,5 mm de espesor es, prácticamente, opaco y, debido a esta propiedad, este meta fue frecuentemente muy utilizado. Una varilla de madera, con una sección transversal cuadrada (20 × 20 mm), uno de cuyos lados fue pintado de blanco con pintura de plomo, se comporta de manera diferente según como se la sostenga. Cuando los rayos que la atraviesan son paralelos a la cara pintada, no se observa acción alguna. En cambio, cuando los rayos atraviesan perpendicularmente la cara pintada, la varilla arroja una sombra oscura y nítida sobre la pantalla. En una serie similar a la de los metales, sus sales pueden disponerse en función de su transparencia, ya sea en forma sólida o en solución.

3) Los resultados experimentales que se han dado hasta ahora, así como otros, llevan a la conclusión de que la transparencia de diferentes sustancias, que se supone que tienen el mismo espesor, está esencialmente condicionada por su densidad: ninguna otra propiedad se observa, ciertamente así, en un grado tan alto.

Sin embargo, los siguientes experimentos muestran que la densidad no es la única causa que actúa. Con referencia a su transparencia, he examinado placas de vidrio, de aluminio, de calcita y de cuarzo, de casi el mismo espesor y, sin embargo, mientras estas sustancias tienen una densidad casi igual, fue bastante evidente que la calcita era sensiblemente menos transparente que las otras sustancias, que parecían casi exactamente iguales. No se ha observado una fluorescencia particularmente fuerte de la calcita, especialmente en comparación con el vidrio. (Ver p. 6. más abajo).

4. Todas las sustancias se vuelven menos transparentes con el aumento de espesor. Con el fin de encontrar una posible relación entre la transparencia y el grosor, he tomado fotografías (Ver p. 6 más abajo) en las que partes de la placa fotográfica se cubrieron con capas de láminas delgadas de aluminio, que varían en el número de láminas superpuestas. Las mediciones fotométricas de estos se realizarán cuando posea un fotómetro adecuado.

5) Se produjeron láminas de platino, plomo, zinc y aluminio de un grosor tal que parecían casi igualmente transparentes. La siguiente tabla contiene el grosor absoluto de estas láminas, medido en milímetros, el grosor relativo está referido al de la lámina de platino y sus densidades:

Espesor	Espesor relativo	Densidad
Pt. 0,018 mm	1	21,5
Pb 0,05 “	3	11,3
Zn 0,10 “	6	7,1
Al 3,5 “	200	2,6

De estos valores podemos concluir que diferentes metales poseen transparencias que no son en absoluto iguales, incluso cuando el producto del espesor y la densidad es el mismo. La transparencia aumenta mucho más rápidamente que este producto disminuye.

6) La fluorescencia del platinocianuro de bario no es el único efecto reconocible de los rayos X. Cabe mencionar que otros cuerpos también emiten fluorescencia como, por ejemplo, los compuestos de calcio fosforescentes, también el vidrio de uranio, el vidrio ordinario, la calcita, la sal de roca, etc.

El hecho de que las placas fotográficas secas sean sensibles a los rayos X es, en muchos aspectos, de importancia especial. Por eso, estamos en condiciones de determinar muchos fenómenos con más precisión y así evitar más fácilmente equivocaciones de cualquier índole. Por esta razón, en los casos en que fue posible, he controlado mediante la fotografía, cada observación importante, hecha a simple vista, al emplear la pantalla fluorescente.

En estos experimentos, la propiedad de los rayos de pasar, casi sin dificultades, a través de capas de madera, papel y láminas de estaño es de suma importancia. Las impresiones fotográficas pueden obtenerse en una habitación no oscura, en la cual las placas fotográficas están metidas en portaplacas o envueltas en papel. De esta propiedad se sigue que las placas no reveladas, no deben dejarse durante mucho tiempo en las proximidades del tubo de descarga si sólo están protegidas por la envoltura usual de cartón y papel.

No obstante, es cuestionable que la acción química sobre las sales de plata de las placas fotográficas sea un efecto directo de los rayos X. Es posible que esta acción se deba a la luz fluorescente que, como se ha observado más arriba, se produce en la placa de vidrio misma o quizás en la capa de gelatina. Pueden usarse, con la misma ventaja, tanto las “películas” como las placas de vidrio.

No he estado aún en condiciones de comprobar, experimentalmente, que los rayos X son capaces de producir una acción calorífica; empero, bien podemos admitir que este efecto exista, puesto que se ha probado la capacidad de los rayos X de transformarse, por medio de los fenómenos de fluorescencia observada. Por consiguiente, es cierto que todos los rayos X que caen sobre una sustancia, no la abandonan como tales.

La retina del ojo no es sensible a estos rayos. Aun cuando el ojo se aproxime al tubo de descarga, no observa nada, aunque como lo ha probado el experimento, los medios contenidos en el ojo deben ser suficientemente transparentes para transmitir los rayos.

7) Después de haber reconocido la transparencia de varias sustancias, de espesor relativamente considerable, me apresuré a observar cómo se comportaban los rayos X al pasar a través de un prisma, y a investigar si se desviaban o no por el mismo.

Los experimentos con agua y disulfuro de carbono, contenidos en un prisma de mica de un ángulo refringente de, aproximadamente, 30° , no demostraron desviación alguna, tanto en la pantalla fluorescente como en la placa fotográfica. Para fines de comparación, se ha observado la desviación de los rayos de la luz ordinaria, bajo las mismas condiciones, y se ha notado que, en este

caso, las imágenes desviadas caían sobre la placa a unos 10 ó 20 milímetros de distancia de la imagen directa. Por medio de prismas hechos de ebonita y de aluminio, también de ángulo refringente de 30° aproximadamente, obtuve imágenes en la placa fotográfica, en las que quizá pueda notarse una pequeña desviación. Sin embargo, el hecho es muy incierto; la desviación, si existe, es tan pequeña, que en todo caso, el índice de refracción de los rayos X en las sustancias nombradas no puede ser mayor que 1,05, a lo sumo. Con una pantalla fluorescente tampoco estuve en condiciones de observar desviación alguna.

De todo esto se infiere que los rayos X no pueden concentrarse mediante lentes; pues ni una gran lente de ebonita ni una lente de vidrio tienen influencia alguna sobre los mismos. La imagen de sombra de una varilla redonda es más oscura en el medio que en el borde, mientras que la imagen de un tubo lleno de una sustancia más transparente que su propio material se presenta, por el contrario, menos oscura en el medio que en el borde.

8) La cuestión sobre el reflejo de los rayos X puede considerarse resuelta según los experimentos mencionados en el párrafo anterior, dado que no se produce un reflejo regular notable de los rayos a partir de ninguna de las sustancias examinadas. Otros experimentos, que aquí omito, llevan a la misma conclusión.

Sin embargo, debe mencionarse una observación a este respecto, ya que a primera vista parece demostrar lo contrario. Expuse a los rayos X una placa fotográfica que estaba protegida de la luz por un papel negro, y cuyo lado de vidrio estaba orientado hacia el tubo de descarga que emitía los rayos X. 'La película sensible estaba cubierta, en su mayor parte, con placas pulidas de platino, plomo, zinc y aluminio dispuestas en forma de estrella.

En el revelado del negativo se vio claramente que el oscurecimiento bajo el platino, el plomo, y particularmente el zinc, era más fuerte que bajo las otras placas, el aluminio no ejercía ninguna acción en absoluto. Por lo tanto, parece que estos tres metales reflejan los rayos. Sin embargo, como se pueden concebir otras explicaciones del oscurecimiento más fuerte, para estar seguro, en un segundo experimento coloqué entre la película sensible y las placas metálicas una lámina delgada de aluminio, que es opaca a los rayos ultravioleta, pero es muy transparente a los rayos X. Dado que se obtuvo nuevamente el mismo resultado sustancialmente, se prueba la reflexión de los rayos X de los metales mencionados anteriormente.

Si comparamos este hecho con la observación ya mencionada de que los polvos son tan transparentes como las masas coherentes, y con el hecho de que los cuerpos con superficies rugosas se comportan como los cuerpos pulidos con referencia al paso de los rayos X, como se muestra también en el último experimento, llegamos a la conclusión de que no se produce una reflexión regular, sino que los cuerpos se comportan hacia los rayos X como lo hacen los medios turbios hacia la luz

Además, como no pude detectar evidencia de refracción de esos rayos al pasar de un medio a otro, parece que los rayos X se mueven con la misma velocidad en todas las sustancias; y, además, que esta velocidad es la misma en el medio que está presente en todas partes en el espacio y en el

que están incrustadas las partículas de materia. Estas partículas dificultan la propagación de los rayos X, siendo el efecto mayor, en general, cuanto más densa es la sustancia en cuestión.

9) Por consiguiente, podría ser posible que la disposición de las partículas en la sustancia ejerciera una influencia sobre su transparencia; por ejemplo, que una pieza de calcita puede ser transparente en diferentes grados para el mismo grosor, de acuerdo con el recorrido de los rayos X en la dirección del eje, o en ángulo recto con respecto a ella. Los experimentos, sin embargo, sobre calcita y cuarzo dieron un resultado negativo.

10) Es bien conocido que Lenard llegó a la conclusión, a partir de los resultados de sus hermosos experimentos sobre la transmisión de los rayos catódicos de Hittorf a través de una delgada lámina de aluminio, de que esos rayos son fenómenos del éter y que ellos se difunden a través de todos los cuerpos. Podemos decir lo mismo sobre nuestros rayos.

En su más reciente investigación, Lenard ha determinado el poder de absorción de diferentes sustancias para los rayos catódicos, y, entre otras, lo ha medido, para el aire a la presión atmosférica, obteniendo los valores 4,10; 3,40 y 3,10, referidos a 1 centímetro, según la rarefacción del gas contenido en el aparato de descarga. Juzgando por la tensión de descarga — calculada sobre la base de la longitud de las chispas, —he tenido que trabajar, en la mayor parte de mis experimentos, con rarefacciones del mismo orden de magnitud, y sólo raras veces con mayores o menores. He tenido éxito al comparar, mediante el fotómetro de L. Weber — no poseo otro mejor —, las intensidades de la fluorescencia de mi pantalla, tomadas en el aire atmosférico, a dos distancias del aparato de descarga, de aproximadamente 100 y 200 milímetros; y he descubierto, sobre la base de tres experimentos que concuerdan bien entre sí, que las intensidades son inversamente proporcionales a los cuadrados de las distancias de la pantalla contadas a partir del aparato de descarga. De acuerdo con ello, el aire absorbe una fracción de los rayos X mucho más pequeña que de los rayos catódicos. Este resultado concuerda completamente con la observación mencionada más arriba, de que es aún posible descubrir la luz fluorescente a una distancia de 2 metros del aparato de descarga.

En general, otras sustancias se comportan como el aire y son más transparentes a los rayos X que a los rayos catódicos.

11) Otra diferencia, más importante aún, entre el comportamiento de los rayos catódicos y de los rayos X, reside en el hecho de que no pude obtener, a pesar de mis tentativas, una desviación de los rayos X por un imán, ni siquiera en campos muy intensos.

La posibilidad de desviación mediante un imán ha servido, hasta el presente, como propiedad característica de los rayos catódicos; aunque se sabe, por las investigaciones de Hertz y Lenard, que hay diferentes clases de rayos catódicos, “qué se distinguen uno del otro por su producción de fosforescencia, por su capacidad de absorción, y por su grado de desviación mediante un imán”. Sin embargo, se ha notado, en todos los casos investigados por ellos, una considerable deflexión, de modo que no creo que esta característica deba ser desechada, excepto por razones severas.

12) De acuerdo con los experimentos especialmente proyectados para dilucidar la cuestión, es evidente que el punto de la pared del tubo de descarga que emite la más fuerte fluorescencia, ha de considerarse como el principal centro de irradiación de los rayos X en todas direcciones. Los rayos X provienen del punto donde, conforme a los datos obtenidos por diferentes investigadores, los rayos catódicos chocan contra la pared de vidrio. Si los rayos catódicos, dentro del aparato de descarga, se desvían por medio de un imán, se observa que los rayos X proceden de otro punto, a saber, de aquél que es el nuevo punto terminal de los rayos catódicos.

“Por esta razón, los rayos X, que son imposibles desviar, no pueden ser rayos catódicos simplemente transmitidos o reflejados, sin cambio, a través de la pared de vidrio. De acuerdo con Lenard, la mayor densidad del gas exterior respecto de la del tubo de descarga, ciertamente no puede explicar la gran diferencia en la deflexión.”

Por lo tanto, llego a la conclusión de que los rayos X no son idénticos a los rayos catódicos, pero son producidos por los rayos catódicos en la pared de vidrio del aparato de descarga.

13) Esta producción tiene lugar no sólo en el vidrio, sino, como he tenido ocasión de observar en un aparato cerrado por una placa de aluminio de 2 milímetros de espesor, también en este metal. Otros materiales serán examinados más tarde.

14) La justificación por utilizar el término “rayos” para el agente que proviene de la pared del aparato de descarga, la derivó en parte de la formación enteramente regular de las sombras que se ven cuando se colocan cuerpos más o menos transparentes entre el aparato y la pantalla fluorescente (o la placa fotográfica).

He observado y en parte fotografiado, muchas imágenes de sombras de esta índole, cuya producción tiene un encanto particular. Poseo, por ejemplo, fotografías de la sombra del perfil de una puerta, que separa las habitaciones, en la que, por un lado, se colocó el aparato de descarga y, por el otro, la placa fotográfica; la sombra de los huesos de la mano; la sombra de un alambre cubierto arrollado sobre un carrete de madera; la de un grupo de pesas contenidas en una caja; la de un galvanómetro en que la aguja magnética está completamente rodeada por un metal; la de una pieza metálica, cuya falta de homogeneidad se observa fácilmente mediante los rayos X, etc.

Otra prueba concluyente de la propagación rectilínea de los rayos X es una fotografía de un agujero de alfiler, que pude hacer con el aparato de descarga mientras estaba envuelto en papel negro; La imagen es débil pero inequívocamente correcta.

15) He intentado de muchas maneras detectar los fenómenos de interferencia de los rayos X; pero, desafortunadamente, sin éxito, quizás solo por su débil intensidad.

16) Se han iniciado experimentos, pero que aún no están terminados, para establecer si las fuerzas electroestáticas afectan de algún modo a los rayos X.

17) Al considerar la cuestión de lo que son los rayos X, — que, como hemos visto, no pueden ser rayos catódicos, — quizás podamos inicialmente ser inducidos a creer que son luz ultravioleta, debido a su activa fluorescencia y a sus acciones químicas. Pero al hacerlo así, nos enfrentamos con

graves objeciones. Si los rayos X son luz ultravioleta, esta luz debería tener las siguientes propiedades:

- a) Al pasar del aire al agua, disulfuro de carbono, aluminio, sal gema, vidrio, zinc, etc., no sufrir refracción que sea digna de mención.
- b) Por ninguno de los cuerpos nombrados puede ser regularmente reflejada en grado apreciable.
- c) No puede polarizarse por ninguno de los métodos ordinarios.
- d) Su absorción no está influida por ninguna otra propiedad de las sustancias tanto como por su densidad.

Vale decir que debemos admitir que estos “rayos ultravioletas” se comportan diferentemente de los rayos infrarrojos, visibles y ultravioletas, conocidos hasta ahora.

No he estado en condiciones de llegar a esta conclusión, y, por esto, he buscado otra explicación.

Parece que existe alguna clase de relación entre los nuevos rayos y los rayos de luz; por lo menos, esto está indicado por la formación de las sombras, la fluorescencia y la acción química producida por ambos. Ahora bien, sabemos hace ya tiempo que puede haber en el éter vibraciones longitudinales aparte de las vibraciones lumínicas transversales, y, de acuerdo con los puntos de vista de diferentes físicos, estas vibraciones deben existir. A decir verdad, su existencia no ha sido probada hasta el presente y, consecuentemente, sus propiedades no han sido investigadas experimentalmente.

Por lo tanto, los nuevos rayos ¿no podrían ser atribuidos a las vibraciones longitudinales en el éter?

Debo confesar que, en el curso de la investigación, me he persuadido cada vez más de esta idea, de tal manera que me permito adelantar esta hipótesis, aunque me doy perfecta cuenta de que la explicación dada necesita una posterior corroboración.

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität.

Diciembre de 1895

ANEXO D

SOBRE LA CONSTITUCIÓN DE LOS ÁTOMOS Y LAS MOLÉCULAS

por NIELS BOHR Ph. D. Copenhagen.*

(*Phil. Mag.*S. 6. Vol.26. Nº 151. Julio de 1913.)

INTRODUCCIÓN

A fin de explicar los resultados de los experimentos de dispersión de rayos α por la materia, el Profesor Rutherford[†] ha presentado una teoría sobre la estructura de los átomos. De acuerdo con esta teoría, un átomo consiste en un núcleo cargado positivamente, rodeado por un sistema de electrones que se mantienen juntos por fuerzas atractivas del núcleo; la carga total negativa de los electrones es igual a la carga positiva del núcleo. Además, se supone que el núcleo es el asiento de la parte esencial del átomo y que tiene dimensiones lineales extremadamente pequeñas comparadas con las dimensiones lineales de todo el átomo. Se deduce que el número de electrones en un átomo es aproximadamente igual a la mitad del peso atómico. Se debe atribuir gran interés a este modelo atómico porque, como Rutherford ha demostrado, la suposición de la existencia de núcleos, como los en cuestión, parece ser necesaria para dar cuenta de los resultados de los experimentos sobre dispersión de los rayos α en ángulos grandes.[‡]

Sin embargo, en un intento por explicar algunas de las propiedades de la materia sobre la base de este modelo atómico, nos encontramos con dificultades de naturaleza grave que surgen de la aparente inestabilidad del sistema de electrones: [p. 2] dificultades evitadas a propósito en modelos atómicos considerados anteriormente, por ejemplo, en el propuesto por Sir JJ Thomson^{**}. Según la teoría de este último, el átomo consiste en una esfera de electrificación positiva uniforme, dentro de la cual los electrones se mueven en órbitas circulares.

La principal diferencia entre los modelos atómicos propuestos por Thomson y Rutherford consiste en la circunstancia de que las fuerzas que actúan sobre los electrones en el modelo atómico de Thomson permiten ciertas configuraciones y movimientos de los electrones para los cuales el sistema se encuentra en un equilibrio estable; pero, aparentemente, tales configuraciones, no existen en el segundo modelo atómico. La naturaleza de la diferencia en cuestión tal vez se vea más claramente al notar que entre las cantidades que caracterizan al primer átomo aparece una cantidad, – el radio de la esfera positiva,– cuya longitud tiene el mismo orden de magnitud que la extensión lineal del átomo, mientras que tal longitud del radio no aparece entre las cantidades que caracterizan al segundo átomo, que son las cargas y masas de los electrones y del núcleo positivo; ni puede ser determinado únicamente con la ayuda de estas últimas cantidades.

* Comunicado por el Prof. El Rutherford. F. R. S.

[†] E. Rutherford, *Phil. Mag.* XXI, p. 669, (1911).

[‡] Ver también Geiger & Marsden, *Phil. Mag.*, abril de 1913.

^{**} J. J. Thomson, *Phil. Mag.* VII, p. 237, (1904).

Sin embargo, la forma de considerar un problema de este tipo ha sufrido alteraciones esenciales en los últimos años debido al desarrollo de la teoría de la radiación de energía y la afirmación directa de los nuevos supuestos introducidos por esta teoría, que fueron encontrados en experimentos sobre muy diferentes fenómenos tales como los de calores específicos, del efecto fotoeléctrico, de los rayos de Röntgen, etc. El resultado de la discusión de estas cuestiones parece ser un reconocimiento general de la insuficiencia de la electrodinámica clásica para describir el comportamiento de sistemas de tamaño atómico.[†] Cualquiera que sea la alteración en las leyes de movimiento de los electrones, parece necesario introducir en las leyes en cuestión una cantidad ajena a la electrodinámica clásica, a saber, la constante de Planck,— o como a menudo se la llama, el cuanto elemental de la acción. Mediante la introducción de esta cantidad, la cuestión de la configuración estable de los electrones en los átomos se modifica esencialmente, ya que esta constante es de tales dimensiones y magnitud que, junto con la masa y la carga de las partículas, puede determinar una longitud del orden de magnitud requerido.

Este artículo es un intento de demostrar que la aplicación de las ideas anteriores al modelo atómico de Rutherford proporciona una base para [p. 3] una teoría sobre la constitución de los átomos. Más adelante se mostrará que de esta teoría se nos lleva a una teoría de la constitución de las moléculas.

En la presente primera parte del artículo, se discute el mecanismo de unión de electrones mediante un núcleo positivo en relación con la teoría de Planck. Se mostrará que eso es posible desde un punto de vista que toma en cuenta, de manera simple, la ley del espectro de líneas del hidrógeno. Además, se dan razones para una hipótesis principal sobre la que se basan las consideraciones contenidas en las siguientes partes.

Deseo expresar mi agradecimiento al Prof. Rutherford por su amable y alentador interés en este trabajo.

PARTE I.— UNIÓN DE ELECTRONES MEDIANTE NÚCLEOS POSITIVOS.

§ 1. *Consideraciones generales.*

La inadecuación de la electrodinámica clásica para explicar las propiedades de los átomos de un modelo atómico como el de Rutherford, aparecerá muy claramente si consideramos un sistema simple consistente en un núcleo cargado positivamente de dimensiones muy pequeñas y un electrón que describe órbitas cerradas a su alrededor. Para simplificar, supongamos que la masa del electrón es despreciablemente pequeña en comparación con la del núcleo, y además, que la velocidad del electrón es pequeña en comparación con la de la luz.

[†] Ver, por ejemplo, "Théorie du rayonnement et les quanta.", *Rapports de la réunion a Bruxelles*, Nov. 1911, Paris, 1912.

Asumamos al principio que no hay radiación de energía. En este caso, el electrón describirá órbitas elípticas estacionarias. La frecuencia de revolución ω y el eje mayor de la órbita $2a$ dependerán de la cantidad de energía W que debe transferirse al sistema para llevar al electrón a una distancia infinitamente grande, lejos del núcleo. Denotando la carga del electrón y la del núcleo por $-e$ y E respectivamente y a la masa del electrón por m , obtenemos

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{W^{\frac{3}{2}}}{eE\sqrt{m}}; \quad 2a = \frac{eE}{W} \quad (1)$$

Además, se puede demostrar fácilmente que el valor medio de la energía cinética del electrón, tomada para una revolución completa, es igual a W . Vemos que si no se da el valor de W , no habrá valores de ω ni de a característica para el sistema en cuestión.

Sin embargo, ahora debemos tomar en cuenta el efecto de la radiación de energía, que se calcula de manera ordinaria a partir de la aceleración del electrón. En este caso el electrón [p. 4] ya no describe órbitas estacionarias. W aumentará continuamente y el electrón se acercará al núcleo describiendo órbitas de dimensiones cada vez más pequeñas, y cada vez con mayor frecuencia. En promedio, el electrón gana en energía cinética al mismo tiempo que todo el sistema pierde energía. Este proceso continuará hasta que las dimensiones de la órbita sean del mismo orden de magnitud que las dimensiones del electrón o de las del núcleo. Un simple cálculo muestra que la energía irradiada durante el proceso considerado, será enormemente grande en comparación con la irradiada en procesos moleculares ordinarios.

Es obvio que el comportamiento de tal sistema será muy diferente al comportamiento de un sistema atómico que ocurre en la naturaleza. En primer lugar, los átomos reales en su estado permanente parecen tener dimensiones y frecuencias absolutamente fijas. Además, si consideramos cualquier proceso molecular, el resultado siempre parece ser que después de que se irradia una cierta cantidad de energía característica de los sistemas en cuestión, los sistemas volverán a establecerse en un estado estable de equilibrio, en el cual las distancias que separan a las partículas son del mismo orden de magnitud que antes del proceso.

Ahora, el punto esencial en la teoría de la radiación de Planck es que la radiación de energía de un sistema atómico no ocurre de manera continua, como se supone en la electrodinámica ordinaria, sino que, por el contrario, tiene lugar en emisiones claramente separadas, la cantidad de la energía irradiada desde un vibrador atómico de frecuencia ν en una sola emisión es igual a $\tau h\nu$, donde τ es un número entero, y h es una constante universal*.

Volviendo al caso simple de un electrón y un núcleo positivo que hemos considerado anteriormente; supongamos que el electrón al comienzo de la interacción con el núcleo estaba a una gran distancia del núcleo y no tenía una velocidad sensible con respecto a este último. Supongamos además que el electrón después de la interacción se ha establecido en una órbita estacionaria alrede-

* Ver, por ejemplo, M. Planck, *Ann. d. Phys.* XXXI, p. 758 (1910); XXXVII, p. 642 (1912); *Verh. deutsch. Phys. Ges.* 1911, p. 138.

del núcleo. Asumiremos, por las razones que se mencionan más adelante, que la órbita en cuestión es circular; esta suposición, sin embargo, no hará ninguna alteración en los cálculos para los sistemas que contienen un solo electrón.

Supongamos ahora que, durante la vinculación del electrón con el núcleo, se emite una radiación homogénea de una frecuencia ν , igual a la mitad de la frecuencia de revolución del electrón en su órbita [p. 5] final; luego, según la teoría de Planck, podríamos esperar, que la cantidad de energía emitida por el proceso considerado sea igual a $\tau h\nu$, donde h es la constante de Planck y τ un número entero. Si asumimos que la radiación emitida es homogénea, la segunda suposición relativa a la frecuencia de la radiación se sugiere a sí misma, ya que la frecuencia de revolución del electrón al comienzo de la emisión es 0*. La cuestión de la rigurosa validez de ambos supuestos, y también de la aplicación hecha de la teoría de Planck, se discutirá más detalladamente en la § 3.

Haciendo

$$W = \tau h \frac{\omega}{2} \quad (2)$$

Obtenemos mediante la ayuda de la fórmula (1)

$$W = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}; \quad \omega = \frac{4\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^3 h^3}; \quad 2a = \frac{\tau^2 h^2}{2\pi^2 m e E} \quad (3)$$

Si, en estas ecuaciones, le damos a τ diferentes valores, obtendremos una serie de valores para W , ω y a , correspondientes a una serie de configuraciones del sistema. Las consideraciones anteriores, nos llevan a suponer que estas configuraciones se corresponderán con los estados del sistema en los que no hay radiación de energía; estados que serán estacionarios siempre que el sistema no se vea afectado desde el exterior. Vemos que el valor de W es el mayor cuando τ tiene el valor más pequeño: 1. Por lo tanto, este caso corresponderá al estado más estable del sistema, es decir, corresponderá a la ruptura del átomo que requiere la mayor cantidad de energía.

Haciendo en las expresiones de más arriba $\tau = 1$ y $E = e$, e introduciendo los valores experimentales

$$e = 4,7 \times 10^{-10}; \quad \frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}; \quad h = 6,5 \times 10^{-27}$$

encontramos que

$$2a = 1,1 \times 10^{-8} \text{ cm}; \quad \omega = 6,2 \times 10^{15} \frac{1}{s}; \quad \frac{W}{e} = 13 \text{ volt}$$

* ¿? En el original: If we assume that the radiation emitted is homogeneous, the second assumption concerning the frequency of the radiation suggests itself, since the frequency of revolution of the electron at the beginning of the emission is 0.

Vemos que estos valores son del mismo orden de magnitud que las dimensiones lineales de los átomos, las frecuencias ópticas y los potenciales de ionización.

La importancia general de la teoría de Planck para la discusión del comportamiento de los sistemas atómicos fue señalada originalmente por Einstein^{*}. Las consideraciones de Einstein fueron [p. 6] desarrolladas y aplicadas a varios fenómenos diferentes, especialmente por Stark, Nernst y Sommerfeld. La concordancia sobre el orden de magnitud entre los valores observados para las frecuencias y dimensiones de los átomos, y los valores para estas cantidades calculados por consideraciones similares a las dadas más arriba, ha sido objeto de mucha discusión. Fue señalado por primera vez por Haas^{**}, en un intento por explicar el significado y el valor de la constante de Planck sobre la base del modelo atómico de J. J. Thomson, con la ayuda de las dimensiones lineales y la frecuencia de un átomo de hidrógeno.

Los sistemas del tipo considerados en este documento, en el que las fuerzas entre las partículas varían inversamente al cuadrado de la distancia, fueron analizados en relación con la teoría de Planck por J. W. Nicholson[†]. En una serie de artículos, este autor ha demostrado que parece posible explicar ciertas líneas, de origen hasta ahora desconocido, en los espectros de las nebulosas estelares y de la corona solar, asumiendo la presencia en estos cuerpos de ciertos elementos hipotéticos de constitución y forma indicadas con precisión. Se supone que los átomos de estos elementos consisten, simplemente, en anillos de unos pocos electrones que rodean a núcleos positivos de dimensiones insignificamente pequeñas. Las relaciones entre las frecuencias correspondientes a las líneas en cuestión fueron comparadas con las relaciones entre las frecuencias correspondientes a diferentes modos de vibración de los anillos de electrones. Nicholson ha obtenido una relación con la teoría de Planck que muestra que las relaciones entre las longitudes de onda de diferentes conjuntos de líneas del espectro de la corona solar se pueden explicar con gran precisión al suponer que la relación entre la energía del sistema y la frecuencia de rotación del anillo es igual a un múltiplo entero de la constante de Planck. La cantidad a la que Nicholson se refiere como la energía es igual al doble de la cantidad que hemos indicado por W. En el último artículo citado, Nicholson ha considerado necesario dar a la teoría una forma más complicada, aunque, sin embargo, representa la relación entre la energía y la frecuencia por una simple función de números enteros.

El excelente acuerdo entre los valores calculados y observados de las relaciones entre las longitudes de onda en cuestión, parece un fuerte argumento a favor de la validez de los fundamentos de los cálculos de Nicholson. Sin embargo, pueden plantearse [p. 7] serias objeciones contra la teoría. Estas objeciones están íntimamente relacionadas con el problema de la homogeneidad de la radiación emitida. En los cálculos de Nicholson, la frecuencia de las líneas en un espectro de líneas se identifica con la frecuencia de vibración de un sistema mecánico en un estado de equilibrio claramente indicado. Como se usa una relación de la teoría de Planck, podríamos esperar que la radiación se envíe en cuantos; pero los sistemas como los considerados, en los que la frecuencia es una

^{*} A. Einstein, *Ann. d. Phys.* XVII, p. 132, (1905); XX, p. 199, (1906); XXII, p. 180, (1907).

^{**} A. E. Haas, *Jahrb. d. Rad. u. El.*, VII, p. 261, (1910), Ver también, A. Schidlof, *Ann. d. Phys.*, XXXV, p. 90, (1911); E. Wertheimer, *Phys. Zeitschr.*, XII, p. 409, (1911), *Verh. deutsch. Phys. Ges.*, 1912, p. 431; F. A. Lindemann, *Verh. deutsch. Phys. Ges.*, 1911, pp. 482, 1107; F. Haber, *Verh. deutsch. Phys. Ges.*, 1911, p. 1117.

[†] J. W. Nicholson, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, LXXII, pp. 49, 139, 677, 693, 729, (1912).

función de la energía, no pueden emitir una cantidad finita de una radiación homogénea; porque, tan pronto como se inicia la emisión de radiación, la energía y también la frecuencia del sistema se alteran. Además, según el cálculo de Nicholson, los sistemas son inestables para algunos modos de vibración. Aparte de tales objeciones, que pueden ser solo formales (ver pág. 23), debe observarse que la teoría, en la forma dada, no parece ser capaz de explicar las conocidas leyes de Balmer y Rydberg que conectan las frecuencias de las líneas en los espectros de líneas de los elementos ordinarios.

Ahora se intentará demostrar que las dificultades en cuestión desaparecen si consideramos los problemas desde el punto de vista tomado en este documento. Antes de continuar, puede ser útil replantear brevemente las ideas que caracterizan los cálculos en la página 5. Los principales supuestos utilizados son:

(1) Que el equilibrio dinámico de los sistemas en los estados estacionarios se puede discutir con la ayuda de los equilibrios mecánicos ordinarios, mientras que el paso de los sistemas entre diferentes estados estacionarios no se puede tratar sobre esa base.

(2) A este último proceso le sigue la emisión de una radiación homogénea, para la cual la relación entre la frecuencia y la cantidad de energía emitida es la dada por la teoría de Planck.

El primer supuesto parece evidente; porque se sabe que la Mecánica ordinaria no puede tener validez absoluta, sino que sólo se mantendrá en los cálculos de ciertos valores medios del movimiento de los electrones. Por otra parte, en los cálculos del equilibrio dinámico en un estado estacionario, en el que no hay desplazamiento relativo de las partículas, no hay necesidad de distinguir entre los movimientos reales y sus valores medios. El segundo supuesto está en obvio contraste con las ideas ordinarias de la electrodinámica, pero parece ser necesario para dar cuenta de los hechos experimentales.

En los cálculos en la página 5, hemos hecho uso adicional de los supuestos [p. 8] más especiales, a saber, que los diferentes estados estacionarios corresponden a la emisión de un número diferente de cuantos de energía de Planck, y que la frecuencia de la radiación emitida durante el paso del sistema desde un estado en el que aún no se irradia energía a uno de los estados estacionarios, es igual a la mitad de la frecuencia de revolución del electrón en este último estado. Sin embargo, también podemos (ver § 3) llegar a las expresiones (3) para los estados estacionarios mediante el uso de supuestos de manera algo diferente. Por lo tanto, posponemos la discusión de las suposiciones especiales, y primero mostraremos cómo, con la ayuda de las suposiciones principales anteriores y de las expresiones (3) para los estados estacionarios, podemos explicar las líneas del espectro del hidrógeno.

§. *Emisión de espectros de líneas*

Espectro de hidrógeno. La evidencia general indica que un átomo de hidrógeno consiste simplemente en un único electrón que gira alrededor de un núcleo positivo de carga e^* . La reformación de un átomo de hidrógeno, cuando el electrón ha sido retirado a grandes distancias del núcleo - por ejemplo, por el efecto de la descarga eléctrica en un tubo de vacío, - corresponderá en consecuencia a la unión de un electrón a un núcleo positivo considerado en la página 5. Si en (3) ponemos $E = e$, obtenemos la cantidad total de energía irradiada por la formación de uno de los estados estacionarios,

$$W_{\tau} = \frac{2\pi^2 meE^4}{h^2 \tau^2}.$$

Por consiguiente, la cantidad de energía emitida por el paso del sistema desde un estado correspondiente a $\tau = \tau_1$ a uno correspondiente a $\tau = \tau_2$, es

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = \frac{2\pi^2 meE^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Si ahora suponemos que la radiación en cuestión es homogénea, y que la cantidad de energía emitida es igual a $h\nu$, donde ν es la frecuencia de la radiación, obtenemos

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = h\nu,$$

[p. 9] y, a partir de esto

$$\nu = \frac{2\pi^2 meE^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) \quad (4)$$

Vemos que esta expresión explica la ley que conecta las líneas en el espectro del hidrógeno. Si ponemos $\tau_2 = 2$ y dejamos que τ_1 varíe, obtenemos la serie ordinaria de Balmer. Si ponemos $\tau_2 = 3$ obtenemos la serie en el ultra-rojo observado por Paschen* y previamente sospechada por Ritz. Si ponemos $\tau_2 = 1$ y $\tau_1 = 4, 5, \dots$, obtendremos series respectivamente en el ultravioleta extremo y en el ultra-rojo extremo, que, si bien, no se observan, se puede esperar su existencia. El acuerdo en esta cuestión es tanto cuantitativo como cualitativo. Poniendo

$$e = 4,7 \times 10^{-10}, \frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17} \text{ y } h = 6,5 \times 10^{-27},$$

tenemos:

* Ver, por ejemplo, N. Bohr, *Phil Mag.* XXV, p. 24, (1913). La conclusión alcanzada en el artículo citado está fuertemente apoyada por el hecho de que, en los experimentos de Sir J. J. Thomson acerca de los rayos positivos, es el único elemento que nunca presenta una carga positiva correspondiente a la pérdida de más de un electrón [*Phil. Mag.* XXIV, p. 672, 1912]

* F. Paschen; *Ann. d. Phys.*, XXVII, p. 565 (1908).

$$\frac{2\pi^2 meE^4}{h^3} = 3,1 \times 10^{15}.$$

El valor observado para el factor fuera del paréntesis en la fórmula (4) es

$$3,290 \times 10^{15}$$

El acuerdo entre los valores teóricos y los observados está dentro de la incertidumbre debido a errores experimentales en las constantes que entran en la expresión para el valor teórico. En la § 3 volveremos a considerar la posible importancia del acuerdo en cuestión.

Cabe destacar que el hecho de que no haya sido posible observar más de 12 líneas de la serie de Balmer en experimentos con tubos de vacío, mientras que se observan 33 líneas en el espectro de algunos cuerpos celestes, es justamente lo que debemos esperar de la teoría anterior. De acuerdo con la ecuación (3), el diámetro de la órbita del electrón en los diferentes estados estacionarios es proporcional a τ^2 . Para $\tau = 12$, el diámetro es igual a $1,6 \cdot 10^{-6}$ cm, o igual a la distancia media entre las moléculas en un gas a una presión de aproximadamente 7 mm de mercurio; para $\tau = 33$ el diámetro es igual a $1,2 \cdot 10^{-5}$ cm., que corresponde a la distancia media de las moléculas a una presión de aproximadamente 0,02 mm de mercurio. Por lo tanto, según la teoría, la condición necesaria para la aparición de una gran cantidad de líneas, es una densidad muy pequeña del gas. Pero para obtener simultáneamente una [p. 10] intensidad suficiente para la observación, el espacio lleno con el gas debe ser muy grande.

Si la teoría es correcta, es posible que, en experimentos con tubos de vacío, nunca podamos observar las líneas correspondientes a números altos de la serie de Balmer del espectro de emisión de hidrógeno. Sin embargo, podría ser posible observar las líneas investigando el espectro de absorción de este gas (ver § 4).

Se observará que de la manera anterior no obtendremos otras series de líneas, generalmente atribuidas al hidrógeno; por ejemplo, la serie primero observada por Pickering* en el espectro de la estrella ζ Puppis, y el conjunto de series recientemente encontradas por Fowler† por experimentos con tubos de vacío que contienen una mezcla de hidrógeno y helio. Sin embargo, veremos que, con la ayuda de la teoría anterior, podemos explicar de manera natural estas series de líneas si las atribuimos al helio.

Según la teoría de Rutherford, un átomo neutro de este último elemento consiste en un núcleo positivo de carga $2e$ y dos electrones. Ahora, considerando la unión de un solo electrón por un núcleo de helio, obtenemos, poniendo $E = 2e$ en las expresiones (3) en la página 5, y procediendo exactamente de la misma manera que arriba,

* E. C. Pickering, *Astrophys. J.*, IV, p. 369 (1896); V, p. 92 (1897).

† A. Fowler, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, LXXIII, Dec. 1912.

$$\nu = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2}\right)^2} \right]$$

Si en esta fórmula ponemos $\tau_2 = 1$ o $\tau_2 = 2$, obtenemos series de líneas en el ultravioleta lejano. Si ponemos $\tau_2 = 3$, y dejamos que τ_2 varíe, obtenemos una serie que incluye 2 de las series observadas por Fowler y que denota como la primera y la segunda serie principal del espectro de hidrógeno. Si ponemos $\tau_2 = 4$, obtenemos la serie observada por Pickering en el espectro de ζ Puppis. Cada segunda de las líneas en esta serie es idéntica a una línea en la serie Balmer del espectro de hidrógeno; Por lo tanto, la presencia de hidrógeno en la estrella en cuestión puede explicar el hecho de que estas líneas sean de mayor intensidad que el resto de las líneas de la serie. La serie también se observa en los experimentos de Fowler, y se denota en su artículo como la serie *Sharp* del espectro de hidrógeno. Si finalmente en la fórmula anterior ponemos $\tau_2 = 5, 6, \dots$, obtendremos una serie, cuyas líneas intensas se deben esperar en el ultra-rojo.

La razón por la cual el espectro considerado no se observa en los tubos de [p. 11] helio ordinarios puede ser que en tales tubos la ionización del helio no es tan completa como en la estrella considerada o en los experimentos de Fowler, donde se envió una fuerte descarga a través de una mezcla de hidrógeno y helio. La condición para la aparición del espectro es, según la teoría anterior, que los átomos de helio están presentes en un estado en el que han perdido sus dos electrones. Ahora debemos suponer que la cantidad de energía que se debe utilizar para eliminar el segundo electrón de un átomo de helio es mucho mayor que la que se usará para eliminar el primero. Además, de los experimentos con rayos positivos, se sabe que los átomos de hidrógeno pueden adquirir una carga negativa; por lo tanto, la presencia de hidrógeno en los experimentos de Fowler puede hacer que se eliminen más electrones de algunos de los átomos de helio de lo que sería el caso si solo estuviera presente el helio.

Espectros de otras sustancias. En el caso de los sistemas que contienen más electrones, de conformidad con el resultado de los experimentos, para sus espectros de líneas debemos esperar leyes más complicadas que las consideradas. Trataré de demostrar que el punto de vista adoptado anteriormente permite, en cualquier caso, una cierta comprensión de las leyes observadas.

De acuerdo con la teoría de Rydberg, con la generalización dada por Ritz*, la frecuencia correspondiente a las líneas del espectro de un elemento se puede expresar mediante

$$\nu = F_r(\tau_1) - F_s(\tau_2),$$

donde τ_1 y τ_2 son números enteros, y F_1, F_2, F_3, \dots son funciones de τ que son aproximadamente iguales a $\frac{K}{(\tau + a_1)^2}, \frac{K}{(\tau + a_2)^2}, \dots$, donde K es una constante universal igual al factor que está fuera

* W. Ritz, *Phys. Zeitschr.*, IX, p. 521 (1908).

del paréntesis en la ecuación (4) del espectro del hidrógeno. Las diferentes series resultan si ponemos τ_1 o τ_2 igual a un número fijo y dejamos que el otro varíe.

La circunstancia de que la frecuencia puede ser escrita como la diferencia entre dos funciones de números enteros, sugiere un origen del espectro en cuestión similar al que hemos asumido para el hidrógeno, esto es, que las líneas corresponden a una radiación emitida durante el paso del sistema entre dos estados estacionarios diferentes. Para sistemas que contienen más de un electrón, la discusión detallada puede ser muy complicada, ya que habrá muchas configuraciones diferentes de los electrones que pueden considerarse como estados estacionarios. Esto puede explicar los diferentes conjuntos de series en los espectros de línea emitidos por las [p. 12] sustancias en cuestión. Aquí solo trataré de mostrar cómo, con ayuda de la teoría, se puede explicar simplemente que la constante K que integra en la fórmula de Rydberg es la misma para todas las sustancias.

Supongamos que el espectro en cuestión corresponde a la radiación emitida durante la unión de un electrón; y asumamos además que el sistema que incluye al electrón considerado es eléctricamente neutro. La fuerza que actúa sobre el electrón, cuando se encuentra a una gran distancia del núcleo y los electrones que se han unido previamente, será casi la misma que en el caso anterior de la unión de un electrón con un núcleo de hidrógeno. Por lo tanto, la energía correspondiente a uno de los estados estacionarios será muy parecida a la dada por la expresión (3) en la página 5, si ponemos $E = e$. En consecuencia, para τ grandes obtenemos

$$\lim(\tau^2 \times F_1(\tau)) = \lim(\tau^2 \times F_2(\tau)) = \dots = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3},$$

de acuerdo con la teoría de Rydberg.

§. Consideraciones generales. Continuación

Ahora volveremos a la discusión (ver página 7) de los supuestos especiales utilizados para deducir las expresiones (3) de la página 5 para los estados estacionarios de un sistema que consiste en un electrón que gira alrededor de un núcleo.

Por un lado, hemos asumido que los diferentes estados estacionarios corresponden a una emisión de un número diferente de cuantos de energía. Teniendo en cuenta los sistemas en los que la frecuencia es una función de la energía, esta suposición, sin embargo, puede considerarse improbable; porque tan pronto como se envía un cuanto, la frecuencia se altera. Ahora veremos que podemos dejar el supuesto utilizado y aún retener la ecuación (2) en la página 5, y por lo tanto la analogía formal con la teoría de Planck.

En primer lugar, se observará que para dar cuenta de la ley de los espectros con la ayuda de las expresiones (3), para los estados estacionarios, no ha sido necesario suponer que en cualquier caso se envía una radiación correspondiente de más de una única energía cuántica, $h\nu$. Se puede obtener información adicional sobre la frecuencia de la radiación comparando los cálculos de la radiación

de energía en la región de las vibraciones lentas sobre la base de los supuestos anteriores mediante los cálculos basados sobre la Mecánica ordinaria. Como se sabe, los cálculos sobre esta última base están de acuerdo con experimentos sobre la radiación de energía en la región mencionada.

Supongamos que la relación entre la cantidad total de [p. 13] energía emitida y la frecuencia de revolución del electrón para los diferentes estados estacionarios viene dada por la ecuación $W = f(\tau) \times h\omega$, en vez de por la ecuación (2). Procediendo de la misma manera que arriba, obtenemos en este caso en vez de (3)

$$W = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^2 f^2(\tau)}, \quad \omega = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^3 f^3(\tau)}.$$

Vemos que para obtener una expresión de la misma forma que la serie de Balmer debemos poner $f(\tau) = c\tau$.

Para determinar c , consideremos ahora el paso del sistema entre dos estados estacionarios sucesivos correspondientes a $\tau = N$ y $\tau = N - 1$; Introduciendo $f(\tau) = c\tau$, obtenemos la frecuencia de la radiación emitida.

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^2 h^3} \times \frac{2N - 1}{N^2(N - 1)^2}.$$

Para la frecuencia de revolución del electrón antes y después de la emisión tenemos

$$\omega_N = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 N^3} \quad \text{y} \quad \omega_{N-1} = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 (N - 1)^3}.$$

Si N es grande, la relación entre la frecuencia antes y después de la emisión será muy cercana a 1; por lo tanto, y de acuerdo con la electrodinámica ordinaria, debemos esperar que la relación entre la frecuencia de radiación y la frecuencia de revolución también sea casi igual a 1. Esta condición solo se cumplirá si $c = 1/2$. Poniendo $f(\tau) = \tau/2$ llegamos nuevamente a la ecuación (2) y, consecuentemente, a la expresión (3) para los estados estacionarios.

Si consideramos el paso del sistema entre dos estados correspondientes a $\tau = N$ y $\tau = N - n$, donde n es pequeño en comparación con N , obtenemos la misma aproximación que antes, poniendo $f(\tau) = \tau/2$

$$\nu = n\omega$$

[p. 14] La posibilidad de una emisión de una radiación de tal frecuencia también se puede interpretar a partir de una analogía con la electrodinámica ordinaria, ya que un electrón que gira alrededor de un núcleo en una órbita elíptica emitirá una radiación que, según el teorema de Fourier, puede resolverse en componentes homogéneos, cuyas frecuencias son $n\omega$, si ω es la frecuencia de revolución del electrón.

Por lo tanto, esto nos lleva a suponer que la interpretación de la ecuación (2) no es que los diferentes estados estacionarios correspondan a una emisión de diferentes números de cuantos de energía, sino que la frecuencia de la energía emitida que acompaña al paso del sistema desde un estado en el que aún no se irradia energía a uno de los diferentes estados estacionarios, es igual a diferentes múltiplos de $\omega/2$, donde ω es la frecuencia de revolución del electrón en el estado considerado. De esta suposición obtenemos exactamente las mismas expresiones que antes para los estados estacionarios, y de éstas con la ayuda de las suposiciones principales de la página 7, la misma expresión para la ley del espectro de hidrógeno. Por consiguiente, podemos tomar nuestras consideraciones preliminares de la página 5 sólo como una forma simple de representar los resultados de la teoría.

Antes de terminar la discusión de esta cuestión, volvamos por un momento a la cuestión de la importancia del acuerdo entre los valores observados y los calculados de la constante que interviene en las expresiones (4) para la serie de Balmer del espectro de hidrógeno. De la consideración anterior se seguirá que, tomando el punto de partida en la forma de la ley del espectro del hidrógeno y asumiendo que las diferentes líneas corresponden a una radiación homogénea emitida durante el paso entre diferentes estados estacionarios, llegaremos exactamente a la misma expresión para la constante en cuestión que la dada por (4), si solo asumimos (1) que la radiación se envía en cuantos de energía $h\nu$, y (2) que la frecuencia de la radiación emitida durante el paso del sistema entre los estados estacionarios sucesivos coincidirán con la frecuencia de revolución del electrón en la región de vibraciones lentas.

Como todos los supuestos utilizados en esta última forma de representar la teoría son de un carácter que podríamos considerar cualitativo y, si esta consideración es sólida, podemos esperar un acuerdo absoluto entre los valores calculados y observados para la constante en cuestión, y no sólo un acuerdo aproximado. Por lo que la fórmula (4) puede ser valiosa en la discusión de los resultados de las determinaciones experimentales de las constantes e , m y h .

[p. 15] Obviamente, si bien no puede haber duda desde una base mecánica de los cálculos dados en este documento, es posible, sin embargo, dar una interpretación muy simple del resultado del cálculo en la página 5 con ayuda de símbolos tomados de la Mecánica ordinaria. Denotando el momento angular del electrón alrededor del núcleo por M , tenemos inmediatamente para una órbita circular $\pi M = T/\omega$, donde ω es la frecuencia de revolución y T la energía cinética del electrón; para una órbita circular tenemos además $T = W$ (ver página 3) y de (2), página 5, en consecuencia obtenemos

$$M = \tau M_0,$$

donde
$$M_0 = \frac{h}{2\pi} = 1,04 \times 10^{-27}.$$

Por lo tanto, si asumimos que la órbita del electrón en los estados estacionarios es circular, el resultado del cálculo en la página 5 puede expresarse mediante la simple condición: que el momento angular del electrón alrededor del núcleo en un estado estacionario del sistema es igual a un

múltiplo entero de un valor universal, independiente de la carga en el núcleo. Nicholson* enfatiza la posible importancia del momento angular en la discusión de los sistemas atómicos en relación con la teoría de Planck.

Excepto en la investigación de la emisión y absorción de la radiación, no observamos una gran cantidad de estados estacionarios diferentes. En la mayoría de los otros fenómenos físicos, sólo observamos los átomos de la materia en un solo estado distinto, por ejemplo, el estado de los átomos a baja temperatura. Las consideraciones anteriores, nos llevan de inmediato a la suposición de que el estado "permanente" es uno de los estados estacionarios durante cuya formación se emite la mayor cantidad de energía. De acuerdo con la ecuación (3) en la página 5, este estado es el que corresponde a $\tau = 1$.

§. *Absorción de radiación.*

Para tener en cuenta la ley de Kirchhoff, es necesario introducir supuestos sobre el mecanismo de absorción de radiación vinculados a los que hemos utilizado teniendo en cuenta la emisión. Por lo tanto, debemos asumir que un sistema formado por un núcleo y un electrón que gira alrededor de él en ciertas circunstancias puede absorber una radiación de una frecuencia igual a la frecuencia de la radiación homogénea emitida durante el [p. 16] paso de ese sistema entre diferentes estados estacionarios. Consideremos la radiación emitida durante el paso del sistema entre dos estados estacionarios A_1 y A_2 que corresponden a valores para τ igual a τ_1 y τ_2 , con $\tau_1 > \tau_2$. Como la condición necesaria para la *emisión* de la radiación en cuestión es la presencia de sistemas en el estado A_1 , debemos suponer que la condición necesaria para la *absorción* de la radiación es la presencia de sistemas en el estado A_2 .

Estas consideraciones parecen estar en conformidad con los experimentos de absorción en gases. Por ejemplo, en el gas hidrógeno en condiciones ordinarias, no hay absorción de radiación de una frecuencia correspondiente al espectro de líneas de este gas; Tal absorción solo se observa en gas de hidrógeno excitado a un estado luminoso. Esto es lo que debemos esperar de acuerdo con lo anterior. En la página 9 hemos asumido que la radiación en cuestión se emitió durante el paso de los sistemas entre estados estacionarios correspondientes a $t > 2$.

En las condiciones ordinarias, el estado de los átomos del gas hidrógeno debería corresponder a $\tau = 1$; además, los átomos de hidrógeno en condiciones normales se combinan formando moléculas, o sea, formando sistemas en los que los electrones tienen frecuencias diferentes de las de los átomos (ver Parte III.). De la circunstancia de que ciertas sustancias en un estado no luminoso, como, por ejemplo, el vapor de sodio, absorben radiación correspondiente a líneas del espectro de líneas de las sustancias, podemos concluir que las líneas en cuestión son emitido durante el paso del sistema entre dos estados, uno de los cuales es el estado permanente.

* J. W. Nicholson, *loc. cit.* p. 679.

El hecho de que nos hemos visto obligados a asumir, que un sistema de electrones absorberá una radiación de una frecuencia diferente de la frecuencia de vibración de sus electrones, muestra cuánto se diferencian las consideraciones anteriores de una interpretación basada en la electrodinámica ordinaria y calculada de manera ordinaria. A este respecto, puede ser interesante mencionar una generalización de las consideraciones a las que nos guían los experimentos sobre el efecto fotoeléctrico y que pueden arrojar algo de luz sobre el problema en cuestión. Consideremos un estado del sistema en el cual el electrón es libre, o sea, en el cual el electrón posee energía cinética suficiente para alejarse a infinitas distancias del núcleo. Si suponemos que el movimiento del electrón está regido por la Mecánica ordinaria y que no hay radiación de energía (sensible), la energía total del sistema, como en los estados estacionarios considerados anteriormente, será constante. Además, habrá una continuidad perfecta entre los dos tipos de estados; ya que la diferencia entre la [p. 17] frecuencia y las dimensiones de los sistemas en estados estacionarios sucesivos disminuirá sin límite si τ aumenta. En aras de la brevedad, en las siguientes consideraciones nos referiremos a los dos tipos de estados en cuestión como estados "mecánicos"; con esta notación sólo se enfatiza la suposición de que el movimiento del electrón, en ambos casos, puede ser explicado por la Mecánica ordinaria.

Al encontrar la analogía entre los dos tipos de estados mecánicos, ahora podemos esperar la posibilidad de que ocurra una absorción de radiación, que no solo corresponda al paso del sistema entre dos estados estacionarios diferentes, sino que también corresponda al paso entre uno de los estados estacionarios y un estado en el que el electrón es libre; y como se indicó anteriormente, podemos esperar que la frecuencia de esta radiación esté determinada por la ecuación $E = h\nu$, donde E es la diferencia entre la energía total del sistema en los dos estados. Como se verá, tal absorción de radiación es la misma que se observa en experimentos de ionización mediante luz ultravioleta y rayos Röntgen. Obviamente, obtenemos de esta manera la misma expresión para la energía cinética de un electrón expulsado de un átomo por efecto fotoeléctrico, tal como lo dedujo Einstein*, o sea $T = h\nu - W$, donde T es la energía cinética del electrón expulsado y W la cantidad total de energía emitida durante la unión original del electrón al núcleo.

Las consideraciones anteriores pueden explicar, también, el resultado de algunos experimentos de R. W. Wood† sobre la absorción de luz por vapor de sodio. En estos experimentos, se observa una absorción que corresponde a un gran número de líneas en la serie principal del espectro de sodio y, además, una absorción continua que comienza en la cabeza de la serie y se extiende hasta el extremo ultravioleta. Esto es exactamente lo que deberíamos esperar de acuerdo con la analogía en cuestión, y, como veremos, una consideración más detallada de los experimentos anteriores nos permite encontrar aún más aspectos de la analogía. Como se menciona en la página 9, para estados estacionarios correspondientes a valores altos de τ , los radios de las órbitas de los electrones serán muy grandes en comparación con las dimensiones atómicas ordinarias. Esta circunstancia se utilizó para explicar por qué en los experimentos con el espectro del hidrógeno en tubos de vacío no aparecían líneas correspondientes a los números más altos de la serie de Balmer. Esto también está de acuerdo con los experimentos sobre el espectro de emisión de sodio; en la serie principal del espec-

* A. Einstein, *Ann. d. Phys.*, XVII, p. 146, (1905).

† R. W. Wood, *Physical Optics*, p. 513, (1911).

tro de emisión de esta sustancia se observan pocas líneas. [p. 18] Ahora, en los experimentos de Wood, la presión no era muy baja y, por lo tanto, no podían aparecer los estados correspondientes a valores altos para τ ; sin embargo, en el espectro de absorción se detectaron alrededor de 50 líneas. En los experimentos en cuestión observamos una absorción de radiación que no está acompañada por una transición completa entre dos estados estacionarios diferentes. De acuerdo con la teoría actual, debemos suponer que esta absorción va seguida de una emisión de energía durante la cual los sistemas vuelven al estado estacionario original. Si no hay colisiones entre los diferentes sistemas, esta energía se emitirá como una radiación de la misma frecuencia que la absorbida, y no habrá una absorción real, sino solo una dispersión de la radiación original; no ocurrirá una verdadera absorción a menos que la energía en cuestión sea transformada, por colisiones, en energía cinética de partículas libres. Por analogía, ahora podemos concluir que los experimentos anteriores muestran que un electrón unido, también en los casos en que no hay ionización, tendrá una influencia absorbente (dispersión) en una radiación homogénea, tan pronto como la frecuencia de la radiación sea más grande que la W/h , donde W es la cantidad total de energía emitida durante la unión del electrón al núcleo. Esto estaría altamente a favor de una teoría de la absorción como la que se esbozó anteriormente, ya que en tal caso no se trata de una coincidencia entre la frecuencia de la radiación y una frecuencia característica de vibración del electrón. Además, se verá que la suposición de que habrá una absorción (dispersión) de cualquier radiación correspondiente a una transición entre dos estados mecánicos diferentes, está en perfecto acuerdo con la suposición generalmente usada de que un electrón libre tendrá una influencia en la absorción (dispersión) de la luz de cualquier frecuencia. Consideraciones análogas serían válidas para la emisión de radiación.

Análogamente a la suposición utilizada en este documento de que la emisión de espectros de línea se debe a la formación de nuevos átomos después de que se eliminan uno o más electrones débilmente ligados, podemos suponer que la radiación de Röntgen homogénea se emite durante la estabilización de los sistemas después de que uno de los electrones firmemente unidos escapa, por ejemplo, por impacto de las partículas catódicas*. En la siguiente parte de este documento, que trata de la constitución de los átomos, consideraremos la cuestión más detenidamente y trataremos de demostrar que un cálculo basado en este supuesto está en acuerdo cuantitativo con los resultados de los experimentos: aquí solo mencionaremos brevemente un problema con el que nos encontramos en dicho cálculo.

[p. 19] Los experimentos sobre los fenómenos de los rayos X sugieren que no sólo la emisión y la absorción de la radiación no pueden tratarse con la ayuda de la electrodinámica ordinaria, sino que tampoco se puede obtener el resultado correcto de una colisión entre dos electrones, de los cuales uno está enlazado en un átomo. Tal vez esto se vea más claramente en algunos cálculos muy instructivos sobre la energía de las partículas β emitidas por sustancias radiactivas, recientemente publicadas por Rutherford[‡]. Estos cálculos sugieren fuertemente que un electrón de gran velocidad al pasar a través de un átomo y colisionar con los electrones unidos perderá energía en un número finito de cuantos. Como se observa inmediatamente, esto es muy diferente de lo que podríamos esperar si el resultado de las colisiones estuviera regido por las leyes mecánicas usuales. El fracaso de la

* Comparar con, J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, XXIII, p. 456, (1912).

‡ E. Rutherford, *Phil. Mag.*, XXIV, pp. 453 & 893, (1912).

mecánica clásica en resolver un problema de este tipo también podría esperarse de antemano por la ausencia de algo así como una equipartición de energía cinética entre electrones libres y electrones unidos a átomos. Sin embargo, desde el punto de vista de los estados "mecánicos", vemos que la siguiente suposición, que está de acuerdo con la analogía anterior, podría ser capaz de explicar el resultado del cálculo de Rutherford y la ausencia de equipartición de energía cinética: dos electrones en colisión, unidos o libres, estarán, tanto antes de la colisión como después de la misma, en estados mecánicos. Obviamente, la introducción de tal suposición no haría necesaria ninguna alteración en el tratamiento clásico de una colisión entre dos partículas libres. Pero, considerando una colisión entre un electrón libre y uno unido, se seguiría que, por la colisión, el electrón unido no podría adquirir una cantidad de energía menor que la diferencia en energía correspondiente a dos estados estacionarios sucesivos y, en consecuencia, que el electrón libre que colisiona con él, no podía perder una cantidad de energía menor.

El carácter preliminar e hipotético de las consideraciones anteriores no necesita ser enfatizado. La intención, sin embargo, ha sido mostrar que la generalización de la teoría de los estados estacionarios esbozada, posiblemente pueda proporcionar una base simple para representar una serie de hechos experimentales que no pueden explicarse con la ayuda de la electrodinámica ordinaria y que los supuestos utilizados no parecen ser inconsistentes con los resultados de los experimentos sobre fenómenos sobre los cuales la Dinámica clásica y la teoría ondulatoria de la luz han dado una explicación satisfactoria.

[p. 20]

§ 5. *El estado permanente de un Sistema Atómico.*

Ahora volveremos al objeto principal de este documento: la discusión del estado "permanente" de un sistema que consiste en un núcleo y electrones vinculados. Para un sistema que consiste en un núcleo y un electrón que gira alrededor de él, este estado, según lo anterior, está determinado por la condición de que el momento angular del electrón alrededor del núcleo sea igual a $h/2\pi$

En la teoría expuesta en este artículo, el único átomo neutro que contiene un solo electrón es el átomo de hidrógeno. El estado permanente de este átomo debe corresponder a los valores de a y ω calculados en la página 5. Desafortunadamente, sabemos muy poco del comportamiento de los átomos de hidrógeno debido a la pequeña disociación de las moléculas de hidrógeno a temperaturas normales. Para obtener una comparación más cercana con los experimentos, es necesario considerar sistemas más complicados.

Teniendo en cuenta los sistemas en los que hay más electrones que están ligados a un núcleo positivo, una configuración de los electrones que se presenta como un estado permanente, es aquella en la que los electrones están dispuestos en un anillo alrededor del núcleo. En la discusión de este problema sobre la base de la electrodinámica ordinaria, nos encontramos, aparte de la cuestión de la radiación de energía, con nuevas dificultades debido a la cuestión de la estabilidad del anillo. Sin considerar por un momento esta última dificultad, primero consideraremos las dimensiones y la frecuencia de los sistemas en relación con la teoría de la radiación de Planck.

Consideremos un anillo que consiste en n electrones que giran alrededor de un núcleo de carga E , estando los electrones dispuestos a intervalos angulares iguales alrededor de la circunferencia de un círculo de radio a .

La energía potencial total del sistema, que consiste en los electrones y el núcleo, es

$$P = -\frac{ne}{a}(E - es_n)$$

donde

$$s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{s=n-1} \operatorname{csc} \frac{s\pi}{n}$$

Para la fuerza radial ejercida sobre un electrón por el núcleo y los otros electrones obtenemos

$$F = -\frac{1}{n} \frac{dP}{da} (E - es_n)$$

[p. 21] Denotando la energía cinética de un electrón mediante T y descuidando las fuerzas electromagnéticas debidas al movimiento de los electrones (ver Parte II), obtenemos, poniendo la fuerza centrífuga sobre un electrón igual a la fuerza radial,

$$\frac{2T}{a} = \frac{e}{a^2} (E - es_n)$$

o

$$T = \frac{e}{2a} (E - es_n)$$

A partir de esto obtenemos la frecuencia de revolución

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e(E - es_n)}{ma^3}}$$

La cantidad total de energía W transferida al sistema necesaria para llevar a los electrones a distancias infinitas entre sí y del núcleo es

$$W = -P - nT = \frac{ne}{2a} (E - es_n) = nT .$$

igual a la energía cinética total de los electrones.

Vemos que la única diferencia en la fórmula anterior y las que se mantienen para el movimiento de un solo electrón en una órbita circular alrededor de un núcleo, es el intercambio de E por $E - es_n$. También se ve inmediatamente que, correspondiendo al movimiento de un electrón en una órbita elíptica alrededor de un núcleo, habrá un movimiento de los n electrones en el que cada uno gira

en una órbita elíptica con el núcleo en el foco, y los n electrones en cualquier momento se sitúan a intervalos angulares iguales en un círculo, con el núcleo como el centro. Para este movimiento, el eje mayor y la frecuencia de la órbita de los electrones individuales estarán dados por las expresiones (1) de la página 3 si se reemplaza E por $E - es_n$ y W por W/n . Supongamos ahora que el sistema de n electrones que giran en un anillo alrededor de un núcleo se forma de manera análoga al supuesto para un solo electrón que gira alrededor de un núcleo. Por lo tanto, se asumirá que los electrones, antes de ligarse al núcleo, están a una gran distancia de este último y no poseen velocidades sensibles, además que durante la unión se emite una radiación homogénea. Como en el caso de un solo electrón, aquí tenemos que la cantidad total de energía emitida durante la formación del sistema es igual a la energía cinética final de los electrones. Si ahora suponemos que durante la [p. 22] formación del sistema, en todo momento, los electrones están situados a intervalos angulares regulares sobre una circunferencia con el núcleo en el centro, a partir de la analogía con las consideraciones de la página 5, podemos asumir la existencia de una serie de configuraciones estacionarias en las que la energía cinética por electrón es igual a $\tau h\omega/2$, donde τ es un número entero, h la constante de Planck y ω la frecuencia de revolución. La configuración en la que la mayor cantidad de energía se emite es, como antes, aquella para la cual $\tau = 1$. Esta configuración la asumiremos como un estado permanente del sistema si en este estado los electrones están dispuestos en un solo anillo. En cuanto al caso de un solo electrón, obtenemos que el momento angular es igual a $h/2\pi$.

Puede observarse que, en lugar de considerar los electrones individuales, podríamos haber considerado el anillo como una entidad. Sin embargo, esto llevaría al mismo resultado, ya que en este caso la frecuencia de revolución ω será reemplazada por la frecuencia $n\omega$ de la radiación de todo el anillo calculada a partir de la electrodinámica ordinaria y T por la energía cinética total nT .

Puede haber muchos otros estados estacionarios correspondientes a otras maneras de formar el sistema. El supuesto de la existencia de tales estados parece necesario para dar cuenta de los espectros de líneas de sistemas que contienen más de un electrón (página 11). Esto también se sugiere, por la teoría de Nicholson mencionada en la página 6, a la que volveremos en un momento. Sin embargo, hasta dónde he podido ver, la consideración de los espectros no da ninguna indicación acerca de la existencia de estados estacionarios en los que todos los electrones están dispuestos en un anillo y que corresponden a valores mayores de la energía total emitida que el que nosotros antes hemos considerado como siendo el estado permanente.

Además, puede haber configuraciones estacionarias de un sistema de n electrones y un núcleo de carga E en el que los electrones no están dispuestos en un solo anillo. Sin embargo, la cuestión de la existencia de tales configuraciones estacionarias no es esencial para nuestra determinación del estado permanente, siempre y cuando asumamos que los electrones en este estado del sistema están dispuestos en un solo anillo. Los sistemas correspondientes a configuraciones más complicadas se tratarán en la página 24.

Usando la relación $T = h\omega/2$ encontramos, con la ayuda de las expresiones de más arriba para T y ω , los valores para a y ω correspondientes al [p. 23] estado permanente del sistema, que sólo difieren de los dados por las ecuaciones (3) de la página 5, al cambiar E por $E - es_n$.

La cuestión de la estabilidad de un anillo de electrones girando alrededor de una carga positiva fue discutida con gran detalle por Sir J. J. Thomson*. Nicholson† hizo una adaptación del análisis de Thomson para el caso aquí considerado de un anillo que gira alrededor de un núcleo de dimensiones lineales insignificamente pequeñas. La investigación del problema en cuestión se divide naturalmente en dos partes: una relacionada con la estabilidad de los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo y una relativa a los desplazamientos perpendiculares a este plano. Como muestran los cálculos de Nicholson, la respuesta a la cuestión de la estabilidad difiere mucho en los dos casos en cuestión. Mientras que el anillo para los desplazamientos del último tipo son, en general, estables, si el número de electrones no es grande; en ningún caso los desplazamientos de los electrones del anillo del primer tipo son considerados estables por Nicholson.

Sin embargo, según el punto de vista adoptado en este trabajo, la cuestión de la estabilidad para los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo está más íntimamente relacionada con la cuestión del mecanismo de unión de los electrones, y como este mecanismo no puede ser tratado sobre la base de la dinámica ordinaria. La hipótesis que utilizaremos a continuación es que la estabilidad de un anillo de electrones que gira alrededor de un núcleo está asegurada a través de la condición anterior de la constancia universal del momento angular, junto con la condición adicional de que la configuración más estable de las partículas es aquella en cuya formación se emite la mayor cantidad de energía. Con respecto a la cuestión de estabilidad para un desplazamiento de los electrones en dirección perpendicular al plano del anillo, se mostrará que esta hipótesis es equivalente a la que se ha utilizado en cálculos mecánicos ordinarios.

Volviendo a la teoría de Nicholson sobre el origen de las líneas observadas en el espectro de la corona solar, veremos ahora que las dificultades mencionadas en la pág. 7 puede ser sólo formales. En primer lugar, desde el punto de vista considerado anteriormente, la objeción en cuanto a la inestabilidad de los sistemas para los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo puede no ser válida. Además, la objeción en cuanto a la emisión de la radiación mediante cuantos no tendrá referencia a los cálculos en cuestión, si asumimos que en el espectro coronal no estamos tratando con una verdadera emisión sino solo con una dispersión de radiación. Este supuesto parece probable si consideramos las [p. 24] condiciones en que se encuentra el cuerpo celeste en cuestión; ya que, debido a la enorme rarefacción de la materia, puede haber comparativamente pocas colisiones para perturbar los estados estacionarios y causar una verdadera emisión de luz correspondiente a la transición entre diferentes estados estacionarios. Por otra parte, en la corona solar habrá una intensa iluminación con luz de todas las frecuencias que puede excitar las vibraciones naturales de los sistemas en los diferentes estados estacionarios. Si la suposición anterior es correcta, entendemos de inmediato la forma completamente diferente de las leyes que conectan las líneas discutidas por Nicholson y las que conectan los espectros de líneas comunes considerados en este documento.

Procediendo a considerar sistemas de una constitución más complicada, haremos uso del siguiente teorema, que puede comprobarse de manera muy simple: —

* *Loc. cit.*

† *Loc. cit.*

"En todo sistema que consta de electrones y núcleos positivos, en el que los núcleos están en reposo y los electrones se mueven en órbitas circulares con una velocidad pequeña en comparación con la velocidad de la luz, la energía cinética será numéricamente igual a la mitad de la energía potencial".

Con la ayuda de este teorema obtenemos, — como en los casos anteriores de un solo electrón o de un anillo que gira alrededor de un núcleo, — que la cantidad total de energía emitida, por la formación de los sistemas a partir de una configuración en la que las distancias que separan a las partículas son infinitamente grandes y en las que las partículas no tienen velocidades relativas entre sí, es igual a la energía cinética de los electrones en su configuración final. La analogía con el caso de un solo anillo, nos hace suponer que, para cualquier configuración de equilibrio, existirá una serie de configuraciones estacionarias del sistema que son geoméricamente similares y en las que la energía cinética de cada electrón es igual a la frecuencia de revolución, multiplicado por $\tau h/2$ donde τ es un número entero y h la constante de Planck.

En cualquiera de tales series de configuraciones estacionarias, la correspondiente a la mayor cantidad de energía emitida será aquella en la que τ para cada electrón es igual a 1. Considerando que la relación de energía cinética a frecuencia para una partícula que gira en una órbita circular es igual a τ veces el momento angular alrededor del centro de la órbita, esto nos lleva a la siguiente generalización simple de las hipótesis mencionadas en las páginas 15 y 22. *"En todo sistema molecular consistente en núcleos positivos y electrones, sistemas en los que los núcleos están en reposo relativo entre sí y los electrones se mueven en órbitas circulares, el momento angular de [p. 25] cada electrón alrededor del centro de su órbita — en el estado permanente del sistema — es igual a $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck"**

En analogía con las consideraciones de la página 23, asumiremos que una configuración que satisface esta condición es estable si: la energía total del sistema es menor que la de cualquier configuración vecina que satisfaga la misma condición para el momento angular de los electrones.

Como se mencionó en la introducción, la hipótesis anterior se usará en la próxima comunicación como base para una teoría de la constitución de átomos y moléculas. Se mostrará que conduce a resultados que parecen estar en conformidad con los experimentos en varios fenómenos diferentes.

El fundamento de la hipótesis se ha buscado enteramente en su relación con la teoría de la radiación de Planck; Con la ayuda de consideraciones que daremos más adelante, se intentará arrojar algo más de luz sobre su fundamento desde otro punto de vista.

5 de abril de 1913.

* En las consideraciones que llevaron a esta hipótesis, hemos supuesto que la velocidad de los electrones es pequeña comparada con la velocidad de la luz. Los límites de validez de esta suposición serán discutidos en la Parte II.

ON THE CONSTITUTION OF ATOMS AND MOLECULES

By. N. Bohr, Dr. Phil., Copenhagen *

Parte II. Sistemas que contienen un solo electrón. [p.476]

§ 1. Suposiciones generales

Siguiendo a la teoría de Rutherford, supondremos que los átomos de un elemento, consisten en un núcleo cargado positivamente, rodeado por un grupo de electrones. El núcleo es el asiento de la parte esencial de la masa del átomo y sus dimensiones lineales son excesivamente pequeñas comparadas con las distancias que lo separan de los electrones en el grupo que lo rodea.

Como en el artículo anterior, supondremos que el grupo de electrones está formado por la unión sucesiva de los electrones con el núcleo, estando inicialmente casi en reposo, al mismo tiempo que la energía es irradiada al exterior del átomo. Esto continuará hasta que, cuando la carga negativa total en los electrones enlazados sea numéricamente igual a la carga positiva en el núcleo, el sistema sea neutral y ya no podrá ejercer fuerzas sensibles sobre electrones a una gran distancia del núcleo comparada con las dimensiones de las órbitas de los electrones enlazados. Podemos considerar la formación de helio a partir de un rayo α como un ejemplo observado [p. 477] de un proceso de este tipo, y una partícula, en esta representación, es idéntica a la del núcleo de un átomo de helio.

Debido a las pequeñas dimensiones del núcleo, su estructura interna no tendrá una influencia sensible en la constitución del grupo de electrones y, por lo tanto, no tendrá ningún efecto en las propiedades físicas y químicas ordinarias del átomo. En esta teoría, las propiedades últimas dependerán completamente de la carga total y la masa del núcleo; La estructura interna del núcleo solo influirá en los fenómenos de la radiactividad.

A partir del resultado de experimentos sobre la dispersión con ángulos grandes de los rayos- α , Rutherford** encontró, en el núcleo de un átomo, una carga eléctrica correspondiente a una cantidad de electrones aproximadamente igual a la mitad del peso atómico del elemento. Este resultado, también parece estar de acuerdo con la cantidad de electrones por átomo calculada a partir de experimentos de dispersión de las radiaciones de Röntgen†. Toda la evidencia experimental apoya la hipótesis‡ de que el número real de electrones en un átomo neutro, con algunas excepciones, es igual al número que indica la posición del elemento correspondiente en la serie de elementos dispuestos en el orden que aumentar el peso atómico. Por ejemplo, en esta representación, el átomo de oxígeno, que es el octavo elemento de la serie, tiene ocho electrones y un núcleo que lleva ocho cargas unitarias.

Supondremos que los electrones están dispuestos a intervalos angulares iguales en anillos co-axiales que giran alrededor del núcleo. Para determinar la frecuencia y las dimensiones de los ani-

* Comunicado por el Prof. E. Rutherford, F.R.S.

** Ver también Geiger y Marsden, *Phil. Mag.*, XXV, p. 604, (1913).

† Ver C. G. Barkla, *Phil. Mag.*, XXI, p. 648, (1911).

‡ A. v. d. Broek, *Phys. Zeitschr.*, XIV, p. 32, (1913).

llos usaremos la hipótesis principal del primer artículo, a saber: que en el estado permanente de un átomo, el momento angular de cada electrón alrededor del centro de su órbita es igual al valor universal $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck.

Tomaremos como condición de estabilidad, que la energía total del sistema en la configuración en cuestión es menor que en cualquier configuración vecina que satisfaga la misma condición del momento angular de los electrones.

Si se conoce la carga en el núcleo y el número de electrones en los diferentes anillos, la condición con respecto al momento angular de los electrones, como se muestra en la § 2, determinará completamente la configuración del sistema, es decir, la frecuencia de revolución y las dimensiones lineales de los anillos. Sin embargo, correspondiendo a diferentes [p. 478] distribuciones de los electrones en los anillos, habrá, en general, más de una configuración que satisfará la condición del momento angular junto con la condición de estabilidad.

En las secciones § 3 y § 4 se mostrará que, la representación general de la formación de los átomos, nos llevan a indicaciones de la disposición de los electrones en los anillos que son consistentes con los sugeridos por las propiedades químicas del elemento correspondiente.

En la § 5 se mostrará que es posible, a partir de la teoría, calcular la velocidad mínima necesaria para que los rayos catódicos puedan producir la radiación de Röntgen característica del elemento, y que este cálculo coincide, aproximadamente, con los valores experimentales.

En la § 6, se considerarán brevemente los fenómenos de la radiactividad en relación con la teoría.

§ 2. Configuración y estabilidad de los sistemas.

Consideremos un electrón de carga e y masa m que se mueve en una órbita circular de radio a con una velocidad v , pequeña en comparación con la velocidad de la luz. Denotemos la fuerza radial que actúa sobre los electrones por $\frac{e^2}{a^2}F$; F dependerá en general de a . La condición de equilibrio dinámico da

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e^2}{a^2}F$$

Introduciendo la condición de la constancia universal del momento angular del electrón tenemos

$$mva = \frac{h}{2\pi}$$

de estas dos condiciones obtenemos

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} \frac{1}{F} \quad \text{y} \quad v = \frac{2\pi e^2}{h} F, \quad (1)$$

y, en consecuencia, la frecuencia de revolución ω

$$\omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} F^2 \quad (2)$$

Si se conoce F , las dimensiones y frecuencia de la órbita correspondiente está determinada simplemente por (1) y (2). [p.479] Para un anillo de n electrones que giran alrededor de un núcleo de carga Ne tenemos (Conf. Parte I, p. 20)

$$F = N - s_n, \text{ donde } s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{s=n-1} \csc \frac{s\pi}{n}$$

Los valores para s_n desde $n = 1$ hasta $n = 16$ se dan en la Tabla de la página 482.

Para sistemas que consisten en núcleos y electrones en los que los primeros están en reposo y los últimos se mueven en órbitas circulares con una velocidad pequeña en comparación con la velocidad de la luz, hemos demostrado (ver Parte I, p. 24) que la energía cinética total de los electrones son iguales a la cantidad total de energía emitida durante la formación del sistema desde una configuración original en la que todas las partículas están en reposo y a infinitas distancias entre sí. Denotando esta cantidad de energía por W , consecuentemente obtenemos

$$W = \sum \frac{m}{2} v^2 = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2 \quad (3)$$

Poniendo en (1), (2) y (3) $e = 4,7 \times 10^{-10}$; $e/m = 5,31 \times 10^{17}$ y $h = 6,5 \times 10^{-27}$ tenemos

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,55 \times 10^{-8} F^{-1}, v = 2,1 \times 10^8 F, \omega = 6,2 \times 10^{15} F^2 \\ \text{y} \quad W &= 2,0 \times 10^{-11} \sum F^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Hemos despreciado las fuerzas magnéticas debidas al movimiento de los electrones y al igual que en la Parte I supusimos que las velocidades de las partículas son pequeñas en comparación con la velocidad de la luz. Los cálculos anteriores muestran que para que esto se mantenga, F debe ser pequeño en comparación con 150. Como se verá, esta última condición se cumplirá para todos los electrones en los átomos de elementos de bajo peso atómico y para una gran parte de los electrones presentes en los átomos de los otros elementos.

Si la velocidad de los electrones no es pequeña en comparación con la velocidad de la luz, [p. 480] la constancia del momento angular ya no implica una relación constante entre la energía y la frecuencia de revolución. Por lo tanto, sin introducir nuevos supuestos, en este caso no podemos determinar la configuración de los sistemas sobre la base de las consideraciones de la Parte I. Las

consideraciones dadas más adelante sugieren, sin embargo, que la constancia del momento angular es la condición principal. Aplicando esta condición para velocidades que no son pequeñas en comparación con la velocidad de la luz, obtenemos la misma expresión para v que la dada por (1), mientras que la cantidad m en las expresiones para a y ω se reemplaza por $\frac{m}{\sqrt{(1-v^2/c^2)}}$ y en la expresión para W por

$$m \times 2 \frac{c^2}{v^2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Como se ha indicado en la Parte I., un cálculo basado en la mecánica ordinaria da como resultado que, en general, un anillo de electrones que gira alrededor de un núcleo positivo es inestable para los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo. Para evadir esta dificultad, hemos asumido que los principios ordinarios de la mecánica no se pueden usar en la discusión del problema en cuestión, como tampoco en la discusión del problema conectado del mecanismo de unión de los electrones. También hemos asumido que la estabilidad para tales desplazamientos se asegura a través de la introducción de la hipótesis de la constancia universal del momento angular de los electrones.

Esta última suposición se incluye, en la § 1, como condición de estabilidad. Considere un anillo de electrones que gira alrededor de un núcleo, suponga que el sistema se encuentra en equilibrio dinámico y que el radio del anillo es a_0 , la velocidad de los electrones es v_0 , la energía cinética total es T_0 y la energía potencial es P_0 . Como se ha mostrado en la Parte I. (página 21) tenemos $P_0 = -2T_0$. Luego, considere una configuración del sistema en la cual los electrones, bajo la influencia de fuerzas externas, giran con el mismo momento angular alrededor del núcleo en un anillo de radio $a = \alpha a_0$. En este caso tenemos $P = \frac{1}{\alpha} P_0$, y debido a la uniformidad del momento angular $v = \frac{1}{\alpha} v_0$ y $T = \frac{1}{\alpha^2} T_0$. Usando la relación $P_0 = -2T_0$, obtenemos

$$P + T = \frac{1}{\alpha} P_0 + \frac{1}{\alpha^2} T_0 = P_0 + T_0 + T_0 \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2$$

Vemos que la energía total de la nueva configuración es mayor que la de la original. Por consiguiente, de acuerdo con la condición de estabilidad dada en la § 1, el sistema es estable para el desplazamiento considerado. A este respecto, se puede observar que en la Parte I, hemos asumido que la frecuencia de la radiación emitida o absorbida por los sistemas no puede determinarse a partir de las frecuencias de vibración de los electrones en el plano de las órbitas, calculada con la ayuda de Mecánica ordinaria. [p. 481] Por el contrario, hemos asumido que la frecuencia de la radiación está determinada por la condición $h\nu = E$, donde ν es la frecuencia, h la constante de Planck y E la diferencia de la energía correspondiente a dos estados estacionarios diferentes del sistema.

Al considerar la estabilidad de un anillo de electrones que giran alrededor de un núcleo cuando los desplazamientos de los electrones son perpendiculares al plano del anillo, imagine una configu-

ración del sistema en el que los electrones se desplazan mediante $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$, respectivamente, y supongamos que los electrones, bajo la influencia de fuerzas externas, giran en órbitas circulares paralelas al plano original con los mismos radios y el mismo momento angular que antes, alrededor del eje del sistema. La energía cinética no se altera por el desplazamiento, y despreciando las potencias de las cantidades $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$, más altas que las segundas, el aumento de la energía potencial del sistema viene dado por

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a^3} N \sum (\delta z)^2 - \frac{1}{32} \frac{e^2}{a^3} \sum \sum \left| \csc^3 \frac{\pi(r-s)}{n} \right| (\delta z_r - \delta z_s)^2,$$

donde a es el radio del anillo Ne la carga del núcleo y n el número de electrones. De acuerdo con las condición de estabilidad dada en la §1, el sistema es estable para el desplazamiento considerado si la expresión anterior es positiva para valores arbitrarios de $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$. Mediante un simple cálculo se puede demostrar que la última condición es equivalente a la condición

$$N > p_{n,0} - p_{n,m}, \quad (5)$$

donde m designa al número entero (menor que n) para el cual

$$p_{n,k} = \frac{1}{8} \sum_{s=1}^{s=n-1} \cos 2ks \frac{s\pi}{n} \csc^3 \frac{s\pi}{n}$$

tiene el valor más pequeño. Esta condición es idéntica a la condición de estabilidad para los desplazamientos de los electrones, perpendiculares al plano del anillo, deducida con la ayuda de consideraciones mecánicas comunes.*

Se obtiene una ilustración sugestiva imaginando que los desplazamientos considerados se producen por el efecto de fuerzas externas que actúan sobre los electrones en una dirección paralela al eje del anillo. Si los desplazamientos se producen de forma infinitamente lenta, el movimiento de los electrones será, en cualquier momento, paralelo al plano original del anillo, y el momento angular de cada uno de los electrones [p. 482] alrededor del centro de su órbita será obviamente igual a su valor original; el aumento en la energía potencial del sistema será igual al trabajo realizado por las fuerzas exteriores durante los desplazamientos. A partir de tales consideraciones, podemos suponer que la mecánica ordinaria se puede utilizar para calcular las vibraciones de los electrones perpendiculares al plano del anillo, al contrario de las vibraciones en el plano del anillo. Este supuesto está respaldado por el aparente acuerdo con las observaciones obtenidas por Nicholson en su teoría del origen de las líneas en los espectros de la corona solar y las nebulosas estelares (ver Parte I. pp. 6 y 23). Además, se demostrará más adelante que el supuesto parece estar de acuerdo con los experimentos de dispersión.

La siguiente Tabla da los valores de s_n y $p_{n,0} - p_{n,m}$ desde $n = 1$ hasta $n = 16$.

* Cf. J. W. Nicholson, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, 72, p. 52, (1912).

n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$	n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$
1	0	0	9	3.328	13.14
2	0.25	0.25	10	3.863	18.13
3	0.577	0.58	11	4.416	23.60
4	0.957	1.41	12	4.984	30.80
5	1.377	2.43	13	5.565	38.57
6	1.828	4.25	14	6.159	48.38
7	2.305	6.35	15	6.764	58.83
8	2.805	9.56	16	7.379	71.65

En la tabla, vemos que el número de electrones que pueden girar en un solo anillo alrededor de un núcleo de carga Ne aumenta sólo muy lentamente ya que al aumentar N desde $N = 20$, el valor máximo es $n = 10$; para $N = 40$, $n = 13$; para $N = 60$, $n = 15$. Vemos, además, que un anillo de n electrones no puede girar en un solo anillo alrededor de un núcleo de carga ne a menos que $n < 8$.

En lo anterior, hemos supuesto que los electrones se mueven bajo la influencia de una fuerza radial estacionaria y que sus órbitas son exactamente circulares. La primera condición no se cumplirá si consideramos un sistema que contiene varios anillos de electrones que giran con diferentes frecuencias. Sin embargo, si la distancia entre los anillos no es pequeña en comparación con sus radios, y si la relación entre sus frecuencias no es cercana a la unidad, la desviación de las órbitas circulares puede ser muy pequeña y el movimiento de los electrones, en una aproximación cercana, puede ser idéntico al obtenido suponiendo que, en los electrones, la carga se distribuye uniformemente a lo largo de la circunferencia de los anillos. Si la relación entre los radios de los anillos no es cercana a la unidad, [p. 483] las condiciones de estabilidad obtenidas mediante este supuesto también pueden considerarse suficientes

En la § 1 hemos asumido que los electrones en los átomos giran en anillos coaxiales. El cálculo indica que solo en el caso de los sistemas que contienen un gran número de electrones, los planos de los anillos se separarán; En el caso de sistemas que contienen un número moderado de electrones, todos los anillos estarán situados en un solo plano a través del núcleo. Por lo tanto, atendiendo a razones de brevedad, aquí solo consideraremos este último caso.

Consideremos una carga eléctrica E distribuida uniformemente a lo largo de la circunferencia de un círculo de radio a .

En un punto distante z del plano del anillo, y a una distancia r del eje del anillo, el potencial electrostático viene dado por

$$U = -\frac{1}{\pi} E \int_0^\pi \frac{d\vartheta}{\sqrt{(a^2 + r^2 + z^2 - 2ar \cos \vartheta)}}$$

Colocando en esta expresión $z = 0$ y $r/a = \tan^2 \alpha$ y usando la notación

$$K(\alpha) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\vartheta}{\sqrt{(1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \vartheta)}}$$

encontramos que la fuerza radial ejercida sobre un electrón en un punto del plano del anillo es

$$e \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{Ee}{r^2} Q(\alpha)$$

donde

$$R(\alpha) = \frac{2}{\pi} \sin^6 \alpha [K(2\alpha) + \tan(2\alpha)K'(2\alpha)]$$

En la página 485 se muestra una breve Tabla de las funciones $Q(\alpha)$ y $R(\alpha)$.

Luego considere un sistema consistente en un número de anillos concéntricos [p. 484] de electrones que giran en el mismo plano alrededor de un núcleo cuya carga es Ne . Sean $a_1, a_2, \dots, a_n, \dots$ y los números de electrones en los diferentes anillos $n_1, n_2, \dots, n_n, \dots$

Poniendo $\frac{a_r}{a_s} = \tan^2(\alpha_{r,s})$ tenemos, para la fuerza radial que actúa sobre un electrón en el anillo r -ésimo, $\frac{e^2}{a_r^2} F_r$, donde

$$F_r = N - s_n - \sum n_s Q(\alpha_{r,s})$$

La sumatoria se debe considerar sobre todos los anillos excepto el considerado.

Si conocemos la distribución de los electrones en los diferentes anillos, a partir de la relación (1) de la página 478, podemos, con la ayuda de lo anterior, determinar a_1, a_2, \dots . El cálculo se puede realizar por aproximaciones sucesivas, a partir de un conjunto de valores para las α , y a partir de ellos calcular las F y luego volviendo a determinar las α por la relación (1) que da $F / F_r = a_r/a_s = \tan^2(\alpha_{r,s})$, y así sucesivamente.

Como en el caso de un solo anillo, se supone que los sistemas son estables para los desplazamientos de los electrones en el plano de sus órbitas. En un cálculo como el de la página 480, la interacción de los anillos debe tomarse estrictamente en cuenta. Esta interacción implicará que las cantidades F no sean constantes, como para el caso de un solo anillo que gira alrededor de un núcleo, sino que variará con los radios de los anillos. Sin embargo la variación de F , si la relación entre los radios de los anillos no está muy cerca de la unidad, será demasiado pequeña para influir en el resultado del cálculo.

Teniendo en cuenta la estabilidad de los sistemas para un desplazamiento de los electrones en forma perpendicular al plano de los anillos, es necesario distinguir entre los desplazamientos en los que los centros de gravedad de los electrones en los anillos individuales no se alteran, y los desplazamientos en los que todos los electrones dentro del mismo anillo se desplazan en la misma dirección. La condición de estabilidad para los desplazamientos del primer tipo, está dada por la condición (5) en la página 481, si para cada anillo reemplazamos N por una cantidad G_r , determinada por la condición de que $\frac{e^2}{a_r^3} G_r \delta_z$ sea igual a la componente perpendicular al plano del anillo de la fuerza debida al núcleo y a los electrones de los otros anillos que han provocado un pequeño desplazamiento δ_z . Usando la misma notación que antes, encontramos

$$G_r = N - \sum n_s R(\alpha_{r,s})$$

[p. 485] Si todos los electrones de uno de los anillos, se desplazan en la misma dirección por la ayuda de fuerzas externas, el desplazamiento producirá desplazamientos correspondientes de los electrones en los otros anillos. Y esta interacción influirá en la estabilidad del sistema. Por ejemplo, consideremos un sistema de m anillos concéntricos que giran en un plano alrededor de un núcleo de carga Ne , y supongamos que los electrones en los diferentes anillos están desplazados perpendicularmente a los respectivos planos por $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_m$. Con la notación anterior, el aumento de la energía potencial del sistema viene dado por

$$\frac{1}{2} N \sum n_r \frac{e^2}{a_n^3} (\delta z_r)^2 - \frac{1}{4} \sum \sum n_r n_s \frac{e^2}{a_r^3} R(\alpha_{r,s}) (\delta z_r - \delta z_s)^2 .$$

La condición de estabilidad es que esta expresión sea positiva para valores arbitrarios de $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_m$. Esta condición se puede resolver simplemente de la manera habitual. No tiene una influencia sensible en comparación con la condición de estabilidad de los desplazamientos considerados anteriormente, excepto en los casos en que el sistema contiene varios anillos de pocos electrones.

La siguiente tabla, que contiene los valores de $Q(\alpha)$ y $R(\alpha)$ para cada cinco grados desde $\alpha = 20^\circ$ hasta $\alpha = 70^\circ$, ofrece una estimación del orden de magnitud de estas funciones

α	$\tan^2 \alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$
20	0,132	0,001	0,002
25	0,217	0,005	0,011
30	0,333	0,021	0,048
35	0,490	0,080	0,217
40	0,704	0,373	1,549
45	1,000
50	1,420	1,708	4,438
55	2,040	1,233	1,869
60	3,000	1,093	1,301
65	4,599	1,037	1,115
70	7,548	1,013	1,041

$\tan^2\alpha$ indica la relación entre los radios de los anillos [$\tan^2(\alpha_{r,s}) = a_r/a_s$]. Los valores de $Q(a)$ muestran que, a menos que la proporción de los radios de los anillos sea casi unitaria, el efecto de los anillos externos sobre las dimensiones de los anillos internos es muy pequeño, y que el efecto correspondiente de los anillos internos [p. 486] sobre los externos es neutralizar, aproximadamente, el efecto de una parte de la carga nuclear correspondiente al número de electrones en el anillo. Los valores de $R(\alpha)$ muestran que el efecto de los anillos externos sobre la estabilidad de los internos, — si bien mayor que el efecto sobre las dimensiones, — es pequeño pero, a menos que la relación entre los radios sea muy grande, el efecto de los anillos internos sobre la estabilidad de los externos es considerablemente mayor que el que neutraliza una parte correspondiente a la carga del núcleo.

El número máximo de electrones que puede contener el anillo más interno sin ser inestable es aproximadamente igual al calculado en la página 482 para un solo anillo que gira alrededor de un núcleo. Sin embargo, para los anillos externos, obtenemos números considerablemente más pequeños que los determinados por la condición (5) si reemplazamos Ne por la carga total en el núcleo más la de los electrones de los anillos internos.

Si un sistema de anillos gira alrededor de un núcleo en un solo plano es estable para pequeños desplazamientos de los electrones perpendiculares a este plano. Pero, si no todos los anillos están situados en el mismo plano, en general, no habrá configuraciones estables para esos anillos que satisfagan la condición de la constancia del momento angular de los electrones. Se produce una excepción en el caso específico de dos anillos que contengan números iguales de electrones; en este caso, la configuración puede ser estable si los dos anillos tienen radios iguales y giran en planos paralelos a distancias iguales del núcleo y los electrones de un anillo están situados justo frente a los intervalos que median entre los electrones del otro anillo. Sin embargo, esta última configuración, sería inestable en el caso en que fuera estable una configuración en la que todos los electrones de ambos anillos estuvieran dispuestos en un solo anillo.

§ 3. Constitución de los átomos que contienen muy pocos electrones.

Como se ha indicado en el § 1, la condición de la constancia universal del momento angular de los electrones, junto con la condición de estabilidad, en la mayoría de los casos no es suficiente para determinar completamente la constitución del sistema. Sin embargo, a partir de la idea general sobre la formación de átomos, y haciendo uso del conocimiento de las propiedades de los elementos correspondientes, en esta sección y en la siguiente, se intentará obtener indicaciones de qué configuraciones de los electrones pueden esperarse que ocurran en los átomos. En estas consideraciones, asumiremos que el número de electrones en el átomo es igual al número que indica la posición del elemento correspondiente en la serie de elementos dispuestos en orden de pesos atómicos crecientes. [p. 487] Se supondrá que las excepciones a esta regla solo ocurrirán en los lugares de la serie de los elementos donde se observan desviaciones de la ley periódica de las propiedades químicas de los elementos. Para mostrar claramente los principios utilizados, primero consideraremos con algún detalle los átomos que contienen muy pocos electrones.

En aras de la brevedad, representaremos mediante el símbolo $N(n_1, n_2, \dots)$ a un sistema plano de anillos de electrones que giran alrededor de un núcleo cuya carga es Ne , satisfaciendo la condición del momento angular de los electrones con la aproximación usada en la § 2. n_1, n_2, \dots , son

los números de los electrones en los anillos contados desde el interior. Mediante a_1, a_2, \dots , y $\omega_1, \omega_2, \dots$, denotaremos los radios y las frecuencias de los anillos tomados en el mismo orden. La cantidad de energía W emitida por la formación del sistema se denotará, simplemente, por $W[N(n_1, n_2, \dots)]$.

$$N = 1. \qquad \text{Hidrógeno.}$$

En la Parte I, hemos considerado la unión entre un electrón y un núcleo positivo de carga e y hemos mostrado que es posible vincularlo al espectro de Balmer para el hidrógeno sobre la suposición de la existencia de una serie de estados estacionarios en los cuales el momento angular del electrón alrededor del núcleo es igual a múltiplos enteros del valor $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck. la fórmula encontrada para esas frecuencias del espectro es

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right)$$

donde τ_1 y τ_2 son números enteros. Introduciendo los valores para e, m y h , empleados en la página 479, encontramos para el factor que precede al paréntesis el valor $3,1 \times 10^{15}$ *; el valor observado para la constante en la fórmula de Balmer para el espectro es $3,290 \times 10^{15}$. [p. 488]

Para el estado permanente de un átomo de hidrógeno neutro, de las fórmulas (1) y (2) de la § 2, haciendo $F=1$, obtenemos

$$1 (1). \quad a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} = 0,55 \times 10^{-8}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} = 6,2 \times 10^{15}, \quad W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,0 \times 10^{-11}.$$

Estos valores son del orden de magnitud esperado.

Para W/e encontramos el valor 0,043, que corresponde a 13 volt; el valor para el potencial de ionización del átomo de hidrógeno, calculado por Sir J.J. Thomson a partir de experimentos con rayos positivos es 11 volt.** No hay disponibles otros datos precisos para los átomos de hidrógeno. En aras de la brevedad, en lo siguiente indicaremos los valores de a, ω y W , correspondientes a la configuración 1 (1) mediante a_0, ω_0 y W_0 .

A distancias respecto del núcleo, comparativamente grandes con a_0 , el sistema 1 (1) no ejercerá fuerzas sensibles sobre electrones libres. Sin embargo, la configuración:

$$1 (2) \qquad a = 1,33 a_0, \qquad \omega = 0,563 \omega_0, \qquad W = 1,13 W_0$$

* Este valor es el calculado en la primera parte de este trabajo. Usando los valores $e = 4,78 \times 10^{-10}$ (ver R. A. Millikan, Brit Assoc. Rep., 1912, p. 410), $e/m = 5,31 \times 10^{17}$ (ver P. Gmelin, Ann. d. Phys., XXVIII, p. 1086, (1909) y A. H. Bucherer, Ann. d. Phys., XXVII, p. 597, (1912) y $eh = 7,27 \times 10^{16}$ [calculado a partir de la teoría de Planck por los experimentos de E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka y C. Müller, Ann. d. Phys., XL, p. 611, (1913)] obtenemos $2\pi^2 e^4 m/h^3 = 3,26 \times 10^{15}$ que es muy aproximada a las observaciones.

** J. J. Thomson, Phil. Mag., XXIV, p. 218, (1912).

corresponde a un valor mayor de W que la configuración 1 (1), por lo que podemos esperar que un átomo de hidrógeno, bajo ciertas condiciones, pueda adquirir una carga negativa. Esto está de acuerdo con experimentos realizados sobre rayos positivos. Dado que $W[1 (3)]$ es sólo 0,54, no es de esperar que un átomo de hidrógeno adquiriera una doble carga negativa.

$$N = 2$$

Helio

Como hemos mostrado en la Parte I., usando las mismas suposiciones que para el hidrógeno, debemos esperar que al unirse un electrón a un núcleo con carga $2e$, se emita un espectro expresado por

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2}\right)^2} \right]$$

Este espectro incluye el espectro observado por Pickering en la estrella ζ Puppis y el espectro recientemente observado por Fowler en experimentos en tubos de vacío cargados con una mezcla de hidrógeno y helio. Estos espectros eran, generalmente, asignados al hidrógeno.

Para el estado permanente de un átomo de helio cargado positivamente, tenemos

$$2 (1) \quad a = \frac{1}{2} a_0, \quad \omega = 4 \omega_0, \quad W = 4 W_0.$$

[p. 489] A distancias grandes del núcleo, comparadas con el radio del electrón unido, el sistema 2 (1), en una aproximación cercana, actuará sobre un electrón como un simple núcleo de carga e . Para un sistema que consta de dos electrones y un núcleo de carga $2e$, podemos suponer la existencia de una serie de estados estacionarios en los que el electrón más débilmente unido se mueve aproximadamente de la misma manera que el electrón en los estados estacionarios de un átomo de hidrógeno. Tal suposición ya se ha utilizado en la Parte I. en un intento de explicar la aparición de la constante de Rydberg en la fórmula del espectro de líneas de cualquier elemento. Sin embargo, apenas podemos suponer la existencia de una configuración estable en la que los dos electrones tengan el mismo momento angular alrededor del núcleo y se muevan en órbitas diferentes, una externa a la otra. En tal configuración, los electrones estarían tan cerca uno del otro que las desviaciones de las órbitas circulares serían muy grandes. Por lo tanto, para el estado permanente de un átomo de helio neutro, adoptaremos la configuración

$$2(2) \quad a = 0,571 a_0, \quad \omega = 3,06 \omega_0, \quad W = 6,13 W_0.$$

Dado que

$$W [2(2)] - W [2(1)] = 2,13 W_0$$

observamos que, en un átomo neutro de helio, ambos electrones están más firmemente unidos que el electrón en un átomo de hidrógeno. Usando los valores de la página 488, encontramos que

$$2,13 \times \frac{W_0}{e} = 27 \text{ volt} \quad \text{y} \quad 2,13 \times \frac{W_0}{h} = 6,6 \times 10^{15} \frac{1}{s}$$

estos valores son del mismo orden de magnitud que el valor observado para el potencial de ionización en helio, 20,5 volt* y el valor para la frecuencia de la absorción ultravioleta en helio, determinada por experimentos en dispersión $5,9 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$.†

La frecuencia en cuestión puede considerarse como correspondiente a las vibraciones en el plano del anillo (ver p. 480). La frecuencia de vibración, perpendicular al plano, de todo el anillo, calculada de la manera usual (ver página 482), [p. 490] viene dada por $\nu = 3,27 \omega_0$. El hecho de que la última frecuencia sea grande en comparación con la observada, podría explicar que el número de electrones en un átomo de helio, calculado con la ayuda de la teoría de Drude a partir de los experimentos sobre dispersión, es sólo de alrededor de dos tercios del número esperado (usando $e/m = 5,31 \times 10^{17}$ el valor calculado es 1, 2.)

Para una configuración de un núcleo de helio y tres electrones, encontramos

$$2(3) \quad a = 0,703 a_0, \quad \omega = 2,02 \omega_0, \quad W = 6,07 W_0$$

Como, para esta configuración, W es más pequeña que para la configuración 2 (2), la teoría indica que un átomo de helio no puede adquirir una carga negativa. Esto está de acuerdo con la evidencia experimental, que muestra que los átomos de helio no tienen "afinidad" por los electrones libres.**

En un artículo posterior se demostrará que la teoría ofrece una explicación simple de la marcada diferencia en la tendencia de los átomos de hidrógeno y de helio a unirse para formar moléculas.

$$N = 3 \quad \text{Litio}$$

En analogía con los casos del hidrógeno y del helio, debemos esperar que durante la unión de un electrón con un núcleo de carga $3e$, se emita un espectro, dado por

* J. Franck y G. Hertz, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* XV. p. 34 (1913).

† C. y M. Cuthbertson, *Proc. Roy Soc. A.* LXXXIV, pág. 13, (1910). (En un artículo anterior (*Phil. Mag.* Jan. 1913) el autor tomó los valores para el índice de refracción en helio, dado por M. y C. Cuthbertson, como corresponde a la presión atmosférica; Sin embargo, estos valores se refieren al doble de la presión atmosférica. En consecuencia, el valor dado para el número de electrones en un átomo de helio calculado a partir de la teoría de Drude tiene que dividirse por 2.

** Ver J. Franck, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* XII, p. 613, (1910).

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{3}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{3}\right)^2} \right]$$

Debido a la gran cantidad de energía que insumirá la remoción de todos los electrones unidos en un átomo de litio (ver más abajo), el espectro considerado sólo se puede observar en casos extraordinarios.

En una nota reciente, Nicholson[†] ha llamado la atención sobre el hecho de que en los espectros de ciertas estrellas, que muestran el espectro de Pickering con brillo especial, se producen algunas líneas cuyas frecuencias pueden expresarse, de modo muy aproximado, mediante la fórmula

$$\nu = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\left(m \pm \frac{1}{3}\right)^2} \right)$$

donde K es la misma constante que en el espectro de Balmer del hidrógeno. Por su analogía con los espectros de Balmer y de Pickering, Nicholson ha sugerido que las líneas en cuestión se deben al hidrógeno.

[p. 491] Si ponemos $\tau_2 = 6$, se ve que las líneas analizadas por Nicholson se corresponden con la fórmula anterior. Las líneas en cuestión corresponden a $\tau_1 = 10, 13$ y 14 ; si para $t_2 = 6$ ponemos $\tau_1 = 9, 12$ y 15 , obtenemos líneas que coinciden con las líneas del espectro ordinario de Balmer del hidrógeno. Si en la fórmula anterior ponemos $\tau = 1, 2$ y 3 , obtenemos series de líneas en el ultravioleta. Si ponemos $\tau_2 = 5$ obtenemos una sola línea en el espectro visible, a saber: para $\tau_1 = 5$ que da $\nu = 6,662 \times 10^{14}$, o una longitud de onda $\lambda = 4503 \times 10^{-8}$ cm, que coincide estrechamente con la longitud de onda 4501×10^{-8} cm de una de las líneas de origen desconocido en la tabla citada por Nicholson. Sin embargo, en esta tabla, no aparecen líneas correspondientes a $\tau_2 = 5$.

Para el estado estable de un átomo de litio con dos cargas positivas, obtenemos una configuración

$$3 (1) \quad a = \frac{1}{3} a_0, \quad \omega = 9\omega_0, \quad W = 9W_0.$$

La probabilidad de una configuración estable en la que dos electrones se mueven en órbitas diferentes uno alrededor del otro, debe considerarse aún menos probable que para el helio, ya que la relación entre los radios de las órbitas estaría aún más cerca de la unidad. Por lo tanto, para un átomo de litio con una sola carga positiva adoptaremos la configuración:

$$3 (2) \quad a = 0.364 a_0; \quad \omega = 7,56\omega_0; \quad W = 15,13 W_0$$

[†] J. W. Nicholson, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* LXXIII, p. 382, (1913).

Como $W[3 \ 2(2)] - W[3 \ (1)] = 6,13 W_0$, resulta que los primeros dos electrones del átomo de litio están unidos muy firmemente, en comparación con el electrón en un átomo de hidrógeno; además, están más fuertemente enlazados que los electrones en un átomo de de helio.

A partir de la consideración de las propiedades químicas, deberíamos esperar la siguiente configuración para los electrones en un átomo de litio neutro:

$$\begin{array}{lll}
 \mathbf{3 \ (2,1)} & \mathbf{a_1 = 0,362 \ a_0;} & \mathbf{\omega_1 = 7,655 \ \omega_0;} \\
 & & \mathbf{W = 16,02 \ W_0} \\
 & \mathbf{a_2 = 1,182 \ a_0;} & \mathbf{\omega_2 = 0,716 \ \omega_0;}
 \end{array}$$

Esta configuración, también puede ser considerada altamente probable desde un punto de vista dinámico. Para el electrón más externo, su desviación de una órbita circular será muy pequeña, en parte debido a los grandes valores de las relaciones entre los radios, de la relación entre las frecuencias de las órbitas de los electrones internos y externos y en parte, también, debido a la disposición simétrica de los electrones internos. De acuerdo con esto, parece probable que los tres electrones [p. 492] no se van a disponer en un único anillo y formen el sistema:

$$\mathbf{3 \ (3)} \quad \mathbf{a = 0,413 \ a_0;} \quad \mathbf{\omega = 5,87 \ \omega_0;} \quad \mathbf{W = 17,61 \ W_0}$$

si bien, para esta configuración W es mayor que para $3 \ (2,1)$.

Como $W[3 \ (2,1)] - W[3 \ (2)] = 0,89 W_0$, vemos que el electrón más externo de la configuración $3 \ (2,1)$ está unido más débilmente que el electrón en un átomo de hidrógeno. La diferencia de la firmeza en la unión corresponde a una diferencia de 1,4 volt en el potencial de ionización. La marcada diferencia entre el electrón en un átomo de hidrógeno y el electrón más externo de un átomo de litio, también radica en la mayor tendencia de este último electrón a abandonar el plano de las órbitas. La cantidad G considerada en la § 2, que da una suerte de medida de la estabilidad ante los desplazamientos perpendiculares a ese plano es de solo 0,55 para el electrón externo del litio, mientras que para el electrón en el átomo de hidrógeno es 1. Esto puede conducir a la explicación de la aparente tendencia de los átomos de litio a quedar cargados positivamente en sus combinaciones químicas con otros elementos.

Para un posible átomo de litio cargado negativamente, podríamos esperar la configuración:

$$\begin{array}{lll}
 & \mathbf{a = 0,362 \ a_0;} & \mathbf{\omega = 7,64 \ \omega_0;} \\
 \mathbf{3 \ (2,2)} & & \mathbf{W = 16,16 \ W_0.} \\
 & \mathbf{a = 1,516 \ a_0;} & \mathbf{\omega = 0,436 \ \omega_0.}
 \end{array}$$

Debemos hacer notar que no tenemos un conocimiento detallado de las propiedades en el estado atómico ni del litio ni del hidrógeno, así como de la mayoría de los elementos que se consideran a continuación.

$$\mathbf{N = 4} \qquad \mathbf{Berilio.}$$

Por razones análogas a las consideradas para helio y litio, para la formación de un átomo de berilio neutro, podemos asumir las siguientes etapas:

4 (1)	$a = 0,25 a_0$	$\omega = 16 \omega_0$	$W = 16 W_0,$
4 (2)	$a = 0,267 a_0$	$\omega = 14,06 \omega_0$	$W = 28,13 W_0,$
4 (2,1)	$a_1 = 0,263 a_0$	$\omega_1 = 16 \omega_0$	$W = 31,65 W_0,$
	$a_2 = 0,605 a_0$	$\omega_2 = 2,74 \omega_0$	
4 (2,2)	$a_1 = 0,262 a_0$	$\omega_1 = 14,60 \omega_0$	$W = 33,61 W_0,$
	$a_2 = 0,673 a_0$	$\omega_2 = 2,21 \omega_0$	

Aunque las configuraciones:

4 (3)	$a = 0,292 a_0$	$\omega = 11,71 \omega_0$	$W = 35,14 W_0,$
4 (4)	$a = 0,329 a_0$	$\omega = 9,26 \omega_0$	$W = 37,04 W_0,$

[p. 493] corresponden a valores menores para la energía total que las configuraciones 4 (2,1) y 4(2,2).

Por analogía, llegamos también, para la configuración de un posible átomo cargado negativamente,

4 (2,3)	$a_1 = 0,263 a_0$	$\omega_1 = 14,51 \omega_0$	$W = 33,66 W_0,$
	$a_2 = 0,803 a_0$	$\omega_2 = 1,55 \omega_0$	

Al comparar el anillo externo del átomo considerado con el anillo de un átomo de helio, vemos que la presencia del anillo interno con dos electrones en el átomo de berilio cambia notablemente las propiedades del anillo externo; en parte porque los electrones externos en la configuración adoptada para un átomo de berilio neutro están más débilmente unidos que los electrones en un átomo de helio, y en parte porque la cantidad G , que para helio es igual a 2, para el anillo externo en la configuración 4 (2,2) es solo igual a 1,12.

Como $W [4 (2,3)] - W [4 (2,2)] = 0,05 W_0$, el átomo de berilio tendrá una afinidad definida, aunque muy pequeña, por los electrones libres.

§ 4. Átomos que contienen un mayor número de electrones.

A partir de los ejemplos discutidos en la sección anterior, parecerá que el problema de la disposición de los electrones en los átomos está íntimamente relacionado con la cuestión de la confluen-

cia de dos anillos de electrones que giran alrededor de un núcleo, uno fuera del otro, y satisfacen condición de la constancia universal del momento angular. Además de las condiciones necesarias de estabilidad para los desplazamientos de los electrones perpendiculares al plano de las órbitas, la presente teoría proporciona muy poca información sobre este problema. Sin embargo, con la ayuda de consideraciones simples, parece posible arrojar un poco de luz sobre la cuestión.

Consideremos dos anillos que giran alrededor de un núcleo en un solo plano, un anillo fuera del otro. Supongamos que los electrones en un anillo actúan sobre los electrones en el otro como si la carga eléctrica estuviera distribuida uniformemente a lo largo de la circunferencia del anillo, y que los anillos con esta aproximación satisfacen la condición del momento angular de los electrones y de la estabilidad para desplazamientos perpendiculares a su plano.

Ahora supongamos que, con la ayuda de fuerzas exteriores imaginarias adecuadas que actúan paralelas al eje de los anillos, inclinamos lentamente del anillo interior hacia un lado. Durante este proceso, debido a la repulsión que provoca el anillo interno, el externo se moverá hacia el lado opuesto del plano original de los dos anillos. [p. 494] Desafiando los desplazamientos de los anillos, el momento angular de los electrones alrededor del eje del sistema permanecerá constante, y el diámetro del anillo interno aumentará mientras que el del exterior disminuirá. Al comienzo del desplazamiento, la magnitud de las fuerzas exteriores que se aplicarán al anillo interno original aumentarán, pero luego disminuirán, y a cierta distancia entre el plano de los anillos, el sistema estará en una configuración de equilibrio. Este equilibrio, sin embargo, no será estable. Si dejamos que los anillos regresen lentamente, alcanzarán su posición original o llegarán a una posición en la que el anillo, que originalmente era el exterior, ahora es el interior, y viceversa.

Si la carga de los electrones se distribuyera uniformemente a lo largo de la circunferencia de los anillos, por el proceso considerado podríamos obtener, como máximo, un intercambio de los anillos pero, obviamente, no una unión de ellos. Sin embargo, teniendo en cuenta la distribución discreta de los electrones, se puede demostrar que, en el caso especial cuando el número de electrones de los dos anillos es igual, y cuando los anillos giran en la misma dirección, los anillos se unirán por el proceso, siempre que la configuración final sea estable. En este caso, los radios y las frecuencias de los anillos serán iguales en la configuración inestable de equilibrio anteriormente mencionada. Además al alcanzar esta configuración, los electrones en un anillo se situarán justo enfrente de los intervalos entre los electrones en el otro, ya que tal disposición corresponderá a la menor energía total. Si ahora dejamos que los anillos regresen a su plano original, los electrones en un anillo pasarán a los intervalos entre los electrones en el otro, y formarán un solo anillo. Obviamente, el anillo así formado satisfará la misma condición del momento angular de los electrones que los anillos originales.

Si los dos anillos contienen números desiguales de electrones, durante un proceso como el que se considera, el sistema se comportará de manera muy diferente y, al contrario del caso anterior, no podemos esperar que los anillos fluyan juntos, si con la ayuda de fuerzas exteriores que actúan paralelas al eje del sistema los anillos se desplazan lentamente de su plano original. A este respecto, puede notarse que la característica de los desplazamientos considerados no se deben a la suposición especial sobre las fuerzas exteriores, sino sólo a la invariancia del momento angular de los electro-

nes alrededor del centro de los anillos; En la presente teoría, los desplazamientos de este tipo toman una posición similar a los desplazamientos arbitrarios en la mecánica ordinaria.

[p. 495] Las consideraciones anteriores pueden tomarse como una indicación de que existe una mayor tendencia a la confluencia de dos anillos cuando cada uno contiene el mismo número de electrones. Considerando la unión sucesiva de electrones por un núcleo positivo, concluimos de esto que, a menos que la carga en el núcleo sea muy grande, los anillos de electrones sólo se unirán si contienen números iguales de electrones; y que, en consecuencia, el número de electrones en los anillos internos solo será 2, 4, 8, Si la carga del núcleo es muy grande, los primeros anillos de electrones que están unidos, si son pocos, estarán muy juntos, y debemos esperar que la configuración sea muy inestable, y que pueda producirse con más facilidad un intercambio gradual de electrones entre los anillos.

Esta suposición, con respecto al número de electrones en los anillos, está fuertemente respaldada por el hecho de que las propiedades químicas de los elementos de bajo peso atómico varían periódicamente con una frecuencia de 8 elementos. Además, se deduce que el número de electrones en el anillo más externo siempre será impar o par, según que el número total de electrones en el átomo sea impar o par. Esto tiene una relación sugerente con el hecho de que la valencia de un elemento de bajo peso atómico siempre es impar o par, según que el número del elemento en la serie periódica sea impar o par.

Para los átomos de los elementos considerados en la sección anterior, hemos supuesto que los dos electrones unidos en primer lugar están dispuestos en un solo anillo y, además, que los dos electrones siguientes están dispuestos en otro anillo. Si $N > 4$, la configuración $N(4)$ corresponderá a un valor más pequeño para la energía total que la configuración $N(2,2)$. Cuanto mayor sea el valor de X , tanto más cercana será la relación entre los radios de los anillos en la configuración $N(2, 2)$ que se aproxima a la unidad, y mayor será la energía emitida por una eventual confluencia de los anillos. La teoría no puede determinar el miembro particular de la serie de elementos para el cual los cuatro electrones más internos estarán dispuestos por primera vez en un solo anillo. A partir de una consideración de las propiedades químicas, apenas podemos esperar que haya tenido lugar antes del boro ($N = 5$) o el carbono ($N = 6$), debido a la trivalencia y tetravalencia observadas, respectivamente, de estos elementos; Por otro lado, el sistema periódico de los elementos sugiere fuertemente que ya en el neón ($N = 10$) se producirá un anillo interno de ocho electrones. A menos que $N \geq 14$, a la configuración $N(4,4)$ le corresponderá un valor para la energía total menor que la configuración $N(8)$. Sin embargo, [p. 496] para $N \geq 10$ la última configuración será estable para los desplazamientos de los electrones perpendiculares al plano de sus órbitas. Un anillo de 16 electrones no será estable a menos que N sea muy grande; pero en tal caso las consideraciones simples mencionadas anteriormente no se aplican.

Debe esperarse que la confluencia de dos anillos de igual número de electrones, que giran alrededor de un núcleo de carga Ne ocurra con más facilidad que la confluencia de dos anillos similares rotando alrededor de un núcleo con carga $(N - n)e$, ya que la estabilidad de los anillos para un desplazamiento perpendicular a su plano será (ver § 2) más pequeño en el primer caso que en el último caso. Esta tendencia a la disminución de la estabilidad para desplazamientos perpendiculares al plano del anillo estará especialmente marcada para los anillos externos de electrones de un átomo neu-

tro. En el último caso, debemos esperar que la confluencia de los anillos se facilite enormemente e, incluso, en ciertos casos puede ocurrir que el número de electrones en el anillo externo sea mayor que en el siguiente, y que el anillo externo pueda mostrar desviaciones de la suposición de 1, 2, 4, 8 electrones en los anillos, por ejemplo, que se observen las configuraciones 5 (2, 3) y 6 (2, 4) en lugar de las configuraciones 5 (2,2,1) y 6 (2,2,2). Aquí no discutiremos más la intrincada cuestión de la disposición de los electrones en el anillo exterior. En el esquema dado a continuación, el número de electrones en este anillo se pone arbitrariamente igual a la valencia normal del elemento correspondiente; es decir, para elementos electronegativos y electropositivos, respectivamente, el número de átomos de hidrógeno y el doble del número de átomos de oxígeno con los que se combina un átomo del elemento.

Tal disposición de los electrones externos es sugerida por consideraciones de volúmenes atómicos. Como es bien sabido, el volumen atómico de los elementos es una función periódica de los pesos atómicos. Si se organizan de la manera habitual de acuerdo con el sistema periódico, los elementos dentro de la misma columna tienen aproximadamente el mismo volumen atómico, mientras que este volumen cambia considerablemente de una columna a otra, siendo mayor para las columnas correspondientes a elementos con la valencia más pequeña 1 y más pequeñas para elementos con la mayor valencia 4. Se puede obtener una estimación aproximada del radio del anillo exterior de un átomo neutro suponiendo que la fuerza total debida al núcleo y los electrones internos es igual a la de un núcleo de carga ne , donde n es el número de electrones en el anillo. Poniendo $F = n - s_n$ en la ecuación (1) de la página 478, y denotando el valor de a para $n = 1$ por a_0 , obtenemos para $n = 2$, $a = 0,57 a_0$; para $n = 3$, $a = 0,41 a_0$; y para $n = 4$, $a = 0,33 a_0$. En consecuencia, la disposición elegida para los electrones [p. 497] implicará una variación en las dimensiones del anillo exterior similar a la variación en los volúmenes atómicos de los elementos correspondientes. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que las determinaciones experimentales de los volúmenes atómicos en la mayoría de los casos se deducen de la consideración de las moléculas en lugar de los átomos.

Lo anterior nos conduce al siguiente esquema posible para la disposición de los electrones en átomos de bajo número atómico:

1 (1)	9 (4,4,1)	17 (8,4,4,1)
2 (2)	10 (8,2,1)	18 (8,8,2)
3 (2,1)	11 (8,2,1)	19 (8,8,2,1)
4 (2,2)	12 (8,8,2)	20 (8,8,2,2)
5 (2,3)	13 (8,2,3)	21 (8,8,2,3)
6 (2,4)	14 (8,2,4)	22 (8,8,2,4)
7 (4,3)	15 (8,4,3)	23 (8,8,4,3)
8 (4,2,2)	16 (8,4,2,2)	24 (8,8,4,2,2)

Aun sin una discusión más completa, no parece improbable que esta constitución de los átomos corresponda a propiedades de los elementos similares a las observadas.

En primer lugar, habrá una marcada periodicidad, con un período de 8 elementos. Además, la unión de los electrones externos en cada serie horizontal del esquema anterior se debilitará con el aumento del número de electrones por átomo, correspondiente al aumento observado del carácter electropositivo para un aumento del peso atómico de los elementos en cada grupo individual del sis-

tema periódico. Se mantiene un acuerdo correspondiente para la variación de los volúmenes atómicos.

En el caso de átomos de mayor peso atómico, los supuestos simples utilizados no se aplican. Sin embargo, se sugieren algunas indicaciones a partir de la consideración de las variaciones en las propiedades químicas de los elementos. Al final del tercer período de 8 elementos nos encontramos con el grupo de hierro. Este grupo toma una posición particular en el sistema de los elementos, ya que es la primera vez que elementos de pesos atómicos vecinos muestran propiedades químicas similares. Esta circunstancia indica que las configuraciones de los electrones en los elementos de este grupo difieren solo en la disposición de los electrones internos. El hecho de que el período en el que se observan las propiedades químicas similares de los elementos después del grupo de hierro ya no sea 8, sino 18, sugiere que los elementos de mayor peso atómico contienen una configuración recurrente de 18 electrones en los anillos más internos. La desviación [p. 498] de 2, 4, 8, 16 puede deberse a un intercambio gradual de electrones entre los anillos, como se indica en la página 495. Dado que un anillo de 18 electrones no será estable, los electrones pueden estar dispuestos en dos anillos paralelos (ver página 486). Tal configuración de los electrones internos actuará sobre los electrones externos de una manera muy similar a la de un núcleo de carga $(N - 18)e$. Por lo tanto, podría ser posible que con el aumento de N se forme otra configuración del mismo tipo fuera del primero, como lo sugiere la presencia de un segundo período de 18 elementos.

En la misma línea, la presencia del grupo de las tierras raras indica que para valores aún mayores de N se producirá otra alteración gradual de los anillos más internos. Sin embargo, dado que para los elementos de mayor peso atómico que los de este grupo, las leyes que conectan la variación de las propiedades químicas con el peso atómico son similares a las que existen entre los elementos de bajo peso atómico, podemos concluir que la configuración de los electrones más internos se repetirán nuevamente. La teoría, sin embargo, no es lo suficientemente completa como para dar una respuesta definitiva a tales problemas.

§ 5. *Rayos Röntgen característicos.*

Según la teoría de emisión de la radiación dada en la Parte I, el espectro ordinario de líneas de un elemento se emite durante el cambio de forma de un átomo cuando se eliminan uno o más electrones de los anillos exteriores. En analogía, se puede suponer que la radiación característica de Röntgen se emite durante el asentamiento del sistema si algún agente elimina los electrones en los anillos internos, por ejemplo, por impacto de partículas catódicas. Esta visión del origen de la radiación característica de los rayos Röntgen ha sido propuesta por Sir J. J. Thomson*.

Sin ningún supuesto especial con respecto a la constitución de la radiación, desde este punto de vista podemos determinar la velocidad mínima de los rayos catódicos necesaria para producir la radiación Röntgen característica de un tipo especial calculando la energía necesaria para eliminar uno de los electrones de los diferentes anillos. Incluso si supiéramos el número de electrones en los anillos, un cálculo riguroso de esta energía mínima aún podría ser complicado, y el resultado dependería en gran medida de los supuestos utilizados; como se menciona en la Parte I., p. 19, el cálculo de

* Conforme, J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, XXIII. p. 456 (1912).

esa energía mínima no podría realizarse enteramente sobre la base de la mecánica ordinaria. Sin embargo, podemos obtener una comparación aproximada con los resultados [p. 499] experimentales si consideramos el anillo más interno y, como primera aproximación, despreciamos la repulsión de los electrones en comparación con la atracción del núcleo. Consideremos un sistema simple consistente en un electrón que gira en una órbita circular alrededor de un núcleo positivo de carga Ne . De las expresiones (1) en la p. 478 obtenemos la velocidad del electrón, poniendo $F = N$,

$$v = \frac{2\pi e^2}{h} N = 2,1 \times 10^8 N$$

La energía total que se transferirá al sistema para llevar al electrón a una distancia infinita del núcleo es igual a la energía cinética del electrón unido. Por lo tanto, si el electrón es removido llevándolo a una gran distancia del núcleo por el impacto de otro electrón que se mueve rápidamente, la menor energía cinética que posee este último cuando se encuentra a una gran distancia del núcleo debe ser necesariamente igual a la energía cinética del electrón unido, antes de la colisión. La velocidad del electrón libre, por lo tanto, debe ser al menos igual a v .

Según los experimentos de Whiddington*, la velocidad de los rayos catódicos capaces de producir la radiación Röntgen característica del llamado tipo K, – el tipo de radiación más fuerte observado, – de un elemento de peso atómico A es para elementos de Al al Se aproximadamente igual a $A \times 10^8$ cm/s. Como se ve, esto es igual al valor calculado anteriormente para v , si hacemos $N = A/2$.

Dado que hemos obtenido un acuerdo aproximado con los experimentos al atribuir la radiación Röntgen característica del tipo K al anillo más interno, es de esperar que no exista ningún tipo de radiación característica más fuerte. Esto está fuertemente indicado por observaciones del poder de penetración de los rayos γ †.

Es digno de mención que la teoría da no sólo el valor correcto de la energía requerida para eliminar un electrón del anillo externo, sino también la energía requerida para eliminar un electrón del anillo más interno. El acuerdo aproximado entre los valores calculados y experimentales es aún más sorprendente cuando se recuerda que las energías requeridas en los dos casos para un elemento de peso atómico 70 difieren en una relación de 1000.

En relación con esto, debe enfatizarse que [p. 500] la notable homogeneidad de la radiación característica de Röntgen, indicada por el experimento sobre la absorción de los rayos, así como por la interferencia observada en experimentos recientes sobre la difracción de los rayos de Röntgen en cristales, está de acuerdo con el supuesto principal utilizado en la Parte I. (ver página 7) al considerar la emisión de espectros de línea, a saber: que durante el paso de los sistemas entre dos estados estacionarios, la radiación emitida es homogénea.

* R. Whiddington, *Proc. Roy. Soc.*, A. LXXXV, p. 323 (1911).

† Conforme, E. Rutherford, *Phil. Mag.*, XXIV, p. 453 (1912).

Al poner en la (4) $F = N$, obtenemos el diámetro del anillo más interno, aproximadamente, $2a = \frac{1}{N} 10^{-8} \text{ cm}$. Para $N = 100$, esto da $2a = 10^{-10} \text{ cm}$, un valor que es muy pequeño en comparación con las dimensiones atómicas ordinarias, pero aún muy grande comparado con las dimensiones esperadas para el núcleo. De acuerdo con los cálculos de Rutherford, las dimensiones de este último son del orden de magnitud de 10^{-12} cm .

§. Fenómenos radiactivos.

De acuerdo con la presente teoría el grupo de electrones que rodea a un núcleo se forma con emisión de energía y la configuración queda determinada por la condición de que la energía emitida sea un máximo. La estabilidad que implican estos supuestos parece estar de acuerdo con las propiedades generales de la materia. Sin embargo, se encuentra en una llamativa oposición a los fenómenos de la radiactividad, y de acuerdo con la teoría, el origen de estos últimos fenómenos debe buscarse en otro lugar que no sea la distribución electrónica alrededor del núcleo.

Una consecuencia necesaria de la teoría de Rutherford sobre la estructura de los átomos es que las partículas α tienen su origen en el núcleo. Según la teoría actual, también parece necesario que el núcleo sea el asiento de la expulsión de las partículas β de alta velocidad. En primer lugar, la expulsión espontánea de una partícula β del grupo de electrones que rodea el núcleo sería algo bastante extraño a las propiedades asumidas para el sistema. Además, difícilmente se pueda esperar que la expulsión de una partícula α produzca un efecto duradero sobre la estabilidad del grupo de electrones. El efecto de la expulsión será de dos tipos diferentes. En parte, la partícula puede colisionar con los electrones ligados al núcleo durante su paso por el átomo. Este efecto será análogo al producido por el bombardeo de átomos de otras sustancias por rayos α y no puede esperarse que provoque una posterior expulsión de rayos β . En parte, la expulsión de la partícula implicará una [p. 501] alteración en la configuración de los electrones ligados al núcleo, ya que la carga que queda en el núcleo es diferente de la original. Para analizar este último efecto, consideremos un solo anillo de electrones que gira alrededor de un núcleo de carga Ne , y supongamos que una partícula α es expulsada del núcleo en una dirección perpendicular al plano del anillo. La expulsión de la partícula obviamente no producirá ninguna alteración en el momento angular de los electrones; y si la velocidad de la partícula α es pequeña en comparación con la velocidad de los electrones, – como lo sería si consideramos los anillos internos de un átomo de alto peso atómico,– durante la expulsión, el anillo se expandirá continuamente y, después de la expulsión, tomará la posición que la teoría reivindica para un anillo estable que gira alrededor de un núcleo de carga $(N - 2)e$. La consideración de este caso simple indica fuertemente que la expulsión de una partícula α no tendrá un efecto duradero sobre la estabilidad de los anillos internos de los electrones en el átomo residual.

La cuestión del origen de las partículas β también puede considerarse desde otro punto de vista, basándose en una consideración de las propiedades químicas y físicas de las sustancias radiactivas. Como es bien sabido, varias de estas sustancias tienen propiedades químicas muy similares y hasta ahora han resistido todo intento de separarlas por medios químicos. También hay alguna evidencia

de que las sustancias en cuestión muestran el mismo espectro de líneas*. Varios autores han sugerido que esas sustancias son diferentes sólo en sus propiedades radioactivas y en sus pesos atómicos, pero idénticas en todos los demás aspectos físicos y químicos. Según la teoría, esto significaría que la carga en el núcleo, así como la configuración de los electrones circundantes, es idéntica en algunos de los elementos, siendo la única diferencia la masa y la constitución interna del núcleo. A partir de las consideraciones de la § 4, este supuesto queda fuertemente sugerido por el hecho de que el número de sustancias radiactivas es mayor que el número de lugares a nuestra disposición en el sistema periódico. Sin embargo, si la suposición es correcta, el hecho de que dos elementos aparentemente idénticos emitan partículas β de diferentes velocidades, muestra que los rayos β y los rayos α tienen su origen en el núcleo.

Esta visión del origen de las partículas α y β explica muy simplemente la forma en que el cambio en las propiedades químicas de las sustancias radiactivas está conectado [p. 502] con la naturaleza de las partículas emitidas. Los resultados de los experimentos se expresan mediante las dos reglas*: –

1. Cuando se expulsa una partícula α , el grupo en el sistema periódico al que pertenece el producto resultante es dos unidades menor que aquel al que pertenece el cuerpo primario.
2. Siempre que se expulsa una partícula β , el grupo del cuerpo resultante es 1 unidad mayor que el del origen.

Como se verá, esto es exactamente lo que se espera de acuerdo con las consideraciones de la § 4.

Al escapar del núcleo, cabría esperar que los rayos β choquen con los electrones ligados en los anillos internos. Esto dará lugar a una emisión de una radiación característica del mismo tipo que la radiación Röntgen característica, emitida por elementos de menor peso atómico por el impacto de los rayos catódicos. La suposición de que la emisión de rayos γ se debe a colisiones de rayos β con electrones ligados en el átomo, fue propuesta por Rutherford[†] para dar cuenta de los numerosos grupos de rayos β homogéneos expulsados de ciertas sustancias radiactivas.

En el presente trabajo se ha intentado demostrar que la aplicación de la teoría de la radiación de Planck al modelo atómico de Rutherford a través de la introducción de la hipótesis de la constancia universal del momento angular de los electrones ligados en el átomo, conduce a resultados que parecen estar en acuerdo con los experimentos. En un artículo posterior, esta teoría se aplicará a los sistemas que contiene más de un núcleo.

* Ver A. S. Russell y R. Rossi, *Proc. Roy. Soc.*, A. LXXXVII, p. 478, (1912).

* Ver A. S. Russell, *Chem. News*, CVII, p. 49 (1913); G. v. Hevesy, *Phys. Zeitschr*, XIV, p. 49 (1913); K. Fajans, *Phys. Zeitschr*. XIV, pp. 131 & 136, (1913); *Verh. d. deutsch. Phys. Ges.* XV, p. 240, (1913); F. Soddy, *Chem. News*, CVII, p. 97, (1913).

[†] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, XXIV, pp. 453 & 893, (1912).

La conexión íntima entre la teoría actual y la teoría moderna de la radiación de un cuerpo negro y del calor específico es evidente; de nuevo, dado que en la electrodinámica ordinaria el momento magnético debido a un electrón que gira en una órbita circular es proporcional al momento angular, debemos esperar una estrecha relación con la teoría de los magnetones propuesta por Weiss. El desarrollo de una teoría detallada de la radiación de calor y del magnetismo sobre la base de la presente teoría requiere, sin embargo, la introducción de supuestos adicionales sobre el comportamiento de los electrones ligados en un campo electromagnético. El autor espera volver a estas cuestiones más adelante.

LXXIII. *On the Constitution of Atoms and Molecules.*

por N. Bohr, Dr. Phil. Copenhagen*.

Part III.

SISTEMAS QUE CONTIENEN VARIOS NÚCLEOS †.

§ 1. Preliminar.

Según la teoría de Rutherford sobre la estructura de los átomos, la diferencia entre un átomo de un elemento y una molécula resultante de una combinación química es que el primero consiste en un grupo de electrones que rodean a un único núcleo positivo de dimensiones extremadamente pequeñas y una masa grande en comparación con la de los electrones, mientras que este último contiene al menos dos núcleos a distancias entre sí comparables con las distancias de los electrones en el grupo circundante.

La idea principal utilizada en los trabajos anteriores era que los átomos se formaron a través de la unión sucesiva, por el núcleo, de varios electrones inicialmente casi en reposo. [p.858] Tal concepción, sin embargo, no puede utilizarse al considerar la formación de un sistema que contiene más de un núcleo; porque en el último caso no habrá nada que mantenga unidos a los núcleos durante la unión de los electrones. A este respecto, puede notarse que, si bien un solo núcleo que lleva una carga positiva grande es capaz de unir una pequeña cantidad de electrones, por el contrario, dos núcleos altamente cargados obviamente no pueden mantenerse juntos con la ayuda de unos pocos electrones. Por lo tanto, debemos suponer que las configuraciones que contienen varios núcleos se forman por la interacción de varios sistemas, cada uno de los cuales contiene un solo núcleo, que ya ha unido una cierta cantidad de electrones.

La § 2 trata de la configuración y la estabilidad de un sistema ya formado. Consideraremos sólo el caso simple de un sistema que consta de dos núcleos y de un anillo de electrones que gira alrededor de la línea que los conecta; el resultado del cálculo. No obstante, dará una indicación de qué configuraciones son de esperar en casos más complicados. Como en los escritos anteriores, asumiremos que las condiciones de equilibrio pueden deducirse con la ayuda de la mecánica ordinaria. Sin embargo, al determinar las dimensiones absolutas y la estabilidad de los sistemas, utilizaremos la hipótesis principal de la Parte I. De acuerdo con esto, el momento angular de cada electrón respecto del centro de su órbita es igual a un valor universal $h/2\pi$ donde h es la constante de Planck. Además, la estabilidad está determinada por la condición de que la energía total del sistema es menor que la de cualquier configuración vecina que satisfaga la misma condición del momento angular de los electrones.

En la § 3, se discute con cierto detalle, la configuración que se espera para una molécula de hidrógeno.

* Comunicado por el Prof. E. Rutherford, F.R.S.

† La Parte I y la Parte II, fueron publicadas en el *Phil. Mag.*, XXVI, p. 1 y p. 476, (1913).

La § 4, trata del modo de formación de los sistemas. Se indica un método simple de procedimiento, mediante el cual es posible seguir, paso a paso, la combinación de dos átomos para formar una molécula. Se demostrará que la configuración obtenida satisface las condiciones utilizadas en la § 2. El papel desempeñado en las consideraciones por el momento angular de los electrones respalda firmemente la validez de la hipótesis principal.

El § 5 contiene algunas indicaciones de las configuraciones que se esperan para los sistemas que contienen un mayor número de electrones.

[p. 859]

§ 2. *Configuraciones y estabilidad de los sistemas*

Consideremos un sistema que consta de dos núcleos positivos de cargas iguales y un anillo de electrones que giran alrededor de la línea que los conecta. Sea n el número de electrones en el anillo, $-e$ la carga de un electrón y Ne la carga en cada núcleo. Como puede fácilmente demostrarse, el sistema estará en equilibrio si los núcleos están a la misma distancia del plano del anillo y si la relación entre el diámetro del anillo $2a$ y la distancia entre los núcleos $2b$ viene dada por

$$b = a \left(\left(\frac{4n}{N} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

siempre que la frecuencia de revolución ω sea de una magnitud tal que para cada uno de los electrones la fuerza centrífuga equilibra la fuerza radial debido a la atracción de los núcleos y la repulsión de los otros electrones. Denotando esta fuerza por $e^2 F/a^2$, obtenemos de la condición de la constancia universal del momento angular de los electrones, como se muestra en la Parte II página 478,

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} F^{-1} \quad \text{y} \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} F^2 \quad (2)$$

La energía total necesaria para llevar a todas las partículas cargadas a distancias infinitas entre sí, es igual a la energía cinética total de los electrones y está dada por

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2 \quad (3)$$

Para el sistema en cuestión tenemos

$$F = \frac{N^2}{2n} \left(\left(\frac{4n}{N} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} - s_n, \quad (4)$$

donde

$$s_n = \sum_{s=1}^{s=n-1} csc \frac{s\pi}{n};$$

Una tabla de valores de s_n está dada en la página 482 de la Parte II.

Para probar la estabilidad del sistema, tenemos que considerar los desplazamientos de las órbitas de los electrones en relación con los núcleos, y también los desplazamientos de estos últimos entre sí.

Un cálculo basado en la mecánica ordinaria da que [p. 860] los sistemas son inestables para los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo. Sin embargo, en cuanto a los sistemas considerados en la Parte II, supondremos que los principios ordinarios de la Mecánica no se pueden utilizar para discutir el problema en cuestión, y que la estabilidad de los sistemas para los desplazamientos considerados se garantiza mediante la introducción de hipótesis de la constancia universal del momento angular de los electrones. Este supuesto se incluye en la condición de estabilidad establecida en la § 1. Debe notarse que en la Parte II, la cantidad F se tomó como una constante, mientras que para los sistemas considerados aquí, F , para posiciones fijas de los núcleos, varía con el radio del anillo. Sin embargo, un cálculo simple, similar al dado en la Parte II, en la pág. 480, muestra que el aumento en la energía total del sistema para una variación del radio del anillo de a hasta $a + \delta a$, descuidando las potencias de δa mayores que la segunda, está dada por

$$\delta(P + T) = T \left(1 + \frac{a}{F} \frac{\partial F}{\partial a} \right) \left(\frac{\delta a}{a} \right)^2,$$

donde T es la energía cinética total y P la energía potencial total del sistema. Dado que para posiciones fijas de los núcleos F aumenta al aumentar a ($F = 0$ para $a = 0$; $F = 2N - s_n$ para $a = \infty$), el término dependiente de la variación de F será positivo, y, consecuentemente, el sistema será estable para el desplazamiento en cuestión.

A partir de consideraciones exactamente correspondientes a las dadas en la Parte II en la página 481, obtenemos la condición de estabilidad para los desplazamientos de los electrones perpendiculares al plano del anillo.

$$G > p_{n,o} - p_{n,m}, \tag{5}$$

donde $p_{n,o} - p_{n,m}$ tiene el mismo significado que en la Parte II y $e^2 G \delta z / a^3$ denota a la componente, perpendicular al plano del anillo, de la fuerza debida al núcleo que actúa sobre uno de los electrones del anillo cuando ese electrón ha sufrido un pequeño desplazamiento δz perpendicular al plano del anillo. Como en los sistemas considerados en la Parte II, se puede imaginar que los desplazamientos se producen por el efecto de fuerzas exteriores que actúan sobre los electrones en una dirección paralela al eje del sistema.

Para un sistema de dos núcleos cada uno de carga Ne y con un anillo de n electrones, encontramos

$$G = \frac{N^2}{2n} \left(\left(\frac{4n}{N} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - 3 \left(\frac{N}{4n} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \quad (6)$$

[p. 861] Con la ayuda de esta expresión y usando la tabla para $p_{n,o} - p_{n,m}$ dada en página 482 en la Parte II, se puede demostrar, simplemente, que el sistema en cuestión no será estable a menos que $N = 1$ y n sea igual a 2 ó 3.

Al considerar la estabilidad de los sistemas para un desplazamiento de los núcleos entre sí, supondremos que los movimientos de los núcleos son tan lentos que el estado de movimiento de los electrones en cualquier momento no diferirá sensiblemente del calculado con la suposición de que los núcleos están en reposo. Esta suposición es permisible si se tiene en cuenta la gran masa de los núcleos en comparación con la de los electrones, lo que implica que las vibraciones resultantes de un desplazamiento de los núcleos son muy lentas en comparación con las debidas a un desplazamiento de los electrones. Para un sistema que consiste en un anillo de electrones y dos núcleos de igual carga, supondremos que los electrones en cualquier momento, desafiando el desplazamiento de los núcleos, se mueven en órbitas circulares en el plano de simetría de los núcleos.

Imaginemos ahora que, con la ayuda de fuerzas exteriores que actúan sobre los núcleos, variamos lentamente la distancia entre ellos. Durante el desplazamiento, el radio del anillo de electrones variará como consecuencia de la alteración de la fuerza radial debido a la atracción de los núcleos. Durante esta variación, el momento angular de cada uno de los electrones alrededor de la línea que conecta los núcleos permanecerá constante. Si la distancia separada de los núcleos aumenta, el radio del anillo obviamente también aumentará; Sin embargo, el radio aumentará a una velocidad menor que la distancia entre los núcleos. Por ejemplo, imagine un desplazamiento en el que la distancia y el radio se incrementan a veces sus valores originales. En la nueva configuración, la fuerza radial que actúa sobre un electrón, desde los núcleos y por los otros electrones, es $1/a^2$, multiplicada por la configuración original. De la constancia del momento angular de los electrones durante el desplazamiento, se deduce que la velocidad de los electrones en la nueva configuración es $1/a$ veces, y la fuerza centrífuga es $1/a^3$ veces mayor que la del original. En consecuencia, la fuerza radial es mayor que la fuerza centrífuga.

Debido a que la distancia entre los núcleos aumenta más rápidamente que el radio del anillo, la atracción de uno de los núcleos debido al anillo será mayor que la repulsión debida al otro núcleo. Por lo tanto, el trabajo realizado durante el desplazamiento por las fuerzas exteriores que actúan sobre los núcleos será positivo, [p. 862] y el sistema será estable para el desplazamiento. Obviamente, el mismo resultado se mantendrá en el caso de que la distancia entre los núcleos disminuya. Puede observarse que en las consideraciones anteriores no hemos utilizado ninguna nueva suposición sobre la dinámica de los electrones, sino que solo hemos utilizado el principio de la invariancia del momento angular, que es común tanto para la Mecánica ordinaria como para la hipótesis principal de la § 1.

Para un sistema que consiste en un anillo de electrones y dos núcleos de carga desigual, la investigación de la estabilidad es más complicada. Como antes, encontramos que los sistemas son siempre estables para los desplazamientos de los electrones en el plano del anillo; para desplazamientos

perpendiculares al plano del anillo, también se mantendrá una expresión correspondiente a (5) para la condición de estabilidad. Esta condición, sin embargo, no será suficiente para asegurar la estabilidad del sistema. Para un desplazamiento de los electrones perpendiculares al plano del anillo, la variación de la fuerza radial debida a los núcleos será del mismo orden de magnitud que el desplazamiento; por lo tanto, en la nueva configuración, la fuerza radial no estará en equilibrio con la fuerza centrífuga y, si el radio de las órbitas varía hasta que se restablezca el equilibrio radial, la energía del sistema disminuirá. Esta circunstancia debe tenerse en cuenta al aplicar la condición de estabilidad de la § 1. Complicaciones similares surgen en el cálculo de la estabilidad para los desplazamientos de los núcleos. Para una variación de la distancia entre los núcleos, no sólo variará el radio del anillo sino también la relación en la cual el plano del anillo divide la línea que conecta los núcleos. Como consecuencia, la discusión completa del caso general es bastante larga; un cálculo numérico aproximado, sin embargo, muestra que los sistemas, como en el caso anterior, serán inestables a menos que las cargas en los núcleos sean pequeñas y el anillo contenga muy pocos electrones.

Las consideraciones anteriores sugieren configuraciones para sistemas que consisten en dos núcleos positivos y varios electrones, que son consistentes con la disposición de los electrones que se espera en las moléculas de las combinaciones químicas. Si consideramos un sistema neutro que contiene dos núcleos con grandes cargas, se deduce que en una configuración estable, la mayor parte de los electrones debe estar dispuesta alrededor de cada núcleo aproximadamente como si el otro núcleo estuviera ausente; y que solo unos pocos electrones externos estarán dispuestos de forma diferente girando en un anillo alrededor de la línea que conecta los núcleos. El último anillo, que mantiene unido el sistema, representa el "enlace" químico.

[p. 863] Se puede obtener una primera representación, aproximada, de la posible configuración de dicho anillo considerando sistemas simples que consisten en un solo anillo de electrones que gira alrededor de la línea que conecta dos núcleos de dimensiones diminutas. Sin embargo, una discusión detallada de la configuración de los sistemas que contienen un mayor número de electrones, teniendo en cuenta el efecto de los anillos internos, implica cálculos numéricos muy elaborados. Además de algunas indicaciones dadas en el § 5, en este artículo nos limitaremos a sistemas que contienen muy pocos electrones.

§ 3. *Sistemas conteniendo pocos electrones. La molécula de hidrógeno*

Entre los sistemas considerados en el § 2 y que se encuentran estables, es de especial interés el sistema formado por un anillo de dos electrones y dos núcleos de carga e , ya que, según la teoría, puede esperarse que represente una molécula de hidrógeno neutra.

Denotando el radio del anillo por a y las distancias que separan a los núcleos en el plano del anillo por b , obtenemos de (1), poniendo $N = 1$ y $n = 2$

$$b = \frac{1}{\sqrt{3}}a;$$

de (4), obtenemos

$$F = \frac{3\sqrt{3}-1}{4} = 1,049.$$

De (2) y (3) obtenemos, denotando, como en la Parte II, los valores de a , ω , y W , para un sistema que consiste en un solo electrón que gira alrededor de un núcleo de carga e (un átomo de hidrógeno) mediante a_0 , ω_0 y W_0 .

$$a = 0,95 a_0, \quad \omega = 1,10 \omega_0, \quad W = 2,20 W_0$$

Como $W > 2 W_0$, se sigue que los dos átomos de hidrógeno se combinan en una molécula con emisión de energía.

Poniendo $W = 2,0 \times 10^{-11}$ erg (conforme Parte II, página 488) y $N = 6,2 \times 10^{23}$, donde N es el número de moléculas en una molécula-gramo, obtenemos la energía emitida durante la formación de una molécula-gramo de hidrógeno a partir de átomos de hidrógeno $(W - 2W_0) N = 2,6 \times 10^{12}$, que corresponde a $6,0 \times 10^4$ cal. Este valor es del orden de magnitud correcto; Sin embargo, es considerablemente menor que el valor 13×10^4 cal encontrado por Langmuir* midiendo la conducción de calor a través del gas desde un cable incandescente en hidrógeno. Debido al método indirecto [p. 864] empleado, parece ser difícil estimar la precisión atribuido a este último valor. Para poner el valor teórico de acuerdo con el valor de Langmuir, la magnitud del momento angular de los electrones debería ser solo $2/3$ de la adoptada; esto parece, sin embargo, difícil de conciliar con el acuerdo obtenido en otros puntos.

A partir de la (6) encontramos que $G = \frac{3\sqrt{3}}{16} = 0,325$. Para la frecuencia de vibración de todo el anillo en la dirección paralela al eje del sistema tendremos:

$$v = \omega_0 \sqrt{G \frac{a_0^3}{a^3}} = 0,61 \omega_0 = 3,8 \times 10^{15} s^{-1}$$

En la Parte I y la Parte II hemos asumido que la frecuencia de radiación absorbida por el sistema y que corresponde a las vibraciones de los electrones en el plano del anillo no puede calcularse a partir de la mecánica ordinaria, sino que queda determinada por la relación $h\nu = E$, donde h es la constante de Planck, y E la diferencia en energía entre dos estados estacionarios diferentes del sistema. Como hemos visto en la § 2 que una configuración que consta de dos núcleos y un solo electrón que gira alrededor de la línea entre ellos es inestable, podemos suponer que la eliminación de uno de los electrones conducirá a la ruptura de la molécula en un solo núcleo y un átomo de hidrógeno*. Si consideramos el último estado como uno de los estados estacionarios en cuestión, obtenemos

* I. Langmuir, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, XXXIV, p. 860, (1912).

* ¿? ... we may assume that the removing of one of the electrons will lead to the breaking up of the molecule into a single nucleus and a hydrogen atom. (en el original)

$$E = W - W_0 = 1,20 W_0 \quad \text{y} \quad \nu = 1,2 \frac{W_0}{h} = 3,7 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}.$$

El valor para la frecuencia de la línea de absorción ultravioleta del hidrógeno calculada a partir de experimentos en dispersión es $\nu = 3,5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ *. Además, un cálculo de tales experimentos basado en la teoría de Drude da un valor cercano a dos para el número de electrones en una molécula de hidrógeno. El último resultado podría tener relación con el hecho de que las frecuencias calculadas anteriormente para la radiación absorbida correspondiente a las vibraciones paralelas y perpendiculares al plano del anillo son casi iguales. Como se mencionó en la Parte II, el número de electrones en un átomo de helio calculado a partir de experimentos en dispersión es solo alrededor de $2/3$ del número de electrones que se espera en el átomo, a saber: dos. Para un átomo de helio, como para una molécula de hidrógeno, la frecuencia determinada por la relación $h\nu = E$ coincide estrechamente con la frecuencia observada a partir de la dispersión; sin embargo, en el sistema del helio, la frecuencia [p. 865] correspondiente a las vibraciones perpendiculares al plano del anillo es más de tres veces mayor que la frecuencia en cuestión y, en consecuencia, tiene una influencia insignificante sobre la dispersión.

Para determinar la frecuencia de vibración del sistema correspondiente al desplazamiento de los núcleos entre sí, consideremos una configuración en la que el radio del anillo es igual a y , y la distancia entre los núcleos es $2x$. La fuerza radial que actúa sobre uno de los electrones y debida a la atracción de los núcleos y a la repulsión del otro electrón es

$$R = \frac{2e^2 y}{(y^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{e^2}{4y^2}$$

Consideremos ahora un desplazamiento lento del sistema durante el cual la fuerza radial equilibra a la fuerza centrífuga debida a la rotación de los electrones, y el momento angular de estos últimos permanecen constante. haciendo $R = (e^2 / y^2) F$, hemos visto en la página 859 que el radio del anillo es inversamente proporcional a F . Por lo tanto, durante el desplazamiento considerado, Ry^3 permanece constante. Esto da por diferenciación

$$\left(8y^5 + 32y^3 x^2 - (x^2 + y^2)^{5/2} \right) dy + 24xy^4 dx = 0$$

Introduciendo $x = b$ e $y = a$, tenemos

$$\frac{dy}{dx} = \frac{27}{21\sqrt{3} - 4} = 0,834$$

La fuerza que actúa sobre uno de los núcleos debido a la atracción del anillo y la repulsión del otro núcleo es

* C. y M. Cuthbertson, *Proc. Roy. Soc.*, XXXIII, p. 151, (1910).

$$Q = \frac{2e^2 x}{(x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{e^2}{4x^2}$$

Para $x = b$ e $y = a$ esta fuerza es igual a 0.

En correspondencia con un pequeño desplazamiento del sistema para el que $x = a + \delta x$ obtenemos, utilizando el valor anterior para dy/dx y poniendo $Q = (e^2/a^3) H\delta x$,

$$H = \frac{27}{16} \left(\sqrt{3} - \frac{dy}{dx} \right) = 1,515$$

Para la frecuencia de vibración correspondiente al desplazamiento en cuestión obtenemos, denotando la masa de uno de los núcleos por M , [p. 866]

$$\nu = \omega_0 \sqrt{\frac{m}{M} H \frac{a_0^3}{a^3}} = 1,32\omega_0 \sqrt{\frac{m}{M}}$$

Haciendo $M/m = 1835$ y $\omega_0 = 6,2 \times 10^{15}$, encontramos que

$$\nu = 1,19 \times 10^{14}$$

Esta frecuencia es del mismo orden de magnitud que la calculada por la teoría de Einstein a partir de la variación del calor específico del gas de hidrógeno con la temperatura*. Por otro lado, en el gas hidrógeno no se observa absorción de radiación correspondiente a esta frecuencia. Sin embargo, esto es justo lo que deberíamos esperar debido a la estructura simétrica del sistema y la gran relación entre las frecuencias correspondientes a los desplazamientos de los electrones y de los núcleos. La ausencia total de absorción de radiación infrarroja en el hidrógeno gaseoso podría considerarse como un fuerte argumento en apoyo de una constitución de una molécula de hidrógeno como la adoptada aquí, en comparación con los modelos de moléculas en las que se supone que el enlace químico tiene su origen en una carga opuesta de los átomos intervinientes.

Como se mostrará en la § 5, la frecuencia calculada anteriormente puede usarse para estimar la frecuencia de vibración de los sistemas más complicados para los que se observa una absorción de radiación infrarroja.

La configuración de dos núcleos, cada uno de carga e y un anillo de tres electrones que giran entre ellos, como se menciona en la § 2, también será estable para los desplazamientos de los electrones perpendiculares al plano del anillo. Un cálculo da

$$\frac{b}{a} = 0,486, \quad G = 0,623 \quad \text{y} \quad F = 0,879.$$

* Ver N. Bjerrum, *Zeitschr. f. Elektrochem.*, XVII, p. 731, (1911); XVIII, p. 101, (1912).

y, además

$$a = 1,14a_0, \quad \omega = 0,77\omega_0 \quad \text{y} \quad W = 2,32W_0$$

Dado que W es mayor que para el sistema que consta de dos núcleos y dos electrones, se puede considerar que el sistema en cuestión representa una molécula de hidrógeno cargada negativamente. Sir J. J. Thomson ha obtenido pruebas de la existencia de dicho sistema en sus experimentos con rayos positivos[†].

Un sistema que consta de dos núcleos, cada uno de carga e y un solo electrón [p. 867] que gira en una órbita circular alrededor de la línea que conecta a ambos núcleos, es inestable para un desplazamiento del electrón perpendicular a su órbita, ya que en la configuración de equilibrio $G < 0$. Por lo tanto, la explicación de la aparición de moléculas de hidrógeno cargadas positivamente en experimentos con rayos positivos puede considerarse, a primera vista, como una dificultad seria para la presente teoría. Sin embargo, podría buscarse una posible explicación en las condiciones especiales bajo las cuales se observan los sistemas. Probablemente estemos tratando, en tal caso, no con la formación de un sistema estacionario por una interacción regular de sistemas que contienen núcleos únicos (ver la siguiente sección), sino más bien con un retraso en la ruptura de una configuración provocada por la eliminación repentina de uno de los electrones por impacto de una sola partícula.

Otra configuración estable que contiene algunos electrones es una que consiste en un anillo de tres electrones y dos núcleos de cargas e y $2e$. Un cálculo numérico da

$$\frac{b_1}{a} = 1,446, \quad \frac{b_2}{a} = 0,137 \quad \text{y} \quad F = 1,552$$

siendo a el radio del anillo y b_1 y b_2 las distancias de cada núcleo desde el plano del anillo. Con la ayuda de (2) y (3) obtenemos también

$$a = 0,644a_0, \quad \omega = 2,41\omega_0 \quad \text{y} \quad W = 7,22W_0$$

donde ω es la frecuencia de revolución y W la energía total necesaria para separar las partículas a distancias infinitas entre sí. A pesar de que W es mayor que la suma de los valores de W para un átomo de hidrógeno y uno de helio ($W_0 + 6,13W_0$; conforme Parte II. página 489), la configuración en cuestión no puede, como se mostrará en la siguiente sección, ser considerada como representativa de una posible molécula formada por hidrógeno y helio.

La vibración del sistema correspondiente a un desplazamiento de los núcleos entre sí muestra características diferentes del sistema considerado anteriormente de dos núcleos, cada uno de carga e y dos electrones. Si, por ejemplo, la distancia entre los núcleos aumenta, el anillo de electrones se

[†] J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, XXIV, p. 253, (1912).

acercará a los núcleos. En consecuencia, se debe esperar que la vibración esté conectada con una absorción de radiación.

§ 4, *Formación de los sistemas*

Como se menciona en la § 1, no podemos suponer que los sistemas que contienen más de un núcleo están formados por la unión sucesiva de electrones, como hemos supuesto para los [p. 868] sistemas considerados en la Parte II. Debemos suponer que los sistemas están formados por la interacción de partículas, que contienen núcleos individuales, que tienen electrones unidos. Ahora consideraremos este problema más de cerca, comenzando con el caso más simple posible, a saber, la combinación de dos átomos de hidrógeno para formar una molécula.

Consideremos dos átomos de hidrógeno situados a una gran distancia entre ellos en comparación con las dimensiones lineales de las órbitas de los electrones, e imaginemos que con la ayuda de fuerzas exteriores actuando sobre los núcleos, hacemos que estos se acerquen entre sí y que los desplazamientos, sean tan lentos que los equilibrios dinámicos de los electrones para cada posición de los núcleos sean los mismos que si los núcleos estuvieran en reposo.

Supongamos que los electrones giran originalmente en planos paralelos perpendiculares a la línea recta que conecta los núcleos, que la dirección de rotación es la misma y que la diferencia de fase es igual a la mitad de una revolución. Durante el acercamiento de los núcleos, la dirección de los planos de las órbitas de los electrones y la diferencia de fase se mantendrán inalteradas. Sin embargo, los planos de las órbitas, al comienzo del proceso, se acercarán entre sí a una velocidad mayor que los núcleos. Por el desplazamiento continuo de los núcleos, los planos de las órbitas de los electrones se acercarán más y más, hasta que finalmente, cuando los núcleos estén a una cierta distancia entre sí, los planos coincidirán y los electrones se organizarán en un solo anillo que gira en el plano de simetría de los núcleos. Durante el enfoque posterior de los núcleos, la relación entre el diámetro del anillo de electrones y la distancia entre los núcleos aumentarán, y el sistema pasará a tener una configuración en la que estará en equilibrio sin la aplicación de fuerzas exteriores en los núcleos.

Con la ayuda de un cálculo similar al indicado en la § 2, se puede demostrar de manera simple que en cualquier momento durante este proceso la configuración de los electrones es estable para un desplazamiento perpendicular al plano de las órbitas. Además, durante toda la operación, el momento angular de cada uno de los electrones alrededor de la línea que conecta los núcleos permanecerá constante y, por lo tanto, la configuración del equilibrio obtenido será idéntica a la adoptada en la § 3 para una molécula de hidrógeno. Como se ha mostrado allí, la configuración corresponderá a un valor más pequeño de la energía total que el correspondiente a dos átomos aislados. Durante el proceso, las fuerzas entre las partículas del sistema habrán trabajado contra las fuerzas exteriores que actúan sobre los núcleos; Este hecho puede expresarse [p. 869] diciendo que los átomos se han "atraído" entre sí durante la combinación. Un cálculo más detallado muestra que para cualquier distancia desde los núcleos que sea mayor que la correspondiente a la configuración de equilibrio, las fuerzas que actúan sobre los núcleos, debido a las partículas del sistema, actuarán en una dirección tal que tiendan a disminuir la distancia entre los núcleos; mientras que para cualquier distancia menor, las fuerzas tendrán la dirección opuesta.

Mediante estas consideraciones, se indica un posible proceso para la combinación de dos átomos de hidrógeno para formar una molécula. Esta operación puede seguirse paso a paso sin introducir ningún supuesto nuevo sobre la dinámica de los electrones, y conduce a la misma configuración adoptada en la sección § 3 para una molécula de hidrógeno. Cabe recordar que la última configuración se dedujo directamente con la ayuda de la hipótesis principal de la constancia universal del momento angular de los electrones. Estas consideraciones también ofrecen una explicación de la "afinidad" entre dos átomos. Cabe señalar que la suposición con respecto a la lentitud del movimiento de los núcleos con respecto a los de los electrones se cumple con un alto grado de aproximación en una colisión entre dos átomos de un gas a temperaturas ordinarias. Aun suponiendo una disposición especial de los electrones al comienzo del proceso, este método suministra muy poca información sobre la posibilidad de combinación debido a una colisión arbitraria entre dos átomos.

Otra forma en que se puede formar una molécula de hidrógeno neutra es mediante la combinación de un átomo cargado positivamente y otro cargado negativamente. Según la teoría, un átomo de hidrógeno cargado positivamente es simplemente un núcleo de dimensiones muy pequeñas y de carga e , mientras que un átomo cargado negativamente es un sistema que consiste en un núcleo rodeado por un anillo de dos electrones. Como se ha mostrado en la Parte II, este último sistema puede considerarse como posible, ya que la energía emitida por su formación es mayor que la energía correspondiente para un átomo de hidrógeno, neutro. Imaginemos ahora que, como antes, mediante un desplazamiento lento de los núcleos, se combinan un átomo con carga negativa y uno con carga positiva. Debemos suponer que, cuando los núcleos se han acercado a una distancia igual a la de la configuración adoptada para una molécula de hidrógeno, los electrones se organizarán de la misma manera, ya que esta es la única configuración estable para esta distancia en la que el momento angular de los electrones tienen el valor prescrito por la teoría. Sin embargo, el estado de movimiento de los electrones no variará de manera continua con el desplazamiento [p. 870] de los núcleos como en la combinación de dos átomos neutros. Para una cierta distancia entre los núcleos, la configuración de los electrones serán inestable y de repente cambia por una cantidad finita; esto se deduce inmediatamente del hecho que el movimiento de los electrones por la combinación de los dos átomos de hidrógeno neutros considerados anteriormente, pasan a través de una serie ininterrumpida de configuraciones estables. El trabajo realizado por el sistema contra las fuerzas exteriores que actúan sobre los núcleos, en el caso de la combinación de un átomo cargado negativamente y otro cargado positivamente, no será igual a la diferencia de energía entre la configuración original y la configuración final; pero al pasar por las configuraciones inestables debe emitir una radiación de energía, correspondiente a la emitida durante la unión de los electrones con un solo núcleo y considerada en las partes I y II.

En la visión anterior, se deduce que en la ruptura de una molécula de hidrógeno al aumentar lentamente la distancia entre los núcleos, se obtienen dos átomos de hidrógeno neutros y no uno positivo y uno negativo. Esto está de acuerdo con las deducciones obtenidas de los experimentos con rayos positivos*

* Conforme, J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, XXIV, p. 248, (1912).

Luego imaginemos que en lugar de dos átomos de hidrógeno consideramos dos átomos de helio, esto es, cada uno un sistema que consiste en un núcleo de carga $2e$ rodeado por un anillo de dos electrones, y que pasan por un proceso similar al considerado en la página 868. Supongamos que los átomos de helio al comienzo de la operación están orientados relativamente entre sí como los átomos de hidrógeno, pero con la excepción de que las fases de los electrones en los átomos de helio difieren en un cuarto de revolución en lugar de media revolución como en el caso del hidrógeno. Por el desplazamiento de los núcleos, los planos de los anillos de electrones, como en el primer caso, se acercarán entre sí a una velocidad mayor que los núcleos, y para una cierta posición de estos últimos los planos coincidirán. Durante el acercamiento de los núcleos, los electrones se organizarán a intervalos angulares iguales en un solo anillo. Como en el primer caso, se puede demostrar que en cualquier momento durante esta operación el sistema será estable para un desplazamiento de los electrones perpendiculares al plano de los anillos. En el caso del hidrógeno, donde las fuerzas externas que se aplicarán a los núcleos para mantener el sistema en equilibrio siempre estarán en una dirección para disminuir la distancia entre los núcleos. En cambio, en el caso del helio, [p. 871] el sistema nunca pasará por una configuración de equilibrio y, durante el proceso, los átomos de helio se "repelerán" entre sí. La consideración ofrece una explicación de la negativa de los átomos de helio a combinarse en moléculas mediante un acercamiento muy próximo de los átomos.

En vez de dos átomos de hidrógeno o dos átomos de helio, consideremos a continuación un átomo de hidrógeno y uno de helio y, de manera similar, acerquemos lentamente los núcleos entre sí. En este caso, a diferencia de los casos anteriores, los electrones no tendrán tendencia a fluir juntos en un solo anillo. Debido a la gran diferencia en los radios de las órbitas de los electrones en hidrógeno y helio, se debe esperar que el electrón del átomo de hidrógeno gire siempre dentro del anillo de helio, y si los núcleos se unen estando muy próximos, la configuración de los electrones coincidirán con los adoptados en la Parte II para un átomo de litio. Además, las fuerzas exteriores que se aplicarán a los núcleos durante el proceso, estarán en una dirección tal que disminuya la distancia entre ellos. Por lo tanto, de esta manera, no podemos obtener una combinación de los átomos.

No se puede esperar que la configuración estable considerada en la sección § 3, que consiste en un anillo de tres electrones y dos núcleos de cargas e y $2e$, se forme por dicho proceso, a menos que, originalmente, el anillo de electrones estuviera unido a uno de los núcleos. Sin embargo, ni un núcleo de hidrógeno ni uno de helio podrán unir un anillo de tres electrones, ya que dicha configuración correspondería a una energía total mayor que aquella en la que el núcleo ha unido dos electrones (conforme Parte II, pp. 488 y 490). Como se menciona en la § 3, dicha configuración no puede considerarse como una posible combinación de hidrógeno y helio, a pesar de que el valor de W es mayor que la suma de los valores de W para un átomo de hidrógeno y uno de helio. Sin embargo, como veremos en la sección siguiente, la configuración puede dar indicaciones de la posible estructura de las moléculas que se forman mediante cierta clase de combinaciones químicas.

§ 5. *Sistemas conteniendo un número mayor de electrones.*

Las consideraciones de la sección anterior, nos dan algunas indicaciones de las configuraciones electrónicas de sistemas que contienen un mayor número de electrones, en todo de acuerdo con las conclusiones obtenidas en la § 2.

Imaginemos que, de manera similar a lo considerado en la página 868 para dos átomos de hidrógeno, hacemos que dos átomos que contienen una gran cantidad de electrones se acerquen entre sí. Durante el comienzo del proceso, el efecto sobre la configuración de los anillos internos será muy pequeño en comparación con el efecto sobre los electrones en los anillos externos, y el resultado final [p. 872] dependerá principalmente del número de electrones en estos anillos. Si, por ejemplo, el anillo externo en ambos átomos contiene solo un electrón, podemos esperar que durante el acercamiento estos dos electrones formen un solo anillo como en el caso del hidrógeno. Mediante un enfoque adicional de los núcleos, el sistema llegará a un estado de equilibrio antes de que la distancia entre los núcleos sea comparable con los radios de los anillos internos de los electrones. Si la distancia se reduce aún más, la repulsión de los núcleos predominará y tenderá a evitar un acercamiento de los sistemas.

De esta manera, ese estado de equilibrio nos conduce a una posible configuración de una molécula resultante de una combinación de dos sustancias monovalentes, – como el HCl,– en la que el anillo de electrones que representa el enlace químico está dispuesto de forma similar a la que se supone para una molécula de hidrógeno. Sin embargo, dado que, como en el caso del hidrógeno, la energía emitida por una combinación de los átomos es solo una pequeña parte de la energía cinética de los electrones externos, podemos esperar que pequeñas diferencias en la configuración del anillo, debido a la presencia de anillos internos de electrones en los átomos, tendrá una gran influencia en el calor de reacción y, en consecuencia, en la afinidad de las sustancias. Como se menciona en la sección § 2, una discusión detallada de estas preguntas implica cálculos numéricos muy elaborados. Sin embargo, podemos hacer una comparación aproximada entre la teoría y el experimento, considerando la frecuencia de vibración, entre sí, de los dos átomos en la molécula. En la § 3, página 866, hemos calculado esta frecuencia para una molécula de hidrógeno. Dado que ahora se supone que la unión de los átomos es similar a la del hidrógeno, la frecuencia de la nueva molécula formada se puede calcular, simplemente, si conocemos la relación entre la masa de los núcleos de los átomos que forman la nueva molécula y la masa de un núcleo de la molécula de hidrógeno. Denotando la frecuencia de una molécula de hidrógeno por ν y los pesos atómicos de las sustancias que entran en la combinación en cuestión por A_1 y A_2 , respectivamente, obtenemos la frecuencia

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{A_1 + A_2}{2A_1A_2}}$$

Si los dos átomos son idénticos, la molécula será exactamente simétrica, y no podemos esperar una absorción de radiación correspondiente a la frecuencia en cuestión (conforme, página 866). Para el gas HCl, se observa una banda de absorción infrarroja correspondiente a una frecuencia de aproximadamente $8,5 \times 10^{13}$ *. Poniendo en la fórmula anterior $A_1 = 1$ y $A_2 = 35$ y usando el valor para ν_0 [p. 873] de la página 866, encontramos que $\nu = 13,7 \times 10^{13}$. Teniendo en cuenta la aproximación introducida, el acuerdo puede considerarse satisfactorio.

Las moléculas en cuestión también se pueden formar mediante la combinación de un átomo cargado positivamente y otro átomo cargado negativamente. Sin embargo, como en el caso del hidró-

* Ver II. Kayser, *Handb. d. Spectr.*, III, p. 366, (1905).

geno, al producirse la ruptura de la molécula esperamos obtener dos átomos neutros. Puede haber otro tipo de molécula, para la cual esto no rige, a saber, moléculas que se forman de manera análoga al sistema que consiste en un anillo de tres electrones y dos núcleos de cargas e y $2e$, mencionados en la sección anterior. Como hemos visto, la condición necesaria para la formación de una configuración de este tipo es que uno de los átomos en la molécula pueda unir tres electrones en el anillo exterior. Según la teoría, esta condición no se cumple para un átomo de hidrógeno o de helio, pero sí para un átomo de oxígeno. Con los símbolos utilizados en la Parte II, la configuración sugerida para el átomo de oxígeno fue dada por $8(4, 2, 2)$. Mediante un cálculo, como el que se indica en la Parte II, para esta configuración tenemos $W = 228,07 W_0$, mientras que para la configuración $8(4,2,3)$ obtenemos $W = 228,18 W_0$. Como este último valor para W es mayor que el primero, la configuración $8(4, 2, 3)$ puede considerarse como posible y representa un átomo de oxígeno con una sola carga negativa. Si ahora un núcleo de hidrógeno se acerca al sistema $8(4,2,3)$, podemos esperar que se forme una configuración estable en la que los electrones externos se disponen aproximadamente como en el sistema mencionado anteriormente. En una ruptura de esta configuración, el anillo de tres electrones permanecerá con el átomo de oxígeno.

Dichas consideraciones sugieren una posible configuración para una molécula de agua, consistente en un núcleo de oxígeno rodeado por un pequeño anillo de 4 electrones y 2 núcleos de hidrógeno situados en el eje del anillo a distancias iguales del primer núcleo y mantenidos en equilibrio con la ayuda de dos anillos de mayor radio, cada uno con tres electrones; estos últimos rotan en planos paralelos alrededor del eje del sistema, y están situados relativamente entre sí, de manera que los electrones en un anillo se ubican justo opuestos al intervalo entre los electrones en el otro. Si imaginamos que dicho sistema se disocia al eliminar lentamente los núcleos de hidrógeno, deberíamos obtener dos átomos de hidrógeno cargados positivamente y un átomo de oxígeno con una carga doblemente negativa, en la que los electrones más externos estarán dispuestos en dos anillos de tres electrones cada uno, girando en planos paralelos. La suposición de tal configuración para una molécula de agua ofrece una posible explicación de la gran absorción de rayos infrarrojos [p. 874] por el agua y el alto valor de su capacidad inductiva específica.

En lo anterior solo hemos considerado sistemas que poseen un eje de simetría alrededor del cual se supone que los electrones rotan en órbitas circulares. Sin embargo, en sistemas como la molécula CH_4 no podemos asumir la existencia de un eje de simetría y, en consecuencia, debemos omitir la suposición de órbitas exactamente circulares. La configuración sugerida por la teoría para una molécula de CH_4 es del tipo tetraedro regular; El núcleo de carbono rodeado por un anillo muy pequeño de dos electrones se encuentra en el centro y en cada vértice hay un núcleo de hidrógeno. Los enlaces químicos están representados por 4 anillos de 2 electrones, cada uno girando alrededor de las líneas que conectan el centro y los vértices. Pero, la discusión más detallada de tales cuestiones, está muy fuera del alcance de la teoría actual.

Observaciones finales

En el presente trabajo se ha intentado desarrollar una teoría acerca de la constitución de átomos y moléculas sobre la base de las ideas introducidas por Planck para explicar la radiación de un cuerpo negro y la teoría de la estructura de los átomos propuesta por Rutherford para explicar la dispersión de partículas α por la materia.

La teoría de Planck se ocupa de la emisión y absorción de radiación de un vibrador atómico de frecuencia constante, independiente de la cantidad de energía que posee el sistema en el momento considerado. Sin embargo, la suposición de tales vibradores implica la suposición de fuerzas cuasi elásticas y es inconsistente con la teoría de Rutherford, según la cual todas las fuerzas entre las partículas de un sistema atómico varían inversamente como el cuadrado de la distancia. Para aplicar los principales resultados obtenidos por Planck, es necesario introducir nuevas suposiciones en cuanto a la emisión y absorción de radiación por un sistema atómico.

Los principales supuestos utilizados en el presente documento son:

1. Que la radiación de energía no se emite (o absorbe) de manera continua como es asumida en la electrodinámica ordinaria, sino sólo durante el paso de los sistemas entre diferentes estados "estacionarios".

2. Que el equilibrio dinámico de los sistemas en las etapas estacionarias se rige por las leyes ordinarias de la Mecánica, mientras que estas leyes no sirven para el paso de los sistemas entre estados estacionarios diferentes.

[p. 875] 3. Que la radiación emitida durante la transición de un sistema entre dos estados estacionarios es homogénea, y que la relación entre la frecuencia ν y la cantidad total de energía emitida E viene dada por $E = h\nu$, donde h es la constante de Planck.

4. Que los diferentes estados estacionarios de un sistema simple que consiste en un electrón que gira alrededor de un núcleo positivo están determinados por la condición de que la relación entre la energía total, emitida durante la formación de la configuración, y la frecuencia de revolución del electrón es un múltiplo entero de $h/2$. Suponiendo que la órbita del electrón es circular, esta suposición es equivalente a la suposición de que el momento angular del electrón alrededor del núcleo es igual a un múltiplo entero de $h/2\pi$.

5. Que el estado "permanente" de cualquier sistema atómico – o sea, el estado en el que la energía emitida es máxima, – está determinado por la condición de que el momento angular de cada electrón alrededor del centro de su órbita es igual a $h/2\pi$.

Se muestra que, aplicando estos supuestos al modelo atómico de Rutherford, es posible tener en cuenta las leyes de Balmer y Rydberg que vinculan las frecuencias de las diferentes líneas en el espectro de líneas de un elemento. Además, se dan esquemas de una teoría de la constitución de los átomos de los elementos y de la formación de moléculas por combinaciones químicas, que en varios puntos se muestra de acuerdo con los experimentos.

La conexión íntima entre la teoría actual y la teoría moderna de la radiación del cuerpo negro y del calor específico es evidente; además, dado que en la electrodinámica ordinaria el momento magnético debido a un electrón que gira en una órbita circular es proporcional al momento angular, debemos esperar una estrecha relación de estas teorías con la teoría de los magnetones propuesta por Weiss. El desarrollo de una teoría detallada de la radiación de calor y del magnetismo sobre la base de la presente teoría requiere, sin embargo, la introducción de supuestos adicionales sobre el

comportamiento de los electrones ligados a los átomos en un campo electromagnético. El autor espera volver a estas cuestiones más adelante.

ÍNDICE ALFABÉTICO

A

aberración, 84, 85, 90, 94, 96, 97, 98, 99, 100, 102, 103, 104, 106, 114, 119, 120, 121, 123, 124, 127, 134, 141

Abitur, 171, 242

Academia de Ciencias, 4, 15, 172, 239

Académie des Sciences, 19, 20, 21, 24, 91, 192, 193, 202, 204, 206, 207, 209, 210, 213, 229, 250

ácido fosfórico seco, 1

ácido sulfúrico, 2, 5, 17

afelio, 246

afinidad química, 13, 14

ambulancias radiológicas, 212

anomalías, 4, 5

Antonius van den Broek, 187

Arago, 97, 124, 125, 126, 133

Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld, 241

Atomic Energy Project, 241

azimut, 88, 245, 246

azote, 6, 13, 14

Babinet, 131, 132

Becquerel, vi, 180, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 204, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 214, 215, 218, 229, 250

Benjamin Thompson, 9, 10

Bernard Curtois, 17

bobina de inducción, 150, 151, 155, 164, 254, 308

Bohr, vi, 239, 241, 243, 244, 251, 252

Boltzmann, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 65, 74, 169, 231, 233, 296, 304

British Association for the Advancement of Science, 38, 59, 91, 147

Calor, 6

calórico, v, 5, 7, 9, 10, 12, 13, 18, 19, 20, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 35, 40, 42

calx, 1

campo electrostático, 255, 256, 264

campo magnético, 157, 166, 169, 196, 223, 224, 243, 253, 259, 260, 261, 262, 264, 265, 266

Carathéodory, v, 70, 71, 72, 73

carga absoluta del electrón, v, 157, 158, 159

carga específica del electrón, v, 156, 180

Carl Neumann, 63

Carl Wilhelm Scheele, 3, 5, 15

Carnot, v, 22, 23, 24, 25, 26, 28, 33, 34, 35, 38, 40, 42, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 74, 200

Caspar Neumann, 3

Chaptal, 6

Charles Henry Gimmingham, 147
 Christiaan Huygens, 34
 Clasificación Periódica, 185, 186, 206, 220
 Claude Louis Berthollet, 15, 16
 Clausius, v, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 60, 63, 64, 68, 74, 168
 coeficiente de arrastre, 97, 105, 107, 108, 111, 113, 114, 115, 120, 123, 132, 133
 Collège de France, 23
columna estriada positiva, 146
condición cuántica azimutal, 246
condición cuántica radial, 246, 247, 248
constante de área, 245
 constante de Rydberg, 238, 240, 345
 CUANTO DE ACCIÓN, vi, 231
 cuantos de energía, 320
 Dalton, 163
 David Hilbert, 242
 Davies Gilbert, 12, 13
 Davy, v, 8, 9, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 24, 48, 156, 209
 Desorden molecular, 60
 diferencial de Pfaff, 71
 difracción, 95, 103, 127, 128, 129, 131, 170, 171, 172, 173, 174, 176, 184, 242, 243, 354
 E. P. Culverwell, 59
 École des Mines, 23
 École Polytechnique, 192, 197
 École Polytechnique, 19, 22, 23, 76, 197
 ecuación de Balmer, 183, 240, 251
 efecto fotoeléctrico, vi, 162, 235, 236, 237, 251, 316, 328
Efecto Hallwachs., 235
efecto Zeeman, 243
 Einstein, 236
 elemento, 186, 238, 251
 emanación del óxido de torio, 214
energía, v, 14, 30, 32, 34, 36, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 50, 52, 55, 56, 57, 58, 60, 61, 64, 65, 67, 69, 150, 151, 159, 163, 171, 172, 181, 184, 185, 189, 193, 196, 200, 205, 207, 211, 215, 218, 219, 223, 226, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 244, 245, 248, 249, 251, 252, 261, 267, 304, 305, 317, 318, 319, 320, 321, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 342, 344, 347, 349, 350, 351, 353, 354, 355, 358, 359, 360, 362, 363, 366, 367, 368, 369, 370, 372
 energía cinética, 42, 43, 151, 236, 248, 249, 260, 317, 328, 329, 330, 331, 332, 334, 338, 339, 354, 359, 360, 370
 energía de primera ionización, 252
Energía de primera ionización, 251
 energía potencial, 249, 334, 338, 339, 360
 ensamble, 69

entropía, v, 46, 51, 54, 55, 57, 59, 60, 61, 62, 63, 65, 66, 68, 70, 72, 73, 74, 171, 235, 304, 305

Ernest Marsden, 180, 221, 223

Ernest Rutherford, vi, 156, 158, 180, 213

Ernst Mach, 58, 60

Ernst Pringsheim, 64, 232

Ernst Zermelo, 59

Erwin Schrödinger, 66, 162, 240

espacio oscuro de Crookes, 145, 146

espacio oscuro de Faraday, 145

espectro de absorción, 237, 322, 329

espectro de emisión, 237, 238, 322, 328

Espectro de hidrógeno, 321

espectro del hidrógeno, 320, 321, 324, 326, 328

espectro magnético, 256, 259

espectrómetro de ionización, 176

Espectros de absorción, vi, 237

espectros de líneas, 238, 243, 320, 323, 332, 333

estado estacionario, 65, 183, 228, 320, 326, 329

estados estacionarios, 320, 321, 322, 324, 325, 326, 327, 328, 330, 332, 333, 338, 344, 345, 354, 363, 372

éter, v, 18, 59, 75, 76, 77, 83, 84, 85, 89, 90, 92, 94, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 110, 111, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 121, 125, 133, 134, 136, 137, 138, 140, 142, 253, 312, 314

ÉTER, v, 75

Eugen Goldstein, v, 163

Eugène Demarçay, 207, 209

Experimentum Novum, 3

Felix Klein, 61, 242

Fellow, 9, 16, 62, 67, 91, 156, 178, 179, 191

Fisicoquímica, v, 67, 69, 208, 220

FitzGerald, v, 91, 92, 93

flogisto, v, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 75

fluorescencia, 146, 168, 170, 192, 207, 308, 309, 310, 312, 313, 314

fosforescencia, 149, 154, 155, 165, 192, 193, 194, 195, 196, 254, 256, 259, 260, 267, 271, 312

fotómetro, 309, 312

Fourier, v, 19, 20, 21, 34, 35, 74, 325

Fowler y Guggenheim, 74

franjas de interferencia, 86, 88, 136, 137, 142

Fresnel, 76, 84, 90, 96, 97, 98, 104, 105, 106, 107, 114, 120, 121, 123, 124, 125, 126, 132, 133, 134, 136, 137, 140, 141, 142

Friedrich Wöhler, 41

Gabriel-François Venel, 4

Galileo Galilei, 34

gaz, 7, 8
 Georg Ernest Stahl, 1
 George Stephenson, 17
 Gerolamo Cardano, 34
 Gibbs, v, 67, 68, 69, 70, 74
 Gimingham, 147, 150, 151, 153
 Glasgow, 47, 51, 220
 Gregory Watt, 13
 Gustav Kirchhoff, 62
 Gustav Robert Kirchhoff, 237
 Hans Albrecht Bethe, 243
 Hans Geiger, 158, 180, 221, 223
haz luminoso relativo, 96
 Heike Kamerlingh Onnes, 212
 Heinrich Geissler, v, 144
 Heinrich Hertz, 91
 Helmholtz, v, 39, 40, 41, 43, 44, 45, 46, 57, 58, 62, 63, 64, 67, 69, 163, 259
 Henri Poincaré, 58, 169, 192, 202, 209
 Henri-Louis Le Chatelier, 69
 Henry Cavendish, 3, 5, 8
 Hermann Minkowski, 71, 242
 hidrodinámica, 100
 hígado de azufre, 3
 Hoek, 98, 121, 122, 123, 126, 127, 132
 índice de refracción, 125, 311
 índice de refracción absoluto, 97
 Institut de France, 10, 17, 20, 207
 Instituto del radio, 212, 213
 interferencia, 77, 79, 83, 84, 86, 88, 94, 127, 131, 132, 133, 134, 135, 137, 140, 171, 172, 173, 174, 175, 178, 182, 313, 354
isóbaros, 251
 isótopos, 251
isótopos., 220
 J. W. Nicholson, 319, 327, 339, 347
 James Chadwick, 180, 221, 228
 Jean Perrin, 62, 158
 Jean-Baptiste Kléber, 20
 Johann Jakob Balmer, 238
 Johann Joachim Beccher, 1
 Johann Josef Loschmidt, 55, 57
 Johann Wilhelm Hittorf, 146
 John Dalton, 36
 John Joseph Thomson, v, 156
 John Sealy Edward Townsend, 157
 Josef Stefan, 55, 231
 Joseph – Louis Gay Lussac, 15
 Joseph Black, 3, 5

Joseph Priestley, 4, 5

Joseph-Louis Lagrange, 19

Joule, v, 36, 38, 39, 40, 43, 46, 47, 48, 49, 51, 52, 66, 73

Julius Plucker, 144

Justus von Liebig, 41

Kaiser Wilhelm Gesellschaft, 67

Ketteler, 98, 123, 132

Kirchhoff., 65

Klinkerfues, 120, 121, 122, 123

la energía cinética, 260, 328, 332, 334, 354

Laboratorio Cavendish, 175, 180, 213, 228

Laboratorio Criogénico de Leyden, 66, 73, 212

Laboratorio Montot, 4

Lavoisier, v, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 13, 16, 17, 24, 200, 216

Lawrence Bragg, vi, 175, 177, 178, 195

Lazar Carnot, 22

Lecturer, 13, 178

Ley de Bragg, 179

ley de Curie, 201

Ley de Stefan - Boltzmann, vi, 231

leyes de Boyle-Mariotte, 28

Lord Kelvin, 17, 38, 51, 57, 157, 169, 201, 208, 229, 271

LORENTZ, v, 94

Louis Jacques Thenard, 15

Louis-Bernard Guyton de Morveau, 4

Ludvig August Colding, 46

Ludwig Prandtl, 243

luminosidad anódica, 146

luz ultravioleta, 162, 214, 235, 258, 313, 328

Maria Curie Radium Fund, 212

Marie Ann Pierrette Paulze, 10

Mathieu Tillet, 4

Max Born, 241

Maxwell, 55, 56, 57, 58, 59, 64, 70, 91

Mayer, v, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 46, 48, 52, 269

Mecánica Estadística, 69

medalla Copley, 39, 44, 67

Medalla Copley, 70, 91, 156, 177

Michelson, v, 75, 76, 77, 84, 90, 91, 92, 93, 132, 134, 135, 136, 137, 141, 142, 160

Millikan, v, vi, 156, 158, 159, 160, 161, 162, 223, 273, 276, 344

modelo, 251, 252

mol, 251, 252

momento angular, 183, 185, 240, 243, 249, 326, 330, 332, 333, 334, 336, 337, 338, 339, 343, 344, 345, 350, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 363, 364, 367, 368, 372

momento angular del electrón, 240, 249, 326, 330, 336, 344, 372

Moseley, vi, 156, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 213, 221, 229, 250, 251

motus verticillaris, 3

Nicolas Clément-Desormes, 23

Niels Bohr, vi, 66, 171, 183, 189, 221, 228, 239, 241, 315

Nordisk Institut for Teoretisk (Atom)fysik, 240

número cuántico angular, 244

número cuántico radial, 244

número de onda, 238, 251

número de Rydberg, 244

Oliver Heaviside, 91, 92

Oliver Lodge, 92

Otto Richard Lummer, 64, 232

partícula β , 223, 355, 356

partículas alfa, 180, 187, 223, 224

partículas α , 158, 181, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 355, 356, 371

partículas β , 181, 329, 355, 356

Paul Langevin,, 211

pechblenda, 193, 205, 206, 207, 208, 209, 214

perihelio, 246

perpetuum mobile artificæ, 34, 45

Peter Guthrie Tait, 55

Philosophical Magazine, 37, 48, 59, 84, 181, 183, 184, 188, 189, 219, 240

Philosophical Transactions, 10, 214

Pierre Bayen, 4

Pierre Curie, 197, 198, 200, 201, 203, 209, 210, 211, 213

Pierre Joseph Macquer, 3

Pierre-Simon de La place., 19

Planck, v, vi, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 73, 74, 158, 162, 171, 172, 183, 228, 233, 234, 235, 237, 239, 240, 303, 304, 305, 316, 317, 318, 319, 320, 324, 327, 330, 332, 334, 336, 338, 344, 356, 358, 363, 371, 372

planos de Bragg, 178

plomo rojo, 2

preparateur, 199

Principio de correspondencia, 241

principio de Doppler, 108

principio de Huygens, 94, 98, 108, 111, 114, 131

principio inflamable, 3

privatdozent, 242

Privatdozent, 63, 171

puntos homólogos, 138

quarks, 162

- radiación de energía, 65, 316, 325, 328, 368
- radiaciones "no desviables", 196
- radiaciones uránicas*, 195
- radiactividad.*, vi, 191, 193, 204, 205, 207, 335
- radio*, 98, 100, 105, 119, 127, 139, 158, 159, 180, 181, 193, 195, 196, 197, 206, 207, 208, 209, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 252, 260, 261, 266, 275, 289, 301, 331, 336, 364
- radio vector, 244, 245
- radiómetro, 146, 150
- radiotoxemia, 211
- Rayleigh, 233
- rayos canales*, 165, 166
- rayos catódicos, 146, 147, 148, 151, 156, 157, 163, 164, 165, 166, 168, 169, 184, 196, 197, 216, 220, 221, 235, 251, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 264, 266, 267, 268, 270, 312, 313, 336, 353, 354, 356
- rayos positivos*, 166, 251
- Rayos positivos, v, 163
- rayos relativos*, 96, 97, 114, 119, 120, 121, 124, 125, 126, 127, 129, 131, 137
- rayos X, vi, 169, 170, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 182, 184, 187, 189, 190, 192, 195, 196, 204, 212, 214, 215, 243, 251, 285, 308, 310, 311, 312, 313, 329
- rayos α , 197, 221, 222, 315, 355, 356
- rayos γ , 176, 181, 221, 225, 354, 356
- reflexión, 21, 86, 114, 121, 131, 134, 135, 137, 142, 174, 179, 185, 194, 195, 196, 223, 224, 226, 311
- reflexión de Bragg*, 179
- refracción, 76, 97, 106, 108, 113, 114, 119, 121, 122, 124, 125, 126, 129, 131, 134, 137, 169, 194, 195, 196, 311, 314, 346
- Robert Bunsen, 237
- Roger Bacon, 34
- Röntgen, v, 156, 167, 168, 169, 170, 172, 174, 180, 192, 195, 203, 204, 207, 214, 215, 229, 250, 258, 285, 308, 316, 328, 329, 335, 336, 353, 354, 356
- Royal Astronomical Society, 91
- Royal Institution, 9, 13, 70, 175, 214, 253
- Royal Society, 9, 10, 12, 13, 16, 17, 38, 39, 44, 48, 62, 67, 70, 73, 91, 147, 151, 156, 173, 175, 177, 178, 179, 181, 183, 187, 191, 209, 214, 215, 220, 223, 229, 241
- Rumford, v, 9, 10, 11, 13, 17, 24, 36, 38, 70, 177
- Rutherford, 146, 158, 180, 181, 182, 183, 185, 187, 188, 197, 210, 211, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 225, 226, 227, 228, 229, 239, 240, 303, 315, 316, 322, 329, 335, 354, 355, 356, 358, 371, 372
- Samuel Hawksley Burbury, 59
- Segundo Principio de la Termodinámica, 50, 55, 56, 57, 63, 64, 73
- SEGUNDO PRINCIPIO DE LA TERMODINÁMICA, v, 47
- Simon Stevin, 34

Soddy, 187, 210, 211, 216, 217, 218, 219, 220, 229, 250, 356

solución, 237

Sommerfeld, 244, 251

Stokes, 38, 84, 90, 98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 106, 111, 114, 132, 133, 137, 142, 161, 169, 273, 296, 301

sustancia, 237

temperatura de Curie, 201

teorema del calor, 66

teorema-H, 57

Teoría Antiflogística, 6

teoría atómica, 244

teoría de la difracción, 95, 127

teoría de Rydberg, 323, 324

teoría ondulatoria, 76, 94, 236, 330

tercer principio de la Termodinámica, v, 73

Tercer Principio de la Termodinámica, 39, 66, 74

terra pinguis, 1, 3

Thomas Beddoes, 13

Thomas Kuhn, 2

Tobern Olof Bergman, 4

torio, 204, 205, 207, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 222, 223, 225

trabajo, 163

Traité Élémentaire de Chimie, 6

transmutación, 211, 218, 228

van den Broek, 188

Veltmann, 98, 106, 114, 123, 132, 133

Victor Regnault, 23, 43, 47

vis viva, 38, 45

von Laue, vi, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 177, 182, 183, 195

Walter Hermann Nernst, 66, 73

Werner Heisenberg, 171, 240, 241, 243

Wien, 57, 65, 231, 232, 233, 234, 235, 242, 305

Wilhelm Leibniz, 34

Wilhelm Ostwald, 58, 60, 62, 208

William Crookes, v, 146, 156, 181, 266

William Cullen, 3

William Henry Bragg, 172, 175, 177, 187, 229, 243, 250

William Reid Clanny, 17

William Thomson, v, 17, 38, 47, 49, 50, 52, 54, 169

Winston Churchill, 191



En esta obra, el autor nos presenta aspectos relevantes de la Historia de la Física. El Tomo I abarca desde la más remota Antigüedad hasta la confirmación experimental de que la luz es un conjunto de radiaciones electromagnéticas. El Tomo II, abarca descubrimientos importantes desde los experimentos de Michelson hasta el modelo de Bohr con las correcciones de Sommerfeld. Se ha dejado para un tercer tomo, lo atinente a la Teoría de la relatividad y los inicios de la Mecánica Cuántica.



Miguel Katz, además de ser Profesor en Química y Licenciado en enseñanza de la Química, es Doctor en Epistemología e Historia de la Ciencia. Ha sido docente de estas especialidades en varias Universidades e institutos terciarios y consultor del Programa de las Naciones Unidas para el Desarrollo, también fue galardonado con el Premio "Educación en Química" de la AQA.

ISBN 978-987-47159-3-7

