

ONDAS ELÉCTRICAS

TRAEN

INVESTIGACIONES SOBRE LA PROPAGACIÓN DE
LA ACCIÓN ELÉCTRICA A TRAVÉS DEL ESPACIO
CON VELOCIDAD FINITA

POR

DR. HEINRICH HERTZ

PROFESOR DE FÍSICA EN LA UNIVERSIDAD DE BONN

TRADUCCIÓN AL INGLÉS AUTORIZADA

D. E. JONES, B.Sc.

DIRECTOR DE EDUCACIÓN TÉCNICA DEL CONSEJO DEL
CONDADO DE STAFFORDSHIRE
RECIENTE PROFESOR DE FÍSICA EN EL COLEGIO
UNIVERSITARIO DE GALES, ABERYSTWYTH

CON UN PREFACIO DE LORD KELVIN,
LL.D., D.C.L.

PRESIDENTE DE LA ROYAL SOCIETY, PROFESOR DE
FILOSOFÍA NATURAL
EN LA UNIVERSIDAD GLASGOW, Y FELLOW DEL COLEGIO
DE ST. PETER
CAMBRIDGE

Londres
MACMILLAN AND Co.
AND NEW YORK
1893

Reservados todos los derechos

DEDICADO

POR EL AUTOR

A

SU EXCELENCIA

HERMANN VON HELMHOLTZ

CON EL MAYOR RESPETO Y GRATITUD

NOTA DEL TRADUCTOR

Al no poder cumplir los editores del *Wiedemann's Annalen* con las numerosas peticiones de copias de las investigaciones del profesor Hertz, me invitaron a preparar esos papeles para publicarlos en forma de recopilación. Recoger y revisar todos ellos ha sido una ardua empresa; y se entienden mucho mejor las investigaciones cuando las describimos desde el punto de vista en que se hicieron. Por tanto creo que lo mejor es reimprimir los papeles independientes de la forma que se publicaron originalmente; pero afortunadamente el profesor Hertz decidió completarlos con notas aclaratorias, y escribir una introducción en que describe cómo se emprendieron las investigaciones, y también incluye sus implicaciones para la teoría eléctrica y las críticas a que se han sometido. La colección de investigaciones comprende hasta el papel publicado a principios del año pasado *Untersuehungen ilber die Ausbreitung der Eleictrisehen Kraft*.

El libro que se presentante los lectores ingleses es una traducción del original alemán, con una o dos pequeñas alteraciones en las notas, y una modificación sugerida por Lord Kelvin en el título. No hubiera emprendido la traducción de no haber contado con la desinteresada supervisión y ayuda del profesor Hertz, a quien le doy mis más sinceras gracias por haber revisado las pruebas en Bonn, confiamos que no se haya escapado ningún error serio.

Estoy en deuda con numerosos amigos por sus consejos y ayuda para ver esta obra en prensa; pero en especial al Dr. Philipp Lenard, *Privatdocent* en la Universidad de Bonn. El

profesor Lenard no tan sólo ha leído y revisado la traducción desde el principio hasta el fin, sino que ha mostrado un interés como si se hubiera tratado de su propia obra. Agradezco también la oportunidad para agradecer su valiosa ayuda, y mi más caluroso agradecimiento por sus bondades.

D. E. JONES

Stafford, Diciembre de 1893.

PREFACIO A LA EDICIÓN INGLESA

Para apreciar por completo el trabajo que ofrecemos a los lectores ingleses, debemos retroceder doscientos años, a los tiempos en que Newton dio a conocer al mundo la ley de la gravitación universal. La idea de que el Sol impulsa a Júpiter, y Júpiter empuja con la misma fuerza al Sol, y que el Sol, la Tierra, la Luna, y todos los planetas actúan uno sobre otro con atracciones mutuas parecía violar el supuesto principio filosófico de que la materia no puede actuar donde no está. La explicación de los movimientos de los planetas por medio de un mecanismo de círculos de cristal y epiciclos parecía natural e inteligible, y los avances en este mecanismo con los vórtices inventados por Descartes no hay duda que satisfacían a la mayor parte de los científicos contemporáneos de Newton. La doctrina de Descartes caló fuerte entre los matemáticos y filósofos de la Europa continental; y durante el primer cuarto de siglo pasado la gravitación universal fue una insularidad de nuestros paisanos. Voltaire, al referirse a una visita que hizo a Inglaterra en 1727 escribió: “Un francés que llegue a Londres encontrará una gran alteración en filosofía, así como en otras cosas. Abandonará la palabra total, y empleará la palabra vacío. En París vemos el universo compuesto de vórtices de materia sutil; en Londres no ven nada parecido. Donde se observa que la presión de la Luna causa las mareas en el mar; en Inglaterra es el mar el que gravita hacia la Luna... Se observa también que el Sol, que en Francia no juega ningún papel en el negocio, aquí está en el puesto de combate. Entre nosotros los cartesianos todo se hace por impulsión; en los Newtonianos todo se hace por una atracción de la cual no se

conoce mucho mejor la causa”. (*Historia de la Ciencia Inductiva* de Whewell, vol. II, págs. 202, 203) Las opiniones newtonianas apenas tuvieron disciplina en Francia hasta que Voltaire dijo esto a su regreso de Inglaterra en 1728. Hasta entonces, como dice él mismo, apenas había veinte newtonianos fuera de Inglaterra (*Historia de la Ciencia Inductiva* de Whewell, vol. II, pág. 201)

Durante el segundo cuarto de siglo el sentimiento y opinión en Francia, Alemania, Suiza e Italia experimentaron un gran cambio. El premio por cuestiones matemáticas propuesto por la Academia de Francia llevó naturalmente a dos ideas en conflicto. La memoria cartesiana de John Bernoulli fue la que ganó el premio en 1730. No ocurre con frecuencia que la Academia, como si quisiera mostrarse imparcial, divida el premio entre cartesianos y newtonianos. Así, en 1734, a la cuestión de cuál era la causa de la inclinación de las órbitas de los planetas, se dividió el premio entre John Bernoulli, cuya memoria se basaba en el sistema de vórtices, y su hijo Daniel, que era newtoniano. El último acto de homenaje de este tipo al sistema cartesiano se hizo en 1740, cuando el premio a la pregunta de las mareas se distribuyó entre Daniel Bernoulli, Euler, McLaurin y Cavallieri; el último de los cuales había tratado de corregir y parchear las hipótesis cartesianas sobre este tema (Ibid. Pág. 189, 199). El 4 de Febrero de 1744 Daniel Bernoulli escribió lo siguiente a Euler: “Uebrigens glaube ich, dass der Aether sowohl *gravis versus solem*, als die Luft versus terrain sey, und kann Ihnen nicht bergen, dass ich uber diese Punkte em volliger Newtonianer bin, und verwundere ich mich, dass sie den Principils Cartesianis so lang adhariren; es mochte wohi einige Passion vielleicht mit unterlaufen. Hat Gott konnen eine *animam*, deren Natur uns unbegreiflich ist, erschaffen, so hat er auch konnen eine attractionem universalem materiae imprimiren, wenn gleich solche attractio *supra captum* ist, da hingegen die Principia Cartesiana allzeit contra captum etwas involviren”. Aquí el escritor, expresa su sorpresa sobre Euler, que había estado unido durante mucho tiempo a los principios cartesianos, declarara que se estaba volviendo newtoniano, no tan sólo en lo que respecta a la gravitación *versus* vórtices, sino al creer que la materia se había creado sencillamente con la ley de la Ley de la Atracción Universal sin la ayuda de ningún medio o mecanismo. En esto era más newtoniano que el propio Newton.

Además Newton no era un newtoniano, según la idea de Daniel Bernoulli del newtonismo, en su carta a Bentley con fecha del 25 de Febrero de 1692 (*Correspondencia* de Richard Bentley, D.D. vol. II, pág. 70), escribe: que la gravedad sea innata, inherente y esencial a la materia, para que de esta forma un cuerpo puede actuar a distancia sobre otro a través del vacío sin la mediación de nada, y que puedan enviarse de uno a otro su acción y fuerza; es para mí un absurdo tan grande que creo que ningún hombre que sea competente en temas filosóficos, pueda caer en ello.

Así Newton, que había dado esta ley tan grande, no abandonó la idea de que la materia no podía actuar donde no está. En este aspecto, únicamente de pensamiento filosófico, debemos observar que Daniel Bernoulli estaba en lo cierto; podemos concebir que el Sol atrae a Júpiter, y que Júpiter atrae al Sol, sin ningún medio intermediario, si están organizados para hacerlo. Pero sigue en pie la pregunta ¿Es que están organizados? No obstante, creo firmemente, o casi, que sus contemporáneos científicos estaban de acuerdo con Daniel Bernoulli al responder afirmativamente a esta pregunta. Hacia la mitad del siglo XVIII el Padre Boscovich (*Theories Philosophicæ Naturalis* redacta ad unicam legem virium in naturæ existentium auctore P. Rogerio Josepho Boscovich, Societatis Jesu, primera edición, Viena, 1758. Segunda edición, corregida y extendida por el autor, Venecia, 1763) daba su brillante doctrina (o teoría infinitamente improbable) que la rigidez elástica de los sólidos, la elasticidad de los líquidos y gases compresibles, la atracción de la afinidad química y cohesión, las fuerzas de la electricidad y del magnetismo; es decir, todas las propiedades de la materia excepto el calor, que él atribuyó a una esencia sulfúrea, se podían explicar con atracciones y repulsiones mutuas, que variaban únicamente con la distancia, entre puntos matemáticos dotados también, cada uno de ellos, con inercia. Antes de finalizar el siglo XVIII la idea de una acción a distancia a través del vacío absoluto estaba firmemente establecida, y la teoría de Boscovich tan aceptada incalificablemente como una realidad, que la idea de una fuerza gravitacional o fuerza eléctrica o fuerza magnética que se propagaban por un medio, parecía a los naturalistas y matemáticos tan loca como pareció hace doscientos años a Newton y sus contemporáneos la acción a distancia. Pero a principios del siglo XIX se produjo un retroceso en la escuela del siglo XVIII.

Faraday, con sus líneas curvadas de fuerza eléctrica, y su eficacia dieléctrica del aire, de los aisladores líquidos y sólidos, resucitó la idea de un medio a través del cual, y no tan sólo a través del cual, sino que se transmite por fuerzas de atracción o repulsión, aparentando a una acción a distancia. No estaba tan solo cuestionada la larga lucha de la primera mitad del siglo XVIII de un medio que sirviera para un mecanismo grávido, sino de la corrección de la ley newtoniana de la gravitación. La controversia correspondiente en el siglo XIX fue muy corta, y pronto se hizo obvio que la idea de Faraday sobre la transmisión de la fuerza eléctrica por un medio no sólo no violaba la ley de Coulomb sobre la relación entre la fuerza y la distancia, sino que, si era real, explicaba por completo esta ley (*Electrostatics and Magnetism*, Sir W. Thompson, Arts. I (1842) y II (1845), particularmente el 25 de Art II). No obstante, después de los descubrimientos de Faraday (1837 *Experimental Researches*, 1161–1306) de las diferentes capacidades inductivas de diferentes aisladores, pasaron veinte años antes de que se aceptara generalmente en la Europa continental. Pero antes de su muerte, en 1867, había conseguido inspirar a la generación que se alzaba en el mundo científico con algo que se parecía a la fe de que la fuerza eléctrica se transmite por un medio llamado éter, en el cual, como se cree en todo el mundo científico desde hace cuarenta años, la luz y el calor radiante son vibraciones transversales. El propio Faraday no se quedó sólo en su teoría de la electricidad. Hacia el final le vimos trabajando en un sótano, que había elegido para aislarse de las perturbaciones; estaba preparando experimentos para medir el tiempo de transmisión de la fuerza magnética de un electroimán a una fina aguja de acero pulido a muchas yardas de distancia que reflejaba la luz, pero no llegó a ningún resultado en estos experimentos. En esta misma época, la verdad no mucho después de que acabara sus trabajos, estaba ocupado (creo que en la torre vigía cerca del Puente de Waterloo en Surrey) intentando descubrir relaciones entre la gravedad y el magnetismo, que tampoco tuvieron resultado alguno. No se había experimentado o hecho observación alguna en gravitación para decidirse entre Newton y Bernoulli, y hasta el momento actual no hemos hecho ninguna luz ante la pregunta de la propagación a través de un medio, incluso nada que apunte a un modo para investigar en esta dirección. Pero en electricidad y magnetismo

las anticipaciones de Faraday desarrolladas espléndidamente por Clerk-Maxwell en su teoría han sido establecidas ahora sobre la base segura de los experimentos hechos por Hertz, que con su propia narración interesante presenta ahora el traductor, el profesor D. E. Jones, para los lectores ingleses. Es interesante saber, como Hertz explica en su introducción, y es muy importante respecto a la demostración experimental de las ondas magnéticas que ha hecho, que comenzó sus investigaciones eléctricas sobre un problema propuesto felizmente hace treinta años por el profesor von Helmholtz, cuyo objeto era encontrar, por experimentación, alguna relación entre las fuerzas electromagnéticas y las polarizaciones dieléctricas en los aisladores, sin idea alguna de descubrir una propagación progresiva de estas fuerzas a través del espacio.

Fue su perseverancia en la experimentación filosófica que llevó a Hertz a descubrir (VII, pág. 105) una velocidad de propagación finita de la acción electromagnética, y después pasar a las ondas electromagnéticas en el aire y su reflexión (VIII) y a ser capaz de decir, como dice en una corta sentencia al final de VIII: “La verdad es que los procesos en el aire que hemos investigado son una idea fascinante, nos presenta a una escala un millón de veces superior los mismos procesos que vemos cerca de un espejo de Fresnel o entre las placas de vidrio que exhiben los anillos de Newton”.

El profesor Oliver Lodge también había fijado su atención en unos antiguos experimentos (*Modern Views of Electricity*, págs. 369-372) relacionados con los trabajos de Hertz, y algunas ideas de Joseph Henry, que le llevaron más cerca que nadie de antes a una demostración experimental de las ondas electromagnéticas. Además Henry, después de describir unos experimentos que demostró que una inducción lo suficientemente potente debida a una chispa en el conductor primario de una máquina podía magnetizar agujas de acero a una distancia de 30 pies en un sótano habiendo entre medio dos pisos con techos y suelos, y dijo que estaba “dispuesto a aceptar la hipótesis de un plenum eléctrico, y concluye con una pequeña revisión. Además se puede inferir que la difusión de movimiento en este caso es prácticamente comparable a la de una chispa del pedernal y el acero en el caso de la luz”.

El profesor Lodge hizo un trabajo admirable en sus investigaciones sobre los pararrayos (*Lightning conductors and Lightning Guards*, Oliver J. Lodge, D.Sc., F.R. S. Whittaker and Co.), que le llevó muy cerca de la demostración experimental de las ondas electromagnéticas; y extrajo lecciones importantes sobre las corrientes eléctricas inducidas en una barra metálica que Maxwell y Heaviside consideraban como ondas electromagnéticas, y otros muchos fenómenos relacionados que se observan en unos experimentos ingeniosos y excelentes ideados por él como efectos naturales de los rayos.

Las fuentes eléctricas u ondas en un hilo corto aislado, y la interferencia entre la onda ordinaria y la reflejada, y la aparición de electricidad positiva donde se esperaba negativa, es posible que apareciera por primera vez en el trabajo "Researches on the Electric Discharge" de Herr von Bezold (1870), que comenta Hertz en el Tercer Papel de esta serie, con un interesante y gran reconocimiento de su importancia respecto a su propia gran obra.

A los lectores de la presente obra, estoy seguro, les agradecerá dirigir su atención a dos conferencias del profesor G. F. Fitzgerald que escuché yo mismo en la reunión de la British Association en Southport en 1883. Una de ellos se titula "Sobre un método de producir perturbaciones electromagnéticas de longitud de onda relativamente corta". La conferencia en sí no es muy larga, y se cita entera en el *Informe de la British Association*, 1883: "Utilizando las corrientes alternas que se producen cuando se descarga un acumulador por medio de una resistencia pequeña, es posible generar ondas tan cortas como dos metros de longitud de onda, o incluso menores". Esta era una sugerencia brillante y útil. Hertz, que no lo conocía, usó este método; y haciendo el acumulador lo más pequeño posible, consiguió obtener ondas tan cortas como de *veinticuatro centímetros* de longitud de onda en muchos de sus experimentos fundamentales. Tan sólo el título de la otra conferencia, "Sobre la energía perdida por radiación en las corrientes alternas", es en sí mismo una lección valiosa de la teoría electromagnética de la luz, de la teoría ondulatoria de las perturbaciones magnéticas. Le interesará al lector del presente volumen compararlos con el título del Onceavo Papel de Hertz; pero no me puedo referir a ese papel sin expresar la admiración y delicia con que veo las palabras

“propagación rectilínea”, “polarización”, “reflexión”, “refracción”, que aparecen en el subtítulo. En los cincuenta y seis años que han pasado desde que Faraday ofendió por primera vez a los físicos matemáticos con sus líneas de fuerza curvadas, muchos trabajadores y muchos pensadores han ayudado a construir la escuela del siglo XIX de *plenum*, un éter para la luz, el calor, la electricidad, el magnetismo; y los volúmenes alemanes e ingleses contienen los papeles eléctricos de Hertz, que se han dado al público en la última década del siglo, como un monumento permanente al espléndido logro que se ha alcanzado.

KELVIN.

CONTENIDO

	PAGE
I. INTRODUCCIÓN	
A. EXPERIMENTAL	1
B. TEÓRICA	18
II. SOBRE LAS OSCILACIONES ELÉCTRICAS MUY RÁPIDAS	29
III. SOBRE EL PAPEL DE HERR W. VON BEZOLD: INVESTIGACIONES SOBRE LA DESCARGA ELÉCTRICA COMUNICADO PRELIMINAR	54
IV. SOBRE UN EFECTO DE LA LUZ ULTRAVIOLETA EN LA DESCARGA ELÉCTRICA	63
V. SOBRE LA ACCIÓN DE UNA OSCILACIÓN ELÉCTRICA RECTILÍNEA EN UN CIRCUITO CERCAÑO	79
VI. SOBRE LOS EFECTOS ELECTROMAGNÉTICOS PRODUCIDOS POR PERTURBACIONES ELÉCTRICAS EN LOS AISLADORES	93
VII. SOBRE LA VELOCIDAD DE PROPAGACIÓN FINITA DE LAS ACCIONES ELECTROMAGNÉTICAS	104
VIII. SOBRE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICA EN EL AIRE Y SU REFLEXIÓN	120
IX. LAS FUERZAS DE LAS OSCILACIONES ELÉCTRICAS, TRATADAS SEGÚN LA TEORÍA DE MAXWELL	133
X. SOBRE LA PROPAGACIÓN DE ONDAS ELÉCTRICAS POR MEDIO DE HILOS	155
XI. SOBRE LA RADIACIÓN ELÉCTRICA	167
XII. SOBRE LA ACCIÓN MECÁNICA DE ONDAS ELÉCTRICAS EN LOS HILOS	180
XIII. SOBRE LAS ECUACIONES FUNDAMENTALES DEL ELECTROMAGNETISMO PARA LOS CUERPOS EN REPOSO	189
XIV. SOBRE LAS ECUACIONES FUNDAMENTALES DEL ELECTROMAGNETISMO PARA LOS CUERPOS EN MOVIMIENTO	236
NOTAS SUPLEMENTARIAS	264
INDICE DE NOMBRES	276

INTRODUCCION

A. Experimental

Se me ha preguntado frecuentemente los motivos que me llevaron a hacer los experimentos que describiré en las páginas siguientes. El motivo principal que me indujo fue este: en 1879 la Academia de Ciencias de Berlín había ofrecido un premio para investigar el siguiente problema: –Establecer experimentalmente la relación entre las fuerzas electromagnéticas y la polarización dieléctrica de los aislantes, es decir, si la fuerza electromagnética ejercida por la polarización en los no conductores, o la polarización de un no conductor, es un efecto de inducción electromagnética. En aquel momento estaba ocupado en una investigación sobre electromagnetismo en el Instituto de Física de Berlín, Herr von Helmholtz llamó mi atención sobre este problema, y me prometió la ayuda del Instituto en el caso que decidiera emprender este trabajo. Reflexioné sobre el problema, y calculé los resultados que se podrían esperar en condiciones favorables con las oscilaciones de las botellas de Leyden o de bobinas de inducción abiertas. La conclusión a que llegué no era muy alentadora; apenas había esperanzas de detectar algo, y tan sólo un efecto parecía estar en los límites de lo observable. Esto me dio una idea para atacar el problema, no tenía noticia alguna que lo hubiera emprendido nadie más. Pero en vez de abandonar el trabajo, ambicionaba descubrir otro método; y creció mi interés en todo lo relacionado con las oscilaciones eléctricas. Era muy poco probable que se me pasara

por alto alguna forma nueva de oscilaciones, y tuve la buena suerte de observar un caso.

Tal caso ocurrió en la primavera de 1886, y fue el aliciente que me llevó a la siguiente investigación. Entre la colección de instrumentos de física de la Escuela Técnica de Karlsruhe (donde se hicieron los experimentos), había encontrado y usado para dar clases un par de espirales de Riess o Knochenhauer. Me había sorprendido que no fuera necesario descargar baterías grandes en una de las espirales para obtener chispas en la otra; bastaba con una botella de Leyden pequeña, e incluso se podía usar la descarga de una pequeña bobina de inducción, siempre que tuviera un chispero. Al alterar las condiciones me encontré con el fenómeno de las chispas secundarias y este fue el punto de partida de la siguiente investigación.

Al principio pensé que las perturbaciones eléctricas serían excesivamente turbulentas e irregulares para ser útiles; pero cuando descubrí la existencia de un punto neutral en el centro de un conductor, es decir, un fenómeno claro y ordenado, me convencí que sería capaz de solucionar el problema de la Academia de Berlín. En aquel momento mi meta era simplemente esa. Mi convencimiento aumentó al observar que las oscilaciones con las que tenía que tratar eran muy regulares. El primero de los papeles que se incluye aquí (“Sobre las oscilaciones eléctricas muy rápidas”), siguiendo la línea del tiempo, el curso de la investigación se hizo entre finales de 1886 y principios de 1887.

Mientras ese papel estaba en imprenta me enteré que su contenido no era tan nuevo como suponía. El Congreso Geográfico de Abril de 1887 trajo a Herr W. von Bezold a Karlsruhe y a mi laboratorio. Le comenté de mis experimentos, y me respondió que él había observado un fenómeno similar hacía unos años, y llamó mi atención a sus “Investigaciones sobre descargas eléctricas”, en especial al vol. CXL de los *Annalen* de Poggendorf. Este papel se me había escapado por completo, por su aspecto externo parecía indicar que trataba de temas afines: oscilaciones eléctricas, en particular se trataba de las figuras de Lichtenberg; además no parecía haber llamado la atención a pesar de la importancia de su contenido. En el apéndice a mi papel reconocí la prioridad de Herr von Bezold en todas las observaciones. Aquí, en vez del mencionado apéndice,

incluyo esta comunicación, con el consentimiento de Herr von Bezold, que actualmente es de interés más inmediato. ¿No es sorprendente que unos resultados de tal importancia no tuvieran una gran influencia en el progreso de la ciencia? Tal vez el hecho que Herr von Bezold hiciera su comunicado como un preliminar tenga algo que ver con todo esto.

Se me permitirá añadir el excelente trabajo de dos colegas ingleses que en ese mismo momento se esforzaban con el mismo fin. En el mismo año que estaba haciendo mis investigaciones, en Liverpool el profesor Oliver Lodge investigaba la teoría de los conductores de los pararrayos, y relacionado con esto hizo una serie de experimentos sobre la descarga de pequeños condensadores que le llevaron a observar oscilaciones y ondas en los hilos. A la vista que aceptaba por completo el punto de vista de Maxwell y se esforzaba por verificarlos, no hay duda que de no haberme anticipado yo, él habría conseguido observar las ondas en el aire, y demostrar también la propagación temporal de una fuerza eléctrica. En Dublín, el profesor Fitzgerald había predicho hace unos años, gracias a la teoría, la posibilidad de estas ondas, y había descubierto las condiciones para producirlas. Mis experimentos no se vieron influidos por las investigaciones de estos físicos, ya que únicamente tuve noticias de ellos a posterior. Ni creo tampoco que hubiera sido posible llegar al conocimiento de este fenómeno sólo con la teoría. Nuestra puesta en escena no depende tan sólo de su posibilidad teórica, sino también de una propiedad especial y sorprendente de la chispa eléctrica que no podía prever ninguna teoría.

Por medio de los experimentos previamente mencionados he conseguido obtener un método para excitar perturbaciones eléctricas de una rapidez muy superior a las que habían estado a disposición de los físicos hasta entonces. Pero antes de poder aplicar este método para investigar el comportamiento de los aisladores, tenía que terminar todavía otra investigación. Poco después de comenzar los experimentos me tropecé con una fuerte acción recíproca entre chispas eléctricas simultáneas. No tenía intención alguna que este fenómeno distrajera mi atención del objetivo principal, pero era tan claro y desconcertante que no podía pasarlo por alto. Además, durante algún tiempo me hizo dudar que no se tratara de alguna nueva forma de acción

eléctrica a distancia. El que esta acción se debiera a la luz parecía estar excluida por el hecho que las placas de vidrio la eliminaban, y naturalmente durante un tiempo experimenté con placas de cristal de roca. Tan pronto descubrí que se trataba simplemente de un efecto de la luz ultravioleta, dejé esta investigación y me dirigí directamente a la cuestión principal. Debido a que el fenómeno tiene una cierta relación con la investigación de las oscilaciones, he reimpresso la comunicación relacionada (“Sobre un efecto de la luz ultravioleta en la descarga eléctrica”) como el cuarto de estos papeles. Otras investigaciones, en especial de Herren Righi, Hallwachs, Elster y Geitel, han ayudado a conocer con más precisión este fenómeno, sin embargo todavía no se han descubierto totalmente los mecanismos de ello.

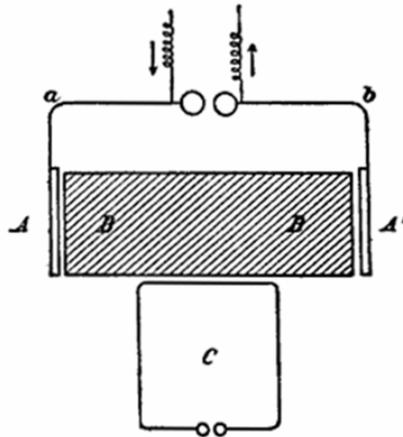


Fig. 1.

Pasé el verano de 1887 en estériles intentos para establecer la influencia electromagnética de los aislantes ayudándome de esta nueva clase de oscilaciones. El método más sencillo era determinar el efecto de los dieléctricos sobre la posición del punto neutral en un circuito. Pero en este caso debía incluir las fuerzas electrostáticas, aunque el problema consistía precisamente en investigar tan sólo la inducción electromagnética. Adopté el siguiente plan: —El conductor primario (Se supone que el lector está familiarizado con los referidos papeles) tiene la forma indicada en la Fig. 1; entre las placas *A* y *A'* se introduce un bloque *BB* de

azufre o parafina, y después se saca rápidamente. Coloqué el conductor secundario C en la misma posición respecto al primario, como antes (la única posición que había tenido en cuenta), y esperaba que cuando estuviera el bloque en su sitio se obtendrían chispas más potentes en el secundario, y cuando se sacara el bloque sólo se obtuvieran chispas más débiles. Esto último se basaba en la suposición de que las fuerzas electrostáticas no podían inducir ninguna chispa en el circuito cerrado C , ya que estas fuerzas tienen un potencial, se deduce esto del hecho que la integral de un circuito prácticamente cerrado es sumamente pequeña. Por esta razón, en ausencia del aislador sólo hay que considerar el efecto inductivo del hilo más distante a b . Es experimento se vio frustrado por la aparición constante de chispas fuertes en el conductor secundario, por tanto el efecto de refuerzo o debilitamiento que debía ejercer el aislante no debía ser muy importante. Poco a poco comencé a ver claro que no se podía aplicar en este caso la ley que había establecido como base de mi experimento; debido a la rapidez del movimiento incluso las fuerzas que tienen un potencial pequeño son capaces de inducir chispas en el conductor cercano; y en general, se ha de tener el mayor cuidado para aplicar las ideas y leyes generales que son la base de las teorías eléctricas normales. Estas leyes están relacionadas con los estados estático o estacionario; sin embargo yo tenía un estado completamente variable. Me di cuenta de que en un sentido estaba atacando directamente el problema. Seguía habiendo un número infinito de otras posiciones del secundario respecto al conductor primario, y tal vez se encontrara alguna posición favorable para mi propósito. Primero tenía que examinar estas diversas posiciones. De esta forma descubrí el fenómeno que se describe en el quinto papel (“Sobre la acción de una oscilación eléctrica rectilínea en un circuito cercano”), y me sorprendió su variedad y regularidad. Desentrañar y localizar este fenómeno extremadamente ordenado resultó un gran placer. El papel no incluye todos los detalles descubiertos, quien quiera extender los experimentos a otras formas de conductores descubrirá que la tarea no es ingrata. Las observaciones a distancias mayores probablemente son poco precisas, ya que se ven afectadas por la influencia de reflexiones que no se sospechaban en ese momento. En especial me sorprendió el continuo aumento de la distancia a la que podía

percibir la acción, hasta ese momento la creencia general era que las fuerzas eléctricas decrecen según las leyes newtonianas, y por tanto tienden rápidamente a cero a medida que aumenta la distancia.

Durante el curso de esta investigación me aseguré de otras posiciones del conductor secundario en al acercar un aislador, se podían hacer aparecer o desaparecer las chispas en vez de alterar sencillamente su tamaño. El problema que estaba investigando se resuelve directamente de la forma descrita en el sexto papel (“Sobre los efectos electromagnéticos producidos por las perturbaciones eléctricas en los aislantes”). El 10 de Noviembre de 1887 pude informar a la Academia de Berlín del éxito de mis trabajos.

El problema particular de la Academia que me había guiado fue propuesto en su momento por Herr von Helmholtz de la siguiente forma: –Si partimos de las leyes electromagnéticas que se aceptaban de forma general en 1879, y hacemos algunas suposiciones, podemos llegar a las ecuaciones de la teoría de Maxwell que en ese momento (en Alemania) no eran aceptadas por completo. Estos supuestos son: primero, los cambios de polarización dieléctrica en los no conductores producen la misma fuerza electromagnética que las corrientes equivalentes; segundo, estas fuerzas electromagnéticas, al igual que las electrostáticas pueden polarizar a los dieléctricos; tercero, en todos estos aspectos el aire y el espacio vacío son similares a cualquier otro dieléctrico. En la última parte de su papel (“Sobre las ecuaciones del movimiento de la electricidad en los conductores”), (v. Helmholtz, *Ges. Abhandl.* 1. p. 545) von Helmholtz deduce las ecuaciones de Maxwell desde puntos de vista antiguos y a partir de hipótesis que son equivalentes a las anteriores. Parece poco razonable el problema de tener tres hipótesis y establecer la veracidad de toda la teoría de Maxwell; por esta razón la Academia solicitó la confirmación de las dos primeras.

Ahora vamos a ver cómo demostré ser correcta la primera suposición. La segunda me llevó algún tiempo solucionarla. La prueba parecía ser prácticamente imposible; y por tanto preparé unos anillos cerrados de parafina. Pero mientras estaba trabajando en ello se me ocurrió que el punto central de la nueva teoría no residía en las consecuencias de las dos primeras

hipótesis. Parecía ser que si esto era correcto para cualquier aislante, también se tendría que las ondas predichas por Maxwell se pueden propagar en ese aislante con una velocidad definida, que tal vez fuera muy diferente de la velocidad de la luz. Me di cuenta que la tercera hipótesis tenía un significado especial en las ideas de Faraday, y por ende para las de Maxwell, y ese fue el aliciente que me hizo llegar hasta el final. No vi ningún modo de comprobar por separado la primera y segunda hipótesis para el aire (Las expresiones aire (*Lufttaun*) y espacio vacío (*leerer Baum*) se usan como sinónimos, ya que la influencia del aire en los experimentos es despreciable), ambas hipótesis se demostrarían simultáneamente si se podía demostrar una velocidad finita de propagación de las ondas en el aire. Sin duda fracasaron algunos de los primeros experimentos en esta dirección; nos referiremos a ellos en el papel adecuado, ya que se hicieron a cortas distancias. Pero entre tanto conseguí detectar la acción inductiva a distancias superiores a 12 metros. A esta distancia debía de haberse invertido más de una vez la fase del movimiento; sólo hacía falta detectar y demostrar esta inversión. Este fue el plan que concebí y describí en esta investigación “Sobre la velocidad finita de propagación de las acciones electromagnéticas”. El primer paso que debía emprender era fácil. Tendí hilos en línea recta donde se produjeron asombrosamente ondas estacionarias con nodos y antinodos, y por este medio me fue posible determinar la longitud de onda y el cambio de fase a lo largo del hilo. No hubo dificultad alguna para producir interferencias entre la acción que había viajado a lo largo del hilo y la que había viajado a lo largo del aire, y comparar sus fases. Si ambas acciones se propagaban, como esperaba, con la misma velocidad finita, todas las acciones se interferirían con la misma fase. Un sencillo experimento, que gracias a la experiencia que había acumulado podría hacer en una hora, debía decidir esta cuestión y llevarme inmediatamente al objetivo final. Pero cuando dispuse todos los aparatos y llevé a cabo el experimento, observé que la fase de la interferencia era muy diferente a diferentes distancias, y las alternancias correspondían a una velocidad de propagación infinita en el aire. Abatido, seguí haciendo experimentos. Pasaron algunas semanas antes de poder avanzar un paso. Reflexioné que era muy importante que la fuerza eléctrica se propagara con una velocidad infinita, y que la teoría de Maxwell fuera falsa, como parecía

ser, pero por otra parte, esta teoría era correcta, siempre que el resultado obtenido fuera una velocidad definida. Por tanto confirmé con el mayor esmero, y sin hacer caso al resultado final, el fenómeno observado: las conclusiones a las que llegué se exponen en el papel. Cuando procedí a considerar con más cuidado estos resultados, vi que la secuencia de interferencias no se armonizaba con la hipótesis de una velocidad de propagación infinita; era necesario suponer una velocidad finita en el aire, pero mayor que en el hilo. Como expongo en el papel, avancé para armonizar las diferentes posibilidades, y aunque me parecía improbable esta diferencia de las velocidades, no veía razón alguna para desconfiar de los experimentos. No era imposible que el movimiento en el hilo se viera retardado por causas desconocidas, por ejemplo, una inercia esencial de la electricidad libre.

Entro en todos estos detalles para que el lector se convenza de que mi deseo no era establecer simplemente una idea preconcebida de la forma más conveniente por medio de una interpretación de los experimentos. Al contrario, había preparado con el mayor esmero posible estos experimentos (no de la forma más fácil), aunque fueran opuestos a mis ideas preconcebidas. Con eso me hubiera dado por satisfecho. Esta investigación no resultaba de mi agrado. En vez de llegar al objetivo final con poco esfuerzo, había trazado un plan para poder hacerlo, y que me daba la sensación de ser más difícil, y que al final había cometido algún error.

En primer lugar, esta investigación estaba contaminada por un error de cálculo. El tiempo de oscilación estaba sobrestimado en una relación de $\sqrt{2}:1$. M. Poincaré fue el primero en indicarme este error (H. Poincaré, *Comptes Rendus*, 111. p. 322). De hecho, este error afecta a la forma de la investigación más que a la sustancia. Mi seguridad con la exactitud del cálculo se debía principalmente al supuesto acuerdo entre los experimentos de Siemens y Fizeau con el mío propio (Ver la anotación al final de la segunda parte de este papel (p. 114) Si hubiera usado el valor correcto de capacidad, observaría la discrepancia entre el cálculo y el experimento, y de haber tenido poca confianza en el cálculo, se habría visto alterada la investigación, pero el punto principal hubiera seguido inalterado.

En segundo lugar (y este es el punto más importante), una de las conclusiones principales de la investigación es que apenas puede tomarse como correcta, a saber, la velocidad en el aire y en el hilo son diferentes. El conocer más y más a las ondas en los hilos, en vez de confirmar este resultado tendían a hacerlo cada vez más improbable. Parecía claro que si el experimento se repetía correctamente, y sin ninguna causa que interfiriera, debía proporcionar con gran exactitud el resultado esperado desde el principio. No hay duda que tenía que haber cambiado el signo de la fase de la interferencia (cosa que no había previsto); pero la interferencia no debía haber mostrado un segundo cambio de signo; y los experimentos indicaban esto sin excepción. No era fácil indicar una causa que pudieran imitar el efecto de una diferencia de velocidad; pero tampoco había razón alguna para no admitir tal posibilidad. Mientras preparaba los experimentos nunca sospeché la influencia que podrían tener las paredes. Recuerdo que el hilo por el que viajaban las ondas pasaba cerca de una estufa de hierro, tan sólo a 1,5 metros. Esto podía afectar, y al actuar siempre en el mismo punto, podía presentar un segundo cambio de fase de la interferencia. Esto me llenó de esperanza y decidí repetir estos experimentos en condiciones más favorables, por ejemplo, en una habitación lo más grande posible. Si el plan era correcto, como pensaba, cuando lo repitiera correctamente, obtendría el resultado que había estado esperando desde el principio; tendría la prueba sin medir la velocidad de propagación finita de las ondas en el aire, y al mismo tiempo la igualdad entre esta y la velocidad de las ondas en el hilo.

También debo mencionar algunas consideraciones que reforzaron mi convicción de que las ondas en los hilos sufren algún retardo. Si las ondas corren por el hilo a la misma velocidad que en el aire, las líneas de fuerza eléctrica deben ser perpendiculares al hilo. Por tanto, un hilo recto atravesado por ondas no debe ejercer ninguna acción inductiva sobre un hilo paralelo cercano. Pero descubrí que había una acción, aunque débil. Concluí que las líneas de fuerza no eran completamente paralelas al hilo, y que la velocidad de las ondas no era la misma que la luz. Además, si las líneas de fuerza fueran perpendiculares al hilo, se podría demostrar por cálculo que la energía propagada por una onda en un hilo se volvía logarítmicamente

infinita. Por tanto concluí que tal onda era *a priori* imposible. Finalmente, me pareció que no debía afectar a la velocidad de propagación en un conductor recto, bien fuera el hilo liso, con proyecciones laterales, trenzado, o en espiral con pequeñas espirales, siempre que estos desvíos de la línea recta fueran pequeños comparados con la longitud de onda, y que no se tuviera en consideración su resistencia. Sin embargo observé que todas estas alteraciones producían un efecto marcado en la velocidad. Por tanto concluí que había alguna causa oscura que causaba un retardo, y que también se dejaba notar en los hilos lisos. En aquel momento estas y otras razones me parecieron de suficiente peso; pero me satisface con indicar sin ninguna reserva que había una diferencia entre las velocidades, y considerar este resultado como uno de los resultados más interesantes de mis experimentos. No tardé en descubrir lo que parecía ser una confirmación de mi opinión, y que en aquel momento fue muy bienvenida.

Mientras investigaba la acción de mi oscilación primaria a grandes distancias, llegué a observar algo parecido a sombras detrás de las masas conductoras, y esto no me sorprendió. Más tarde me di cuenta de un refuerzo peculiar de la acción de las masas conductoras y de las paredes de la habitación. Al principio se me ocurrió que este refuerzo podía provenir por una especie de reflexión de la fuerza eléctrica en las masas conductoras, pero aunque estaba familiarizado con la teoría de Maxwell, esta idea me era inadmisible –estaba en completo desacuerdo con la concepción de la corriente y de la fuerza eléctrica. Pero cuando establecí la existencia de las ondas, volví a la explicación que había abandonado al principio, y llegué al fenómeno que se describe en mi papel “Sobre las ondas electromagnéticas en el aire y su reflexión”. No ha surgido ninguna objeción contra la parte cualitativa de esta investigación –los experimentos se han repetido frecuentemente y siempre lo han confirmado. Pero la parte de la investigación relacionada con las mediciones es dudosa, y a la vista que lleva al resultado inaceptable de que la velocidad en el aire es considerablemente mayor que la de las ondas en los hilos. Suponiendo que este resultado sea incorrecto, ¿cómo explicar el error que subyace en él? La verdad es que no se debe simplemente a una observación imprecisa. Tal vez el error de observación sea de un decímetro,

pero no de un metro. Sólo podía atribuir este error a unas condiciones especiales de resonancia de la habitación empleada. Es posible que suscite una vibración natural, y tal vez se observen los nodos de esta vibración en vez de observar los nodos de las ondas del conductor primario. Realmente hay una diferencia sustancial entre las distancias de los nodos en el aire y la longitud de onda en los hilos que medí. Me llamó la atención en especial sobre si esta diferencia era real o no. Hasta donde indicaba la primera serie de experimentos, se podía interpretar a partir de los resultados experimentales que yo podía haber estado influenciado por el deseo de establecer un acuerdo entre las dos series de medidas. Hice retroceder el primer nodo a cierta distancia detrás de la pared, y de los experimentos no se podía deducir la cantidad exacta. De haber deseado combinar los experimentos, debía de haber sido capaz de calcular la relación de velocidades, que podía estar cerca de la unidad; pero no podía inferir que las velocidades fueran iguales.

Si los experimentos que había hecho hasta ese momento estaban todos de acuerdo en indicar una diferencia de velocidades, era natural preguntarse por las razones, lo que me indujo a pensar que había fuentes de error desconocidas en los experimentos en lugar de contentarme con la diferencia de velocidades. ¿Esta es la objeción que surge en varios puntos sobre la falta de acuerdo entre los resultados y la teoría? La verdad es que no. La teoría era conocida en ese momento; y además, estaba subordinada a los experimentos. ¿El experimento hecho por Herr Lecher está relacionado con ello? (E. Lecher, *Eine Studie ubre elektrische Resonanzerscheinungen*, *Wied. Ann.* 11. p. 850). Yo lo negaba, aunque reconocía plenamente el valor de los trabajos que había hecho Herr Lecher en esta dirección. Al trabajar con sus resultados Herr Lecher asume que los cálculos son correctos, y por tanto la teoría también es correcta en cierto sentido. (Esto mismo sigue siendo válido para los trabajos publicados recientemente por M. Blondlot, *C.R.* 113. p. 628 (cp. Nota 15 al final del libro). También están los resultados de MM. Sarasin y de la Rive (E. Sarasin y L. de la Rive, *Comptes Rendus*, 112. p. 658), que repitieron con cuidado los experimentos y llegaron a conclusiones que están en completo acuerdo con la teoría. Los físicos de Génova trabajaban en una habitación mucho más pequeña que la mía; la mayor distancia a la que podían trabajar era tan sólo de 10

metros, y las ondas no se podían desarrollar con libertad incluso a esta distancia. Su espejo tenía tan sólo 2,8 m de altura. El gran esmero con que hicieron sus observaciones no estaba compensado por el efecto desfavorable de la habitación. Por otra parte, en mis experimentos las ondas podían recorrer libremente 15 metros. Mi espejo tenía 4 m de altura. Si la decisión residía únicamente en los experimentos, no les podía atribuir más peso que los de Sarasin y de la Riva (Mr. Trouton, en una habitación cuyas dimensiones no da con exactitud, encontró, al igual que yo, que la longitud de onda de mi conductor primario en el aire era de 10 metros, *Nature*, 39. p. 391). Hasta ese momento decía que no. Pero la verdad es que los experimentos de Génova demostraban que mis experimentos estaban sujetos a variaciones locales; ello demuestra que el fenómeno es diferente si las paredes y habitaciones son diferentes, y también que bajo ciertas condiciones las longitudes de onda tienen los valores indicados por la teoría. Pero si los experimentos dan información que es ambigua y contradictoria, es obvio que contiene fuentes de error no conocidas; y por tanto no pueden emplearse como argumento contra una teoría que se apoya con tantas razones basadas en la probabilidad. Por tanto los experimentos de Génova disminuyen mi fuerza, y equilibran el balance de las probabilidades hacia el lado teórico.

Pero, debe reconocerse las razones que me decidieron de forma indirecta. Cuando creí que había un cierto retardo de las ondas en los hilos, quise descubrir la causa de este retardo, y encontrar cambios graduales en este valor. No lo conseguí. No observé tal cambio, y a medida que contaba con más experiencia, en vez de buscar una explicación, me encontré con discrepancias hasta que al final me pareció irresoluble, y todas mis esperanzas se centraron en demostrar la corrección de mi primera observación. Mi propio descubrimiento, que en las ondas cortas prácticamente desaparecía esta diferencia entre las velocidades, tendía en la misma dirección. Antes que ninguno de mis colegas hubiera atacado esta cuestión, había establecido mi opinión con las siguientes palabras: (*Archives de Geneve* (3), 21. p. 302) –“Observo que en las ondas largas, la longitud de onda es mayor en el aire que en los hilos, mientras que en las ondas cortas parecen ser prácticamente iguales. Este resultado es tan sorprendente que no lo puedo tomar como verdadero. Debe aguardarse la decisión hasta que haga más experimentos”. Los

únicos experimentos del tipo que he referido son los hechos por MM. Sarasin y de la Rive; además se habían hecho en habitaciones pequeñas, por lo que deben considerarse más bien como una confirmación de la segunda parte de mi declaración que como una confirmación de la primera parte. Me parecía que faltaban experimentos decisivos para ondas largas (a partir de lo escrito, este deseo se ha visto ampliamente satisfecho con los experimentos de MM. Sarasin y de la Rive que han hecho en el salón de Obras Hidráulicas del Rona en Génova (ver *Archives de Geneve*, 29. pp. 358 y 441) Estos experimentos demostraron la igualdad de la velocidad en el aire y en los hilos, y por tanto establecieron el completo acuerdo entre el experimento y la teoría. Considero estos experimentos como concluyentes, y me remití a ellos con gran presteza dudando entre observar experimentos que no fueran superiores a los míos. Tengo el gusto de agradecer a MM. Sarasin y de la Rive por la gran bondad que demostraron en toda la controversia que se ha decidido actualmente a su favor) No hay duda alguna que decidieron a favor de la igualdad de velocidad en todos los casos.

Tal vez se pregunte el lector por qué no avancé para resolver mis dudas repitiendo los experimentos. Lo cierto es que repetí los experimentos, pero sólo encontré, como esperaba, que una simple repetición bajo las mismas condiciones no eliminaba las dudas, sino más bien las aumentaba. Sólo se podía llegar a una decisión definida por medio de experimentos hechos bajo condiciones más favorables. Condiciones más favorables son habitaciones más grandes, que no tenía a mi disposición. Acentúo que por mucho cuidado que se tenga en las observaciones, no se pueden hacer si falta espacio. Si se emplean ondas largas no se pueden observar con claridad.

Los experimentos descritos sobre la reflexión de las ondas terminaron en Marzo de 1888. Ese mismo mes intenté, reflejarlas en una superficie curvada para evitar la dispersión. Construí para mi oscilador grande un espejo parabólico de 2 metros de apertura y 4 metros de alto. Contrariamente a lo esperado, observé que la acción era muy débil. El gran espejo actuaba como una pantalla que rodeara al oscilador. Concluí que la longitud de onda de la oscilación era demasiado grande en comparación con la longitud focal del espejo. Una reducción moderada del tamaño del conductor primario no mejoró los resultados. Por esta razón intenté trabajar con un conductor que fuera geoméricamente similar al grande, pero más pequeño en

la relación 10:1. Quizás no seguí lo suficiente, de todas formas fracasé en ese momento en el intento de producir y observar esas oscilaciones cortas, y abandoné esos experimentos para dedicar mi atención a otras cosas.

En primer lugar, era importante diseñar un tratamiento teórico claro de los experimentos. En las investigaciones indicadas hasta ahora, los experimentos se interpretan desde el punto de vista que tomé tras estudiar los papeles de Helmholtz (v. Helmholtz. *Ges. Abhandl.* 1. p. 545). En esos papeles Herr v. Helmholtz distingue entre dos formas de fuerza eléctrica –la electromagnética y la electrostática a las que, hasta que la experiencia demostró lo contrario, se atribuían dos velocidades diferentes. La verdad que no era incorrecto interpretar los experimentos desde este punto de vista, pero parecía excesivamente complicado. En un caso límite especial la teoría de Helmholtz se simplifica bastante, y sus ecuaciones se convierten en la teoría de Maxwell, sólo permanece una fuerza, y esta se propaga con la velocidad de la luz. Tenía que seguir con los experimentos que no concordaban con la teoría de Maxwell. Tuve éxito. Los resultados de los cálculos se dan en el papel “Las fuerzas de las oscilaciones eléctricas, según la teoría de Maxwell”. La parte de la investigación relacionada con las interferencias entre las ondas en el aire y en los hilos podía adaptarse sin dificultad a cualquier otra interferencia que resultara de experimentos más completos. Siguiendo las discusiones teóricas, continué los trabajos experimentales, enfocándome más en las ondas en los hilos. Al hacer esto, mi objetivo primario era averiguar la causa del supuesto retardo de estas ondas. Segundo, deseaba comprobar la exactitud del punto de vista según el cual la acción de las ondas no se encuentra en el interior del conductor, sino más bien en el espacio que le rodea. Hice pasar las ondas en el espacio entre dos hilos, entre dos placas, y en espacios tubulares en vez de seguir a lo largo de un hilo; y con varios aislantes interpuestos en vez de emplear diferentes metales. La investigación sobre “La propagación de las ondas eléctricas por medio de hilos” se hizo, en su mayor parte en el verano de 1888, aunque se completó y publicó más tarde.

En otoño me llamó la atención un fenómeno singular en los experimentos con hilos. Para investigar las ondas en el pequeño espacio entre dos hilos empleé dos resonadores de pequeñas

dimensiones externas, y me ocupé en sintonizarlos. Observé que obtenía diferentes nodos en el extremo de los hilos incluso cuando usaba resonadores demasiado pequeños. Aunque reduje el tamaño de los círculos a unos pocos centímetros de diámetro seguía obteniendo nodos; estos se encontraban situados a poca distancia del extremo de los hilos, y pude observar ondas de una longitud tan pequeña como 12 cm. Este cambio me situó en el camino, hasta entonces desconocido, de las ondas cortas. Una vez que seguí este camino, pronto conseguí encontrar una forma para el conductor primario que se podía usar con los resonadores pequeños.

No presté especial atención al fenómeno que me llevó a observar las ondas cortas; y no se presentó ninguna ocasión adecuada para hacerlo, no lo menciono en mis papeles. Se trataba de un caso especial que descubrió más tarde MM. Sarasin y de la Rive (E. Sarasin y L. de la Rive, *Arch. De Geneve* (3), p. 113, 1890), llamado Resonancia Múltiple, y se explica diciendo que el conductor primario no posee ningún periodo de oscilación definido, sino que entrega simultáneamente toda oscilación posible entre amplios límites. Si presté poca atención a este fenómeno, fue en parte a causa de que estaba ocupado en otras investigaciones. En parte se debe al hecho que desde el comienzo había partido con una interpretación concebida del fenómeno que daba escaso interés a la interpretación de MM. Sarasin y de la Rive. Consideré el fenómeno como una consecuencia de la gran amortiguación de la oscilación del primario —una consecuencia necesaria, y que no debía olvidarse. M. Sarasin tuvo la bondad de comunicarme inmediatamente los resultados de su investigación, y le conté mis dudas sobre su explicación de este fenómeno, le di mi propia explicación; pero aunque escuchó mi explicación con la mejor voluntad, no conseguimos llegar a un acuerdo sobre la interpretación del experimento. Con M. H. Poincaré llegamos enseguida a un acuerdo; él ya se había formado una opinión sobre el experimento que era prácticamente idéntica a la mía, y me lo comunicó en una carta. Esta concepción que había desarrollado matemáticamente, y publicada en su libro *Electricité et Optique* (H. Poincaré, *Electricité et Optique*). Herr Bjerknæs ha trabajado de forma simultánea e independiente en estos avances matemáticos. (V. Bjerknæs, *Wied. Ann.* 44. p. 92, 1891). La explicación de MM.

Poincaré y Bjerknæs no tan solo es posible, sino la única posible, como me parece que ha probado Herr Bjerknæs (*Ibid.* 45, p. 513, 1891), que ha aparecido recientemente, y que certifica que la vibración del conductor primario es, de cualquier modo, una primera aproximación, una onda senoidal uniformemente amortiguada de un periodo determinado. Por esta razón las detalladas investigaciones de MM. Sarasin y de la Rive tienen un gran valor para completar nuestro conocimiento en esta parte del trabajo, pero no contradicen ninguna afirmación mía. Los propios autores consideran sus experimentos de esta misma forma. No obstante, estos experimentos han hecho surgir una crítica adversa de mis trabajos por parte de un distinguido físico francés que sin embargo no ha repetido los experimentos. Espero que no se permita que esto sea una causa para criticar (Cornu, *Comptes Rendus*, 110. p. 72. 1890).

Me permito aprovechar esta oportunidad para referirme a las dudas que han suscitado recientemente Herr Hagenbach y Zehnder sobre lo que prueban realmente mis experimentos (E. Hagenbach y L. Zehnder, *Wied Ann.* 43, p. 610, 1891). Tal vez no debería considerar sus trabajos como terminados. Los autores se reservan el derecho de volver a la explicación de la resonancia y la formación de nodos y antinodos en mis experimentos. Pero es precisamente sobre este fenómeno donde se apoyan mis experimentos, y toda la interpretación de ellos.

Después de haber conseguido (como se ha descrito) observar ondas muy cortas, elegí ondas de 30 cm., y repetí con ellas el primero de los experimentos. En contra de lo que yo esperaba, no observé que estas ondas cortas viajaran sobre los hilos a una velocidad próxima a la velocidad en el aire. Al ser más fácil emplear estas ondas cortas libres, no dudo de la exactitud de los resultados. Después de pasar a usar estas ondas cortas, regresé a los experimentos con el reflector cóncavo. Ya no podía disponer del viejo reflector grande, de modo que tuve que conseguir uno más pequeño, de 2 m de alto y poco más de 1 m de apertura. Funcionó tan bien que después de la primera prueba, no tan sólo pedí un segundo reflector cóncavo, sino también una superficie reflectora plana y un gran prisma. Los experimentos que se describen en el papel "Sobre la radiación eléctrica" se siguieron uno tras otro en rápida sucesión, y sin dificultad; estaban preparados y se habían considerado desde mucho antes, con

excepción de los experimentos de polarización, que sólo se me ocurrieron durante el progreso de los trabajos. Estos experimentos con espejos cóncavos llamaron inmediatamente la atención; se han repetido y confirmado frecuentemente. La aprobación que han recibido ha excedido en mucho mis expectativas (Estos experimentos han dado pie a la conferencia “Sobre las relaciones entre la luz y la electricidad”, que pronuncié en el *Naturforscherversammlung* en Heidelberg en 1899, en la que di una narración general de mis experimentos de una forma popular (publicado por E. Strauss, Bonn). Una parte considerable de esta aprobación se debe a razones de filosofía natural. Ha hecho aparecer la vieja cuestión sobre la posibilidad y naturaleza de fuerzas que actúen a distancia. La preponderancia de tales fuerzas en la teoría ha sido sancionada desde hace largo tiempo por la ciencia, pero el sentido común siempre las ha aceptado sin relucencia; en el dominio de la electricidad estas fuerzas parecen haber sido destronadas por medio de simples y sorprendentes experimentos.

Creo que en los últimos experimentos mencionados mi investigación ha sido, en cierto sentido, su final, pero creo que todavía aguarda una cosa. Los experimentos se relacionan únicamente con la propagación de la fuerza eléctrica. Sería deseable mostrar cómo la fuerza magnética también se propaga con una velocidad finita. Según la teoría, para ello no es necesario producir ondas magnéticas; las ondas eléctricas son al mismo tiempo ondas de fuerza magnética; lo único importante es realmente detectar en estas ondas la fuerza magnética en medio de la fuerza eléctrica. Espero que esto permita observar las fuerzas mecánicas que ejercen las ondas sobre conductores en forma de anillo. Entre otras razones, estos experimentos se planearon y llevaron a cabo hace poco tiempo y de forma incompleta; se describen en la última investigación experimental “Sobre la acción mecánica de las ondas eléctricas en los hilos”.

Echemos ahora un vistazo a los experimentos sobre la propagación temporal de una supuesta acción a distancia como se probó por primera vez. Esto forma el resultado filosófico de los experimentos; y, además, en cierto sentido, el resultado más importante. La prueba incluye un reconocimiento del hecho que las fuerzas eléctricas se pueden despegar de los cuerpos materiales, y pueden continuar como condiciones o cambios de estado en el espacio. Además los detalles de los experimentos

demuestran la manera particular en que la fuerza eléctrica al propagarse exhibe una gran analogía con la propagación de la luz, se comporta de forma prácticamente idéntica (La analogía no consiste únicamente en sus velocidades más o menos parecidas. La velocidad, prácticamente igual es tan sólo un elemento entre otros muchos). De esta forma es muy probable la hipótesis de que la luz es un fenómeno eléctrico. Dar una prueba estricta de esta hipótesis exige experimentos con la misma luz. Hemos de decir que lo que se ha conseguido en los experimentos ha sido independiente de la exactitud de teorías en particular. No obstante, hay una conexión obvia entre los experimentos y la teoría junto con lo que significa realmente. La ciencia dispone desde 1861 de la teoría de Maxwell construida sobre los puntos de vista de Faraday, y que podemos llamar teoría de Faraday–Maxwell. Esta teoría confirma positivamente la posibilidad de la clase de fenómenos descubiertos que niegan las restantes teorías eléctricas. Por esta razón la teoría de Maxwell sobrepasa a todas las demás en elegancia y en la abundancia de relaciones entre los diversos fenómenos que incluye. La posibilidad de esta teoría, y por tanto del número de sus adherentes, aumenta de año en año. Pero la teoría de Maxwell depende únicamente de la probabilidad de sus resultados, y no de sus hipótesis, y no puede desplazar totalmente las teorías que se oponen a ella. La hipótesis fundamental de la teoría de Maxwell contradice el punto de vista normal, y no descansa sobre la evidencia de los experimentos decisivos. Con relación a esto podemos caracterizar mejor este objetivo y los resultados de nuestros experimentos diciendo: El objetivo de estos experimentos era probar la hipótesis fundamental de la teoría Faraday–Maxwell, y el resultado de los experimentos confirman la hipótesis fundamental de la teoría.

B. Teórica

Para ser más preciso, ¿qué es lo que llamamos teoría de Faraday–Maxwell? Maxwell nos ha legado un gran tratado sobre electricidad y magnetismo; por esta razón se podría decir que la teoría de Maxwell es la única que se propone es este trabajo. Pero esta respuesta apenas la puede considerar satisfactoria la mayoría de científicos que han tratado de cerca de esta cuestión.

Muchos hombres se han dedicado con gran celo al estudio de la obra de Maxwell, y aunque no hayan tropezado con dificultades matemáticas, se han visto obligados a abandonar toda esperanza de formarse una concepción consistente de las ideas de Maxwell. Tampoco me ha ido mejor a mí. No obstante aunque siento la mayor de las admiraciones por las concepciones matemáticas de Maxwell, no siempre he tenido la sensación de llegar a comprender el significado físico de sus ideas. Por esta razón no me ha sido posible usar el libro de Maxwell para guiar directamente mis experimentos. Más bien me he guiado por la obra de Helmholtz, como puede verse en la forma que he preparado los experimentos. Pero desgraciadamente, en el caso límite especial de la teoría de Helmholtz que lleva a las ecuaciones de Maxwell, y por medio de los experimentos indicados desaparece la base teórica de Helmholtz, y además siempre que no se haga caso a la acción a distancia. Por tanto he tenido que formarme las concepciones físicas necesarias de forma consistente, comenzando con las ecuaciones de Maxwell, pero simplificando lo más posible la teoría de Maxwell, eliminando o simplemente excluyendo las partes que pueden evitarse, siempre que no afecten a ningún fenómeno posible. Esto explica por qué se escribieron los dos papeles teóricos (que están al final de esta colección). Por tanto la representación de la teoría de Maxwell se representa como el caso límite de la teoría de Helmholtz, y su representación en las disertaciones presentes –sin embargo con diferente forma– tienen sustancialmente el mismo significado. Este significado común de diferentes modos de representación (y sin duda alguna se pueden encontrar otros) me parece ser lo más importante de la obra de Maxwell. Es decir, no las concepciones o métodos peculiares de Maxwell, que designaría como teoría de Maxwell. Así ante la pregunta ¿"qué es la teoría de Maxwell"? no puedo dar más que la siguiente respuesta –la teoría de Maxwell es el sistema de ecuaciones de Maxwell. Toda teoría que lleve al mismo sistema de ecuaciones, y que por tanto comprenda el mismo fenómeno posible, lo considero como una forma o caso especial de la teoría de Maxwell; toda teoría que lleve a ecuaciones diferentes, y por tanto a fenómenos diferentes, es una teoría diferente. Por tanto, es tan sólo en este sentido que las dos disertaciones teóricas en el volumen presente pueden considerarse como

representaciones de la teoría de Maxwell. No puede afirmarse que sea una imagen exacta de las ideas de Maxwell. Por el contrario, dudo que incluso Maxwell, si viviera, reconociera esto como una representación de sus ideas en todos los aspectos.

El hecho real es que los diferentes modos de representación hacen que la comprensión adecuada de cualquiera de ellos sea más difícil. Las ideas y concepciones que son semejantes y diferentes pueden simbolizarse del mismo modo en los diferentes modos de representación. Por tanto para una comprensión adecuada de cualquiera de ellos, es esencial comprender cada representación por sí misma sin avanzar en las ideas que pertenecen a otra. Tal vez sea útil a muchos colegas míos explicar brevemente los conceptos fundamentales de las tres representaciones de la teoría de Maxwell a las que me he referido antes. Esto me permitirá explicar, en mi opinión, la especial dificultad de la representación de Maxwell. No estoy de acuerdo en que estas dificultades son de naturaleza matemática.

Cuando vemos a cuerpos que actúan entre sí a distancia, podemos imaginar diversas concepciones de esta acción. Podemos considerar este efecto como una acción a distancia, que atraviesa el espacio, o podemos considerar que esto es la consecuencia de una acción que se propaga de punto a punto en un medio hipotético. En tanto, al aplicar estas concepciones a la electricidad podemos hacer unas distinciones más finas. Podemos pasar de la pura concepción de la atracción directa a la concepción pura de la acción indirecta (*vermittelt*), y podemos distinguir entre cuatro puntos de vista.

Desde el primer punto de vista podemos considerar la atracción de dos cuerpos como una afinidad espiritual entre ellos. La fuerza que ejerce uno está sujeta a la presencia del otro cuerpo. Para que la fuerza se encuentre presente en todos, debe haber al menos presentes dos cuerpos. Un imán sólo obtiene su fuerza cuando se encuentra otro imán en sus cercanías. Esta concepción es una pura concepción de una acción a distancia, la concepción de la ley de Coulomb. En la práctica se ha abandonado en la teoría de la electricidad, pero todavía se sigue empleando en la teoría de la gravitación. La astronomía matemática habla de la atracción entre el Sol y un planeta, pero la atracción en un espacio vacío no importa. Desde el segundo punto de vista seguimos conservando la atracción de los cuerpos

como un tipo de influencia espiritual entre un cuerpo y el otro. Pero aunque admitimos que sólo podemos observar esta acción cuando tenemos al menos dos cuerpos, asumimos también que los cuerpos se esfuerzan continuamente para excitar todos los puntos cercanos con una dirección y magnitud definida, incluso aunque no se encuentren otros cuerpos en su cercanía. Según esta concepción con estas tensiones, que siempre están variando de punto a punto, podemos llenar el espacio cercano. Al mismo tiempo no suponemos que haya cambio alguno en el punto donde se ejerce la acción; el cuerpo actuante es a la vez la entrada y salida de la fuerza. Este es el punto de vista de la teoría potencial. Obviamente es también el punto de vista en ciertos capítulos en la obra de Maxwell, aunque no es el punto de vista de la teoría de Maxwell. Para poder comparar más fácilmente estas concepciones, podemos representar este punto de vista (como en la Fig. 2) como las dos placas opuestas de un condensador cargado. La representación esquemática puede comprenderse fácilmente; sobre las placas podemos ver las electricidades positiva y negativa (como si fueran materiales); la fuerza entre las placas está indicada en la Fig. 2 por flechas. Desde este punto de vista no importa que el espacio entre las placas esté lleno o vacío. Si admitimos la existencia del éter luminífero, y suponemos que se ha retirado del punto *B* del espacio, la fuerza seguirá inalterada en este espacio.

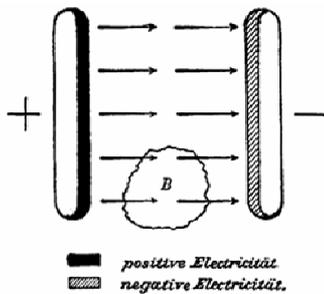


Fig. 2. [II]

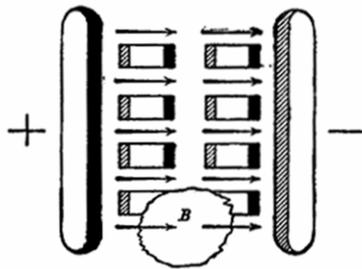


Fig. 3. [IIIa]

El tercer punto de vista mantiene las concepciones del segundo, pero añade una complicación. Supone que la acción de los dos cuerpos independientes no viene determinada únicamente por las fuerzas que actúan directamente a distancia. Más

bien supone que las fuerzas inducen cambios en el espacio (se supone que está vacío), y estos hacen surgir nuevas fuerzas a distancia (*Fernkräften*). Las atracciones entre los dos cuerpos independientes dependen, en parte de su acción directa y en parte de la influencia de los cambios en el medio. El cambio en el propio medio se considera como una polarización eléctrica o magnética de sus partes más pequeñas bajo la influencia de la fuerza actuante. Poisson ha desarrollado este punto de vista respecto al fenómeno estático en el magnetismo, y Mossoti la ha transferido al fenómeno eléctrico. Su desarrollo más general, y su extensión sobre el dominio electromagnético es la teoría de Helmholtz (Al final del papel “Sobre las Ecuaciones del movimiento de la electricidad en los cuerpos conductores y demás”. –*Ges. Abh.* 1, p. 545). La Fig. 3 ilustra este punto de vista para el caso en que el medio juega tan sólo una pequeña parte en la acción resultante. Sobre las placas se puede ver la electricidad libre, y en las partes del dieléctrico están separados los fluidos eléctricos, pero no se pueden divorciar entre sí. Supongamos que el espacio entre las placas contiene únicamente éter luminífero, y supongamos un espacio B vacío de él; las fuerzas permanecerán en este espacio, pero desaparecerá la polarización.

Un caso límite de este modo de concepción es de especial importancia. Como podemos ver en un examen más detallado, podemos saltar de la acción resultante (que es la única que se puede observar) de los cuerpos materiales debido a una influencia de la acción a distancia, y una influencia debido al medio entre ambos. Podemos aumentar la parte de la energía total que se encuentra en los cuerpos electrificados a expensas de la parte que podemos ver en el medio, e inversamente. En el caso límite podemos ver a toda la energía en el medio. Al no haber ninguna energía que corresponda a las electricidades existentes en los conductores, las fuerzas a distancia son infinitamente pequeñas. Pero para esto es necesaria la condición de que no se encuentre electricidad libre. En este caso la electricidad se comporta como un fluido incompresible. Por tanto sólo tenemos corrientes cerradas; y por esta razón surge la posibilidad de extender la teoría a todo tipo de disturbios eléctricos a pesar de nuestra ignorancia de las leyes de las corrientes abiertas.

El tratamiento matemático de este caso límite nos lleva a las ecuaciones de Maxwell. Por tanto podemos llamar a este caso

una forma de la teoría de Maxwell. El caso límite también ha sido indicado por v. Helmholtz. Pero no debe tomarse en el sentido que las ideas físicas se basan en las ideas de Maxwell. La Fig. 4 indica el estado del espacio entre dos placas electrificadas según la concepción de esta teoría. Las fuerzas a distancia son meramente nominales. Sigue estando presente la electricidad en los conductores, y es una parte necesaria de la concepción, pero su acción a distancia se encuentre neutralizada por completo por la electricidad opuesta del medio que se desplaza hacia ellos. La presión que ejerce este medio, debido a la atracción de su electrificación interna, tiende a unir ambas placas. En el espacio vacío *B* sólo se encuentran fuerzas a distancia extremadamente pequeñas.

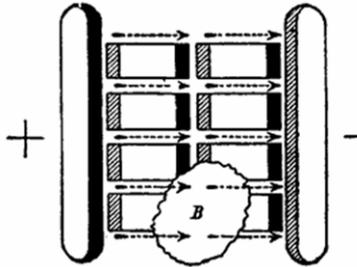


Fig. 4. [IIIb]

El cuarto punto de vista es la pura concepción de acción a través de un medio. Desde este punto de vista reconocemos que los cambios en el espacio supuestos en el tercer punto de vista ocurren realmente, y es por medio de ellos que los cuerpos materiales actúan uno sobre otro. Pero no podemos admitir que estas polarizaciones sean el resultado de fuerzas a distancia; se niega categóricamente la existencia de estas fuerzas; y descartamos la electricidad de que supuestamente proceden estas fuerzas. Consideramos más bien las polarizaciones como lo único que se encuentra presente en la realidad; ellas son la causa de los movimientos de los cuerpos ponderables, y de todos los fenómenos que percibimos como cambios en estos cuerpos. A partir de la explicación de la naturaleza de las polarizaciones, de sus relaciones y efectos, podemos inferir, o incluso buscar las hipótesis mecánicas; pero declinamos el reconocer en las electricidades y fuerzas a distancia que hasta ahora pasaban la

corriente como una explicación satisfactoria de estas relaciones y efectos. Las expresiones electricidad, magnetismo, etc., no tienen valor alguno aparte de ser abreviaturas.

Considerado desde el punto de vista matemático, este cuarto método de tratamiento coincide completamente con el caso límite del tercero. Pero desde el punto de vista físico ambos difieren fundamentalmente. Es imposible negar la existencia de fuerzas a distancia, y al mismo tiempo considerarlas como la causa de las polarizaciones. Cualquier cosa que podamos considerar como “electricidad” desde este punto de vista no es similar a un fluido incompresible. Si consideramos la Fig. 5, que nos presenta simbólicamente este punto de vista, nos sorprenderá otra diferencia. La polarización del espacio está representada por el mismo método simbólico que se ha empleado para discutir el tercer punto de vista. Pero sin embargo en las Fig. 3 y 4 este modo de representación explica la naturaleza de la polarización por medio de la naturaleza de la electricidad (suponiendo que se conozca), lo que nos lleva a considerar el modo de representación como la definición de la naturaleza de una carga eléctrica por medio del estado de polarización del espacio (considerando que se conoce). Todas las partículas del dieléctrico aparecen cargadas en sentido opuesto, como el tercer punto de vista. Si volvemos a eliminar el éter del espacio *B*, no queda nada en este espacio que nos recuerde la perturbación eléctrica cercana.

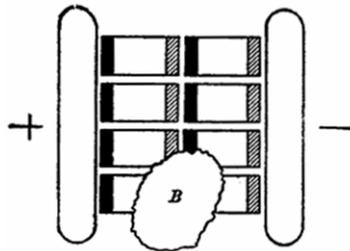


Fig. 5. [IV.]

En mi opinión, este cuarto punto de vista es el punto de vista de Maxwell. Las explicaciones generales de su obra no dejan lugar a duda de que ha querido descartar por completo las fuerzas a distancia. Dice expresamente que si la fuerza de

“desplazamiento” en un dieléctrico se dirige hacia la derecha, debemos imaginar que todas las partículas del dieléctrico están cargadas de electricidad negativa en su parte derecha, y con electricidad positiva en su parte izquierda. Pero no se puede negar que a primera vista aparecen indicaciones de Maxwell que contradicen este punto de vista. Maxwell también supone que existe la electricidad en los conductores; y que esta electricidad se mueve siempre de tal forma que crea corrientes cerradas con el desplazamiento por el dieléctrico. La idea que la electricidad se mueve como un fluido incompresible es la indicación favorita de Maxwell. Pero esta idea no cuadra con las concepciones del cuarto punto de vista; ello lleva a sospechar que Maxwell más bien veía las cosas desde el tercer punto de vista. Mi opinión es que este no es realmente el caso; las contradicciones sólo son aparentes y se deben a equivocaciones con las palabras. Lo siguiente, si no nos equivocamos, es el estado de las cosas: – Maxwell desarrolló originalmente su teoría con la ayuda de concepciones especiales y muy definidas sobre la naturaleza del fenómeno eléctrico. Supuso que los poros del éter y de todos los cuerpos están llenos con un fluido atenuado que, sin embargo, no puede ejercer fuerzas a distancia. En los conductores este fluido se mueve libremente, y su movimiento forma lo que podemos llamar corriente eléctrica. En los aisladores este fluido está confinado en su sitio por medio de fuerzas elásticas, y su “desplazamiento” se considera idéntico a la polarización eléctrica. Al fluido en sí mismo, causa de todos los fenómenos eléctricos, Maxwell le llama “electricidad”. Cuando Maxwell compuso su gran tratado, las hipótesis acumuladas de este primer pensamiento no le cuadraron, o bien descubrió contradicciones y las abandonó. Pero no las eliminó por completo; quedó un número bastante grande de expresiones que se derivaban de sus primeras ideas. Por esta razón, la palabra “electricidad”, en la obra de Maxwell, tiene un doble significado. En primer lugar, la usa (y nosotros también) para denotar una cantidad que puede ser positiva o negativa, y que es el punto de origen de las fuerzas a distancia (o que parece ser). En segundo lugar, denota al fluido hipotético del cual no surgen (o no parece surgir) las fuerzas a distancia, y la cantidad que existe en un espacio dado, bajo cualquier circunstancia, es una cantidad positiva. Si leemos las explicaciones de Maxwell e

interpretamos siempre la palabra “electricidad” de la forma conveniente, desaparecen prácticamente todas las contradicciones que se observan a primera vista. No obstante, debo admitir que no he lo conseguido totalmente, o a mi completa satisfacción; por otra parte, me gustaría hablar con más precisión. (M. Poincaré, en su tratado de Electricidad y Óptica (Vol. I, *Les Theories de Maxwell*), expresa una opinión similar. Herr L. Boltzmann, en su *Vorlesungen über Maxwell's Theorie*, parece, al igual que yo, buscar un desarrollo consistente del sistema de Maxwell en vez de expresar de una forma exacta los pensamientos de Maxwell. Pero no podemos dar una opinión más definida ya que esta obra está sin acabar)

Sea así o no, se ha intentado presentar la teoría de Maxwell desde este cuarto punto de vista en los dos papeles impresos, es decir, el sistema de ecuaciones de Maxwell. Desde el principio he intentado evitar introducir cualquier idea extraña a este punto de vista y que al final hubiera que eliminar. (La expresión fuerza eléctrica en estos papeles es tan sólo otro nombre para el estado de polarización del espacio. Tal vez hubiera sido mejor para evitar equivocaciones que la hubiera sustituido por cualquier otra expresión, como por ejemplo, “intensidad del campo eléctrico”, o *elektrische intensität*, que propone Herr E. Cohn en su papel, que se refiere al mismo tema (*Zur Systematik der Elektrizitätslehre*, *Wie. Ann.* 40, p. 625, 1890). Además he intentado limitar en la exposición lo más posible el número de estas concepciones que se introducen arbitrariamente, y tan sólo se admiten estos elementos que no pueden eliminarse sin alterar al mismo tiempo los posibles resultados experimentales. Es cierto, por tanto, que la teoría toma una apariencia incolora y abstracta. No es particularmente agradable afirmaciones generales como “cambio de estado dirigido”, que usamos para presentar ante nuestros ojos dibujos de átomos electrificados. Esto no es satisfactorio en particular para ver ecuaciones establecidas como resultado directo de la observación y la experimentación, que usamos como pruebas aparentes de las deducciones matemáticas largas. No obstante, creo que no se puede, sin engañarnos a nosotros mismos, sacar mucho más de hechos conocidos por experimentación que sostenidos con los papeles. Si queremos dar más color a la teoría, nada nos impide suplementar todo ello y ayudar a nuestra imaginación con representaciones concretas de las diversas concepciones, como la naturaleza de la polarización eléctrica, la corriente eléctrica, etc. Pero la exactitud científica nos exige que no confundamos de ninguna manera las

fisonomías simples y feas, como las que nos presenta la naturaleza, con las vestimentas alegres que suelen vestir. No podemos cambiar a nuestro albedrío las formas, pero si podemos elegir a placer el corte y color del otro.

Se podrán observar más comentarios sobre los detalles en el final de este libro en forma de notas suplementarias.

II

SOBRE LAS OSCILACIONES ELÉCTRICAS MUY RÁPIDAS

(*Wiedemann's Annalen*, 31, p. 421, 1887)

Las oscilaciones eléctricas de las bobinas de inducción abiertas tienen un periodo de oscilación que se mide en diez-milésimas de segundo. Las vibraciones en las descargas oscilantes de las botellas de Leyden, como las observadas por Feddersen (para más datos leer el *Wied. Ann.* 26, pág. 432, 1885 –Colley–, Ver también la Nota 1 al final de este libro) se suceden una tras otra con una rapidez cientos de veces superior. La teoría admite también la posibilidad de oscilaciones mucho más rápidas en circuitos buenos conductores de hilo abierto, siempre que sus extremos no se encuentren cargados con capacidades grandes; además la misma teoría nos permite elegir las oscilaciones que podemos excitar para permitir su observación. Un fenómeno me hizo pensar que sucedían realmente las oscilaciones de este último, y tenían tal intensidad que se podían observar sus efectos. Otros experimentos confirmaron esto, y he decidido hacer públicos los experimentos que hice y el fenómeno observado. Las oscilaciones con las que he tratado son un centenar de veces más rápidas que las observadas por Feddersen. Su periodo de oscilación –estimado tan sólo teóricamente– es del orden de la cien millonésima de segundo. Por tanto, según este periodo, estas oscilaciones se encuentran en un punto intermedio entre las oscilaciones de los cuerpos materiales y las oscilaciones luminosas en el éter. El principal interés se encuentra en este punto, y en la posibilidad de que unas observaciones más detalladas puedan servir a la teoría de la electrodinámica.

Experimentos preliminares

Si además del chispero normal de las bobinas de inducción, se introduce en el circuito de descarga un chispero micrométrico de Riess, cuyos polos están unidos por medio de un puente largo, la descarga prefiere pasar por el chispero en vez de seguir el camino largo del conductor metálico, siempre que la apertura del chispero no supere cierto límite. Este efecto ya era conocido, y la protección de los descargadores de rayos en las líneas telegráficas se basa en este hecho establecido experimentalmente. Se puede esperar que si el puente metálico es muy corto y de baja resistencia desaparezcan las chispas en el micrómetro. De hecho, cuando se reduce la longitud del puente disminuye la longitud de las chispas que se obtienen, pero difícilmente se pueden hacer desaparecer las chispas por completo. Incluso se siguen observando aunque los terminales del micrómetro se conecten por medio de unos pocos centímetros de hilo de cobre grueso, si bien son extremadamente cortas. Este experimento nos indica que cuando tiene lugar la descarga el potencial a lo largo del circuito puede tener variaciones de varios cientos de voltios, incluso entre una diferencia de unos pocos centímetros; también nos indica de forma indirecta la extraordinaria rapidez de la descarga. Sólo puede considerarse la diferencia de potencial entre las puntas del micrómetro como un efecto de la autoinducción del puente metálico. El tiempo que tarda en cambiar de forma apreciable el potencial de uno de los terminales es del mismo orden que el tiempo que tarda en transmitirse el cambio al otro terminal por medio de un buen conductor. Además, como se supone que la diferencia de potencial entre los terminales del micrómetro está determinada por la resistencia del puente, es posible que la densidad de corriente durante la descarga sea grande. Pero un examen más detenido de las relaciones cuantitativas nos indica que esta suposición es inadmisibles; y el siguiente experimento nos muestra de forma independiente que esta conjetura es inadmisibles. Conectamos los terminales del micrómetro por medio de un buen conductor, p. ej. un hilo de cobre de 2 mm. de diámetro y una longitud de 0,5 m. doblado en forma rectangular; pero no introducimos este circuito en el circuito de descarga de la bobina de inducción, sino que simplemente conectamos un polo de él con cualquier punto del circuito

de descarga por medio de un hilo. (En la Fig. 6 podemos ver el aparato en cuestión; *A* representa esquemáticamente la bobina de inducción, *B* el descargador, y *M* el micrómetro). Observamos inmediatamente, mientras está en funcionamiento la bobina de inducción, que salta en el micrómetro un chorro de chispas que, en condiciones favorables, pueden llegar a tener una longitud de varios milímetros. Este experimento nos indica, en primer lugar, que en el instante que tiene lugar la descarga ocurre una violenta perturbación eléctrica, no tan sólo en el circuito de descarga, sino también en todos los conductores conectados a él. En

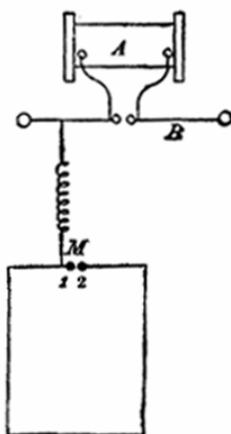


Fig. 6.

segundo lugar, nos muestra más claramente que el experimento anterior que estas perturbaciones son tan rápidas que el tiempo que tardan las ondas eléctricas en recorrer conductores metálicos cortos tiene una importancia apreciable. Este experimento sólo se puede interpretar en el sentido que el cambio de potencial que sigue a la bobina de inducción alcanza el terminal 1 mucho antes que el terminal 2. Este fenómeno puede resultar sorprendente si consideramos que, tal como sabemos, las ondas eléctricas se propagan en los hilos de cobre a una velocidad aproximadamente igual a la luz. Esto me decidió a continuar para determinar las condiciones más favorables para la producción de chispas brillantes en el micrómetro. Para abreviar me referiré a estas chispas como chispas laterales (para distinguirlas de la propia

descarga), y el circuito de descarga del micrómetro como circuito lateral (*Nebenkreis*).

En primer lugar es evidente que se necesitan descargas potentes para observar chispas laterales de varios milímetros. Por esta razón usé en los siguientes experimentos una bobina de Ruhmkorff grande, de 52 cm. de largo y 20 cm. de diámetro, con un interruptor de mercurio y alimentada con seis pilas Bunsen grandes. Con bobinas de inducción más pequeñas se obtienen los mismos resultados, pero las chispas laterales son más cortas y es más difícil observar diferencias entre ellas. También se pueden emplear en vez de una bobina de inducción la descarga de jarras de Leyden o baterías. Además parece ser que usando incluso el mismo aparato se depende en gran medida de la naturaleza de la chispa de excitación del descargador (*B*). Si tiene lugar entre dos puntas, o entre una punta y una placa, sólo se obtienen chispas laterales muy débiles; las descargas en gases a baja presión o en tubos Geissler son también muy poco efectivas. El único tipo de chispa satisfactoria es la que salta entre dos bornes (esferas), y además la distancia no debe ser ni demasiado larga ni demasiado corta. Si es inferior a medio centímetro las chispas laterales son débiles, y si es superior a $1\frac{1}{2}$ centímetro desaparecen por completo.

En el siguiente experimento usé, ya que eran las más adecuadas, chispas de una longitud de tres cuartos de centímetro que saltaban entre dos bornes de 3 cm. de diámetro. Incluso estas chispas no son siempre igual de eficaces, los detalles más insignificantes, y aparentemente sin relación alguna, acaban dando chispas de poca utilidad en vez de chispas activas. Con algo de práctica se puede juzgar por la apariencia y ruido de las chispas si son capaces o no de excitar chispas laterales. Las chispas activas son de color blanco brillante, ligeramente irregulares, y acompañadas por un agudo sonido crepitante. Una condición esencial para la aparición de chispas laterales es la distancia entre los bornes del descargador, como se puede ver fácilmente en el dibujo, si es superior a la distancia de chispa de la bobina de inducción desaparece inmediatamente toda traza de chispa lateral, aunque las diferencias de potencial sean mucho mayores que antes.

La longitud del circuito micrométrico tiene una gran influencia en la longitud de las chispas de él. Al aumentar esta

distancia, mayor es el retardo que sufre la onda eléctrica en el tiempo que tarda en viajar entre un borne y el otro. Si se hace muy pequeño el circuito lateral, las chispas laterales son extremadamente cortas; pero difícilmente se puede preparar un circuito donde no aparezcan chispas bajo circunstancias favorables. Si afilamos los extremos de un hilo de cobre grueso, de 4 a 6 cm. de longitud, lo doblamos hasta convertirlo en un circuito casi cerrado, lo aislamos y tocamos el descargador con ese circuito pequeño, se observará un chorro de chispas muy pequeñas entre las puntas que acompañan generalmente a las descargas de la bobina de inducción. El grosor y el material (y por tanto la resistencia) del circuito lateral tienen un efecto muy pequeño en las chispas laterales. Por tanto consideramos justificado no atribuir las diferencias de potencial que tienen lugar a la resistencia del conductor. Según nuestra comprensión del fenómeno, el hecho que la resistencia tenga una escasa importancia no nos sorprende; ya que, en una primera aproximación, la velocidad de propagación de una onda eléctrica a lo largo de un hilo depende únicamente de su capacidad y su auto-inducción, y no de su resistencia. La longitud del hilo que conecta el circuito lateral al circuito principal afecta poco, siempre que no sea superior a unos pocos metros. Por tanto debemos suponer que la perturbación eléctrica que procede del circuito principal viaja a lo largo de él sin sufrir ningún cambio real de intensidad.

Por otra parte, la posición de la punta que está en contacto con el circuito lateral afecta notablemente a la longitud de las chispas en él. Deberíamos esperar esto si nuestra interpretación del fenómeno es la correcta. Si el punto de contacto está situado de tal forma que los caminos entre los dos bornes del micrómetro tengan la misma longitud, cualquier variación que pase por el hilo de conexión llegará a las dos puntas con la misma fase, y por tanto no se obtendrá ninguna diferencia de potencial. Los experimentos confirman esta suposición. Si el punto de contacto en el circuito lateral, que hasta ahora suponemos cerca de un borne del micrómetro, lo alejamos de él, disminuye la longitud de la chispa, y en una posición determinada desaparece la chispa por completo; por otra parte se hace cada vez más fuerte a medida que se acerca al segundo borne del micrómetro, y en esa posición alcanza la misma longitud que al

principio. Al punto en que la longitud de la chispa es mínimo podemos llamarlo punto nulo. Normalmente se puede determinar con pocos centímetros. Siempre divide la longitud del hilo entre los dos bornes del micrómetro en dos partes prácticamente iguales. Si el conductor es simétrico a la derecha e izquierda de la línea que une el micrómetro y el punto nulo, las chispas desaparecen por completo, este fenómeno se observa incluso en los circuitos laterales muy cortos. La Fig. 7 muestra una disposición adecuada para el experimento, $a b c d$ es un rectángulo de hilo de cobre de 2 mm. de diámetro, aislado sobre soportes de cera (Ver Nota 2 al final del libro); en mis experimentos tenía un tamaño de 80 cm. de ancho y 125 cm. de largo. Cuando se conecta el hilo de conexión a cualquiera de los bornes 1 y 2, o a cualquiera de los puntos a y b , se observan entre 1 y 2 chispas de 3–4 mm.; no se obtienen chispas cuando se conecta al punto e , como indica la figura; desplazando el contacto unos pocos centímetros a izquierda o derecha vuelven a reaparecer las chispas. Debe indicarse que consideramos chispas cuando son perceptibles aunque sólo tengan una longitud de unas centésimas de milímetros.

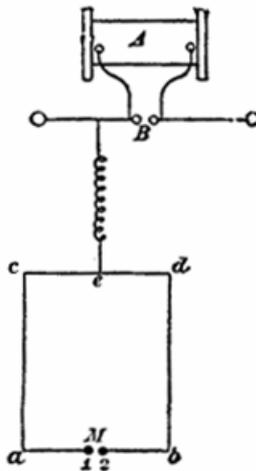


Fig. 7.

El siguiente experimento muestra que las cosas no ocurren exactamente como pensamos. Después de ajustar el contacto

para que desaparezcan las chispas, si conectamos otro conductor a uno de los bornes y lo alejamos de él, vuelven a observarse chispas activas. El conductor, al alejarse del borne, no puede afectar a la llegada simultánea de las ondas que viajan desde e hacia 1 y 2. Pero es fácil explicar este experimento. Las ondas no llegan al final después de haber alcanzado a y b ; sino que se reflejan y atraviesan el circuito varias veces, tal vez muchísimas veces y establecen en él oscilaciones estacionarias. Si los caminos eca_1 y edb_2 son iguales, las ondas reflejadas llegarán simultáneamente a 1 y 2. Sin embargo, si desaparece la onda reflejada de uno de los bornes, como en el experimento, aunque la primera perturbación que proceda de e no haga salir chispas, las ondas reflejadas lo harán. Por tanto tenemos que imaginar que la variación abrupta que llega de c crea oscilaciones en el circuito lateral a su frecuencia natural, de la misma forma que el golpe de un martillo sobre una varilla elástica hace surgir su vibración natural. Si es correcta esta idea, la condición para la desaparición de las chispas en M depende principalmente de la igualdad de los periodos de vibración de las dos partes e_1 y e_2 . Estos periodos de vibración están determinados por el producto del coeficiente de autoinducción de estas partes del conductor y la capacidad en sus extremos; son prácticamente independientes de la resistencia de las ramas. Se han hecho los siguientes experimentos para probar estas consideraciones y se ha encontrado que están en acuerdo con ellas.

Si se hace la conexión en el punto nulo y se toca uno de los bornes del micrómetro con un conductor aislado, se obtienen chispas debido al aumento de la capacidad de la rama. Es suficiente una esfera aislada de un diámetro de 2 a 4 cm. A medida que se aumenta la capacidad añadida se obtienen chispas más enérgicas. No afecta tocar el punto nulo, ya que afecta por igual a ambas ramas. Se anula el efecto de añadir una capacidad a una rama al añadir una capacidad similar a la otra. También se puede compensar deslizando el hilo de conexión en dirección a la rama cargada, es decir, se disminuye la autoinducción del mismo. Añadir una capacidad produce el mismo efecto que incrementar el coeficiente de autoinducción, si se corta una de las ramas y se introduce una bobina de hilo de cobre de unos centímetros o decímetros se vuelven a obtener chispas. Este cambio se puede compensar insertando una longitud igual de

hilo en la otra rama, o deslizando el hilo de cobre hacia la rama que se ha alterado, o añadiendo a la otra rama la capacidad adecuada. No obstante, debe indicarse que cuando las dos ramas no son iguales, normalmente no se puede conseguir una desaparición total de las chispas, sino tan sólo un mínimo.

Los resultados se ven poco afectados por la resistencia de la rama. Si el hilo de cobre grueso en una de las ramas se sustituye por otro hilo más fino, o por un hilo de plata alemana, no se altera el equilibrio, aunque la resistencia de una rama sea cientos de veces mayor que la otra. Con resistencias líquidas muy grandes es imposible hacer desaparecer las chispas, y pequeñas separaciones de aire introducidas en una de las ramas afectan muy poco.

La autoinducción de los hilos de hierro ante corrientes alternas de baja frecuencia es de ocho a diez veces mayor que la que presentan los hilos de cobre de igual longitud y grosor. Por esta razón esperaba que con hilos de hierro cortos se obtuviera el equilibrio con hilos de cobre más largos. Esto no se confirmó; las ramas permanecen en equilibrio cuando se sustituye un hilo de cobre por un hilo de hierro de la misma longitud. Si la teoría es correcta, esto sólo indica que el magnetismo del hierro no puede seguir las rápidas oscilaciones con las que tratamos, y por tanto, no afecta. Otro experimento que vamos a describir parece apuntar en la misma dirección.

Efectos de la inducción en corrientes no cerradas

Las chispas que se obtienen en los experimentos anteriores deben su origen, según nuestra suposición, a la autoinducción, pero si consideramos que los efectos inductivos en cuestión se derivan de corrientes extremadamente débiles en conductores cortos y rectos, parece buena razón dudar si realmente explican de forma satisfactoria las chispas. Para disipar esta duda intenté observar si las perturbaciones eléctricas manifiestan efectos de magnitud correspondiente en conductores cercanos. Por esta razón doblé algunos hilos de cobre en forma de circuito rectangular, de unos 10–20 cm. de lado, y con chisperos muy cortos. Se aislaron y situaron cerca de los conductores donde tenían lugar los disturbios, y en posición para que el rectángulo fuera paralelo al conductor. Cuando el rectángulo se sitúa

suficientemente cerca, a las descargas de la bobina de inducción siempre les acompaña un chorro de chispas. Estas chispas son más brillantes en las proximidades del descargador, pero también se pueden observar a lo largo del hilo que lleva al circuito lateral, así como en las ramas de este último. Se verificó con cuidado la ausencia de descarga directa entre los circuitos inductor e inducido, y también se impidió introduciendo un aislador sólido. De esta forma apenas puede sostenerse que

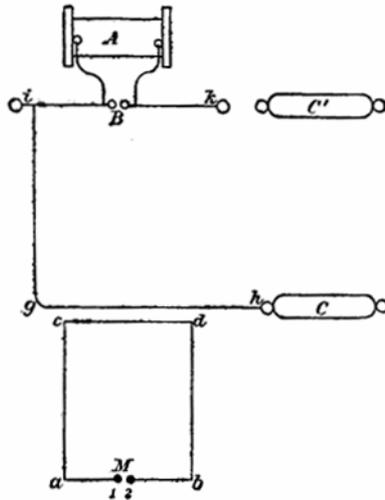


Fig. 8.

es errónea nuestra hipótesis sobre este fenómeno. La inducción entre dos hilos rectos, atravesados tan sólo por pequeñas cantidades de electricidad, es suficientemente fuerte para producir chispas, lo que muestra el tiempo extraordinariamente corto que emplean estas pequeñas cantidades de electricidad para ir de un lado a otro de los conductores.

Para estudiar más detenidamente el fenómeno, volví a emplear el mismo rectángulo que se empleó al principio como circuito lateral, pero esta vez como circuito inducido. A lo largo del lado corto de él (como indica la Fig. 8) y a una distancia de 3 cm. se situó un segundo hilo de cobre gh , que estaba conectado a un lado cualquiera del descargador. En el extremo h de hilo gh que estaba libre sólo aparecen chispas pequeñas en el

micrómetro M , que se deben a la corriente de descarga del hilo gh . Pero si se conecta a h un conductor aislado C –sacado de una máquina eléctrica–, se obtienen en el micrómetro chispas de hasta 2 mm. de longitud. Estas no están causadas por un efecto electrostático del conductor, ya que se encuentra conectado a g en vez de a h , y no tiene efecto alguno; y la acción tampoco se debe a la corriente de carga del conductor, se debe a la descarga súbita de las chispas. Cuando se separan los bornes del descargador hasta que no salte ninguna chispa, desaparecen también las chispas en el circuito inducido. No todos los tipos de chispas presentan suficiente energía de descarga; tan sólo las chispas que producen fuertes chispas laterales son efectivas para excitar la acción inductiva. Las chispas excitadas en el circuito secundario no pasan tan sólo entre los bornes del micrómetro, sino también a otros conductores aislados que se encuentran cerca. La longitud de las chispas disminuye notablemente al unir alguna capacidad elevada a los bornes conductores, o tocar uno de ellos con la mano; esto indica claramente que las cantidades de electricidad puestas en acción son demasiado pequeñas para cargar conductores de una capacidad más bien grande. Por otra parte, las chispas no se ven muy afectadas al conectar los dos bornes micrométricos con un cordel húmedo. No se han podido detectar efectos fisiológicos con la corriente inducida; se puede tocar perfectamente el circuito secundario o cerrarlo con el cuerpo sin experimentar ninguna sacudida eléctrica.

Cierto fenómeno accesorio me indujo a sospechar que la razón por la cual la perturbación eléctrica en el hilo gh produce esta fuerte acción inductiva se encuentra en el hecho de que no consiste de una sencilla corriente de carga, sino más bien en la naturaleza oscilatoria que presenta. Por esta razón proseguí para aumentar la inducción modificando las condiciones y favorecer la producción de oscilaciones más fuertes. Este experimento se adapta perfectamente a mi propósito. Conecté el conductor C al hilo gh , como antes, y después separé los bornes micrométricos lo máximo para que sólo pasara una chispa. Después conecté el polo libre del descargador k (Fig. 8) a un segundo conductor C del mismo tamaño que el primero. De nuevo volvieron a obtenerse chispas muy activas, y al retirar más todavía se vio que se obtenían chispas más largas que las que pude obtener al principio. Esto no puede deberse a ninguna acción directa de la

parte ik del circuito, ya que esto reduciría el efecto de la parte g h ; por tanto se ha de deber a la acción del conductor C sobre la corriente de descarga de C' . Esta acción es algo oscura si suponemos que la descarga del conductor C es aperiódica. Sin embargo se aclara si suponemos que la corriente de inducción en gh es una oscilación eléctrica que, en este caso, tiene lugar en el circuito $C-gh$ –descargador, y en el otro sistema $C-gh, ik-C'$. Está claro que, en primer lugar las oscilaciones de este último sistema son más fuertes, y en segundo lugar, la posición de la chispa está en el punto más adecuado para excitar la vibración. Aplazamos para más adelante otra confirmación de esta idea. Por ahora vamos a seguir adelante apoyando el hecho que nos llevará a una explicación más correcta del papel que juega en el experimento la descarga de la bobina de Ruhmkorff. Si son necesarios perturbaciones oscilantes en el circuito $C - C'$ para la producción de efectos de inducción fuertes, no es suficiente que la chispa en este circuito tenga una duración excesivamente corta, sino que también debe reducir la resistencia del circuito por debajo de cierto valor, y además debe darse el caso que la densidad de la corriente desde el inicio no sea inferior a cierto límite. Por tanto el efecto inductivo es muy débil cuando se cargan los conductores C y C' por medio de una máquina eléctrica (Ver Nota 3 al final de este libro) en vez de usar una bobina de Ruhmkorff y después dejar que se descarguen entre sí; también es muy débil cuando se emplea una bobina pequeña, o cuando se introduce un chispero demasiado separado; en todos estos casos el movimiento es aperiódico. Por otra parte, una descarga fuerte por medio de una bobina de Ruhmkorff da origen a oscilaciones, y por tanto causa fuertes perturbaciones a su alrededor, ejecutando las siguientes funciones: En primer lugar, carga los extremos C y C' del sistema a una tensión elevada; segundo, origina una descarga disruptiva; y tercero, después de iniciar la descarga, mantiene baja la resistencia del aire en el chispero y permite que se produzcan las oscilaciones. Es sabido que si es grande la capacidad de los extremos, por ejemplo, si se trata de las armaduras de una batería de botellas de Leyden, la corriente de descarga de estas capacidades es capaz de reducir considerablemente la resistencia del chispero; pero cuando las capacidades son pequeñas esta función debe ser ejecutada por alguna otra descarga ajena, y por esta razón es

absolutamente necesaria la descarga de la bobina de inducción, bajo las condiciones de nuestro experimento, para excitar las oscilaciones.

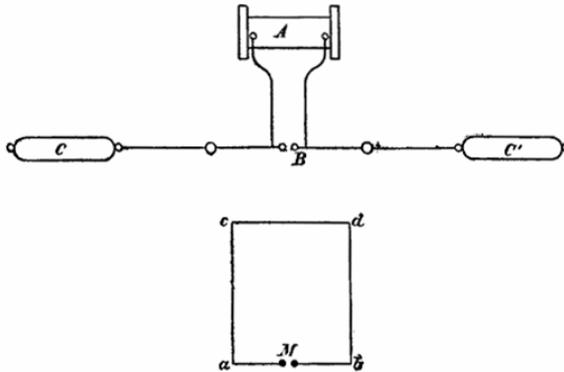


Fig. 9.

Al tener las chispas inducidas en este último experimento varios milímetros de longitud, no tenía duda que se podrían obtener chispas aunque los hilos se encontraran mucho más lejos; por tanto probé a modificar el experimento de una forma que me pareció interesante. Di al circuito inductor la forma de una línea recta (Fig. 9). Los extremos estaban formados por los conductores *C* y *C'*. Se encontraban separados por 3 metros, y conectados por un hilo de cobre de 2 mm. de grueso, en el centro del cual se encontraba el descargador de la bobina de inducción. El circuito inducido era el mismo que el experimento anterior, 120 cm. de largo y 80 cm. de ancho. A una distancia de 50 cm., entre los dos sistemas era se podían seguir obteniendo chispas inducidas de 2 mm.; a distancias mayores la longitud de las chispas decrecía rápidamente, pero se podían obtener chispas perceptibles incluso a la distancia de 1,5 m. El experimento no se veía interferido aunque el observador se moviera entre los sistemas inductor e inducido. Unos cuantos experimentos de control establecieron que el fenómeno observado se debía realmente a la corriente en la parte rectilínea. Si se desconectaba una o ambas mitades, desaparecían las chispas en el micrómetro, aunque permaneciera la bobina en funcionamiento. También desaparecían cuando los bornes del descargador se alejaban para

que no saltara ninguna chispa entre ellos, a pesar que la diferencia de potencial electrostático entre los conductores C y C' era mucho mayor que antes. Esto indica que las diferencias de potencial no son el origen de las chispas del micrómetro.

Hasta ahora el circuito inductor era cerrado; sin embargo se supone que la inducción también ha de tener lugar en un circuito abierto. Por tanto se tendió un segundo hilo de cobre aislado y paralelo al hilo recto del experimento anterior, y a una distancia de 60 cm. de él. Este segundo hilo era más corto que el primero, se añadieron a sus extremos dos esferas aisladas de un diámetro de 10 cm. y se introdujo en su centro el chispero micrómetro. Cuando se puso en funcionamiento la bobina, las chispas de ella iban seguidas por unas chispas similares en el conductor secundario. Pero este experimento debe interpretarse con precaución, ya que las chispas observadas no se deben únicamente a la inducción electromagnética. Al movimiento alternativo del sistema CC' también se superpone la propia descarga de la bobina de Ruhmkorff. Pero durante todo el ciclo esta última electrifica al conductor C , y una electrificación opuesta en el conductor C' . Estas electrificaciones no afectan al circuito cerrado en el experimento anterior, pero en el conductor discontinuo actual inducen electrificaciones opuestas en las dos partes del conductor por acción puramente electrostática, y hacen saltar chispas en el micrómetro. De hecho, si apartamos los bornes del descargador a una distancia tal que no salten las chispas, todavía siguen observándose chispas en el micrómetro, aunque más débiles. Estas chispas representan el efecto de la inducción electrostática, y ocultan el efecto que deseamos observar.

Sin embargo hay un modo sencillo de librarse de esas chispas molestas. Desaparecen cuando se interpone un mal conductor entre los bornes del micrómetro, y esto se puede hacer fácilmente por medio de una hebra húmeda. La conductividad de ella es lo suficiente para permitir que la corriente siga las alterancias lentas de la descarga de la bobina; pero en el caso de las oscilaciones extremadamente rápidas del circuito rectilíneo, como hemos visto antes, no es lo suficiente buen conductor para igualar las electrificaciones. Si después de colocar la hebra en su posición hacemos saltar las chispas en el circuito primario, vuelven a obtenerse chispas vigorosas en el circuito secundario, pero ahora se deben únicamente a las oscilaciones rápidas en el

circuito primario. He comprobado a que distancia se extiende esta acción. Es fácilmente perceptible hasta una distancia de 1,2 metros entre los hilos paralelos; la mayor distancia perpendicular en que se pueden observar chispas regulares es de 3 metros. Al disminuir más rápidamente el efecto electrostático que la inducción electromagnética, no es necesario complicar el experimento con la hebra a distancias mayores, ya que sin él sólo se obtienen chispas en el circuito secundario debidas a las descargas que excitan oscilaciones en el primario.

Creo que la acción mutua de los circuitos abiertos rectilíneos juega un papel importante en la teoría, y de hecho, se ha ilustrado aquí por primera vez.

Fenómeno de la resonancia

Podemos considerar que se ha demostrado experimentalmente que en conductores que están conectados con el circuito de descarga se encuentran corrientes que varían rápidamente de intensidad, capaces de producir fuertes efectos inductivos. Sin embargo sólo se ha supuesto la existencia de oscilaciones regulares con el propósito de explicar de una forma sencilla un número reducido de fenómenos, que tal vez se expliquen de otra forma. Me pareció que se podía demostrar la existencia de estas oscilaciones si fuera posible mostrar relaciones sinfónicas mutuas entre los circuitos. Según el principio de resonancia, una corriente alterna regular (manteniendo igual todo lo demás) puede causar un efecto inductivo mucho más fuerte sobre un circuito que tenga el mismo periodo de oscilación que sobre otro que tenga un periodo ligeramente diferente (Cf Oberbeck, *Wied. Ann.* 26 pág. 245, 1885). Por tanto, si permitimos que dos circuitos, que suponemos que tienen aproximadamente el mismo periodo de vibración, actúen uno sobre el otro, y variamos continuamente la capacidad o coeficiente de autoinducción de uno de ellos, la resonancia indicará que para ciertos valores de estas cantidades la inducción es perceptiblemente mayor que para valores cercanos en ambos lados. Siguiendo este principio se diseñaron los siguientes experimentos, y después de unas pruebas, respondieron rápidamente a lo pretendido. El montaje experimental fue muy parecido al de la figura 9, excepto que los circuitos eran de un tamaño algo diferente. El conductor primario era un hilo de

cobre totalmente recto de 2,6 metros de longitud y 5 mm. de grueso. Se abrió por el centro para incluir el chispero. Los dos pequeños bornes entre los que tiene lugar la descarga se montaron directamente en el hilo y se conectaron con los polos de la bobina de inducción. En los extremos del hilo se conectaron dos esferas, de un diámetro de 30 cm., hechas de una lámina fuerte de cinc. Se podían deslizar a lo largo del hilo. Al formar (eléctricamente) los extremos del conductor, el circuito podía alargarse o acortarse fácilmente. El circuito secundario estaba proporcionado para que tuviera un periodo de oscilación algo inferior que el primario, tenía la forma de un cuadrado de 75 cm. de lado, y estaba hecho de hilo de cobre de 2 mm. de diámetro. La distancia menor entre los dos sistemas era de 30 cm., y al principio se permitió que la corriente primaria recorriera toda la longitud. Bajo estas circunstancias la mayor longitud de la chispa en el circuito inducido era de 0,9 mm. Cuando se ponían en contacto dos esferas de 8 cm. de diámetro con los dos polos del circuito, aumentaba la longitud de la chispa, y podía llegar hasta 2,5 mm. reduciendo la distancia entre las esferas al valor exacto. Por otra parte, si se ponen en contacto con los dos polos, dos conductores de una superficie muy grande, la longitud de la chispa se reduce a una pequeña fracción de un milímetro. Se obtienen resultados exactamente iguales al conectar los polos del circuito secundario a las placas de un condensador Kohlrausch. Cuando las placas están alejadas la longitud de la chispa aumenta al elevar la capacidad, pero cuando se acercan vuelve a caer la longitud de la chispa a un valor muy pequeño. El modo más sencillo para ajustar la capacidad del circuito secundario es colgar en sus extremos dos trozos de hilo paralelos y alterar la longitud y separación de ellos. Ajustándolo con cuidado se aumenta la longitud de la chispa a 3 mm., después disminuye, no sólo cuando se alargan estos hilos, sino también cuando se acortan. Que un aumento de la capacidad disminuya la longitud de la chispa parece natural; pero que tenga el efecto de aumentarla difícilmente puede explicarse, si no es con el principio de resonancia.

Si nuestra interpretación de estos experimentos es correcta, el circuito secundario, antes de aumentar su capacidad, tiene un periodo ligeramente más corto que el primario. Por esta razón la resonancia se obtiene cuando aumenta la rapidez de las osci-

laciones primarias. Y, de hecho, cuando reduzco la longitud del circuito primario de la manera antes indicada, aumenta la distancia de las chispas, alcanzando nuevamente un máximo de 3 mm. cuando los centros de las esferas terminales están separados por 1,5 metros, y vuelve a disminuir cuando se siguen acercando. Se podría suponer que la longitud de la chispa aumentaría más si se aumentara la capacidad del circuito secundario. Pero este no es el caso; al conectar los mismos hilos, que antes habían tenido el efecto de aumentar la longitud de la chispa, esta última se reduce a 1 mm. Esto está en acuerdo con nuestras ideas de este fenómeno; lo que al principio permite obtener una igualdad entre los periodos de oscilación altera la igualdad que se ha obtenido de otra manera. El experimento más convincente se hace de la siguiente manera:— Se ajusta el micrómetro para una distancia de chispa fija de 2 mm. El circuito secundario se encuentra en su condición original, y por el circuito primario de 1,5 metros de longitud pasan las chispas regularmente. Si se añade una capacidad pequeña del modo antes descrito, las chispas desaparecen por completo; si el circuito primario se alarga ahora hasta 2,6 metros reaparecen; vuelven a extinguirse por segunda vez si se dobla la capacidad añadida al circuito secundario; y al aumentar de forma continua la capacidad del circuito primario antes alargado vuelven a aparecer y luego desaparecen. El experimento nos indica claramente que la acción efectiva está determinada, no tan sólo por la condición de cualquiera de los circuitos, sino por la relación adecuada (o armonía) entre los dos.

La longitud de las chispas inducidas aumenta considerablemente cuando se acercan los dos circuitos anteriores. Cuando los dos circuitos se sitúan a una distancia de 7 cm., y se ajustan a resonancia exacta, es posible obtener chispas inducidas de 7 mm. de largo; en este caso las fuerzas electromotrices inducidas en el circuito secundario son casi tan grandes como las del primario.

En los experimentos anteriores se obtiene la resonancia alterando el coeficiente de autoinducción y la capacidad del circuito primario, así como la capacidad del circuito secundario. Los siguientes experimentos muestran que para este propósito puede ser útil una alteración en el coeficiente de autoinducción del circuito secundario. Una serie de rectángulos *abcd* (Fig. 9)

preparados en que los lados ab y cd tienen la misma longitud, y los lados ac y bd pueden variarse su longitud entre 10 y 250 cm. Se obtiene un máximo marcado de la distancia de chispas cuando la longitud del rectángulo tiene 1,8 metros. Para tener una idea de las relaciones cuantitativas medí la mayor longitud de chispa que aparecía en diversas longitudes del circuito secundario. La Fig. 10a muestra los resultados (Ver Nota 4 al final del libro) Las abscisas representan la longitud total del circuito inducido y las ordenadas la longitud de chispa máxima. Los

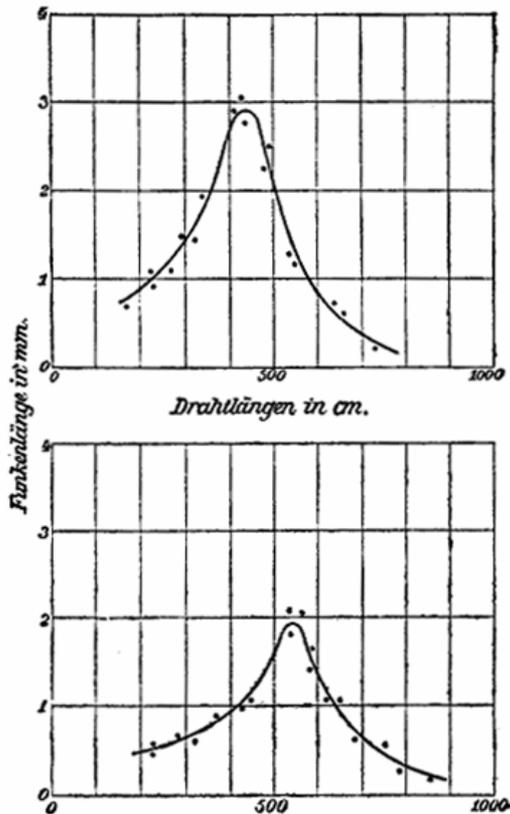


Fig. 10. *a y b.*

puntos indican los valores observados. La medición de las distancias de las chispas es siempre muy incierta, pero esta incerteza no vicia la naturaleza general del resultado. En otra

serie de experimentos no tan sólo se mantienen constante las longitudes de los lados ab y cd , sino también su separación (30 cm.), y su posición; pero los lados ac y bd pueden variar su longitud bobinando sus hilos en espiras flojas. La Fig. 10*b* muestra los resultados obtenidos. El máximo corresponde aquí a una longitud de hilo algo mayor que antes. Probablemente esto se debe a que la longitud del hilo aumenta sólo el coeficiente de autoinducción, mientras que en el caso anterior también aumenta la capacidad.

Se hicieron otros experimentos para determinar si se obtenía algún resultado diferente alterando la resistencia del circuito secundario. Con esta intención se sustituyó el hilo cd del rectángulo por diversos hilos de cobre más finos y por hilos de plata alemana, de esta forma se elevó varios cientos de veces la resistencia del circuito secundario. Este cambio tuvo muy poco efecto en la distancia de las chispas, y ninguna en la resonancia; es decir, en sobre el periodo de oscilación.

También se examinó el efecto de la presencia de hierro. En algunos experimentos se rodeó el hilo cd por un tubo de hierro, en otros se sustituyó por un hilo de hierro. En ningún caso estos cambios produjeron un efecto perceptible. Esto confirma nuevamente la suposición de que el magnetismo del hierro no puede seguir estas oscilaciones extremadamente rápidas, y su comportamiento es neutral. Desgraciadamente no poseo ningún conocimiento experimental de cómo puede verse afectada la descarga de las botellas de Leyden por la presencia de hierro.

Nodos

Las oscilaciones que se excitan en el circuito secundario, y que se miden por las chispas en el micrómetro, no son las únicas, sino que son las más sencillas posibles en el circuito. Cuando el potencial en los extremos oscila continuamente de un extremo a otro, mantiene el mismo valor medio en el centro del circuito. Este punto medio es un nodo de la oscilación eléctrica, y la oscilación tiene sólo este nodo. Su existencia puede demostrarse experimentalmente de dos formas. En primer lugar, puede hacerse acercando al hilo una pequeña esfera aislada. El valor medio del potencial de la esfera pequeña no se diferencia apreciablemente del trozo de hilo cercano. Por tanto sólo pueden

obtenerse chispas entre el borne y el hilo cuando el potencial del punto cercano del sistema experimenta oscilaciones suficientemente grandes sobre el valor medio. Por tanto se obtendrán chispas vigorosas en los extremos del sistema y ninguna cerca del nodo. De hecho esto es así, además cuando se toca el punto nodal las chispas no desaparecen por completo, sólo se reducen a un mínimo. Hay un segundo modo de demostrar el punto nodal. Se ajusta el circuito secundario a resonancia y se apartan las puntas del micrómetro para que sólo puedan saltar las chispas con ayuda de la resonancia. Si se toca cualquier punto del sistema con un conductor con algo de capacidad, podemos esperar que se altere la resonancia, y las chispas desaparecerán; sólo cuando se toca el nodo no se interferirá con el periodo de oscilación. Los experimentos confirman esto. Puede tocarse el centro del hilo con una esfera aislada, con la mano, o puede ponerse en conexión metálica con las tuberías del gas sin afectar a las chispas; una acción similar en las ramas laterales o en los polos hace desaparecer a las chispas.

Después de probar la posibilidad de fijar un punto nodal, me pareció que valdría la pena experimentar la aparición de una vibración con dos nodos. Procedí de la siguiente manera:— Se preparó el conductor primario recto CC' y el se preparó el secundario rectilíneo $abcd$ como en los experimentos anteriores y se llevó a resonancia. Después se situó de forma opuesta un rectángulo $efgh$ exactamente similar, como indica la Fig. 11, y se unieron los polos de ambos (1 con 3 y 2 con 4). Todo este sistema forma un circuito metálico cerrado, y la vibración fundamental más baja posible tiene dos nodos. Al ser muy cercano el periodo de vibración con el periodo de cada mitad, y por tanto con el periodo del conductor primario, se supone que las vibraciones que se desarrollen tendrán dos antinodos en las uniones 1-3 y 2-4, y dos nodos en los puntos centrales de cd y gh . Estas vibraciones se miden siempre por la distancia de las chispas entre las puntas del micrómetro que forma los polos 1 y 2. El resultado del experimento fue el siguiente: Contrariamente a lo que esperaba, se encontró que la distancia de chispa entre 1 y 2 se reducía considerablemente al añadir el rectángulo $efgh$. De 3 mm. caía hasta 1 mm. No obstante todavía se mantenía la resonancia entre el circuito primario y el secundario. Cualquier alteración de $efgh$ reducía todavía más la distancia de las

chispas, y esta alteración podía ser alargando o acortando el rectángulo. Además se encontró que existían realmente los dos nodos esperados. Acercando una esfera cerca de cd y gh sólo se podían obtener chispas débiles comparadas con las de ae y bf . También se puede demostrar que estos nodos pertenecen a la misma vibración que, cuando se refuerza por resonancia, produce las chispas 1-2. La distancia de chispa entre 1 y 2 no tan sólo se reduce al tocar cualquier punto de ed -o- gd , también al tocar en cualquier otro lugar.

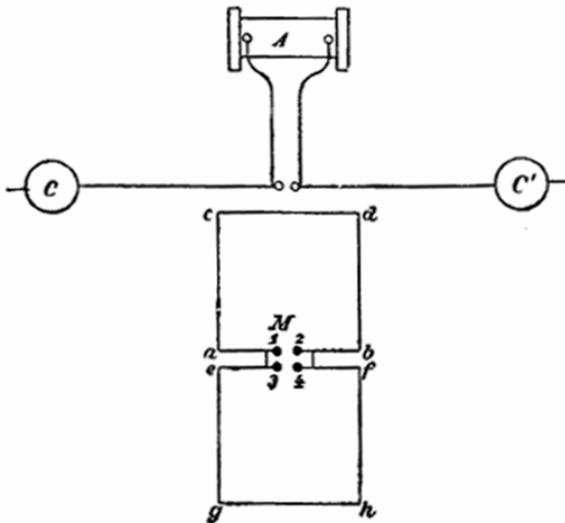


Fig. 11.

Puede modificarse el experimento abriendo una de las conexiones 1-3 o 2-4, por ejemplo esta última. Al ser siempre cero en estos puntos la fuerza de la corriente en la oscilación inducida, no interferirá demasiado en la oscilación. Y, de hecho, después de abrir la conexión, puede verse como antes que tiene lugar la resonancia, y que las vibraciones correspondientes a esta resonancia tienen dos nodos en los mismos lugares. Por supuesto que se encuentra esta diferencia, la excitación con dos nodos no es la vibración posible más grande; la vibración del periodo mayor tendrá un único nodo entre a y e , y tendrá el potencial más alto en los polos 2 y 4. Si acercamos las puntas a estos polos observaremos que las chispas entre ellos son débiles. Podemos

atribuir estas chispas a una excitación, aunque débil, de la vibración fundamental:— Podemos eliminar las chispas entre 1 y 2 y dirigir nuestra atención a la longitud de las chispas entre 2 y 4, que miden la intensidad de la vibración fundamental. Podemos aumentar ahora el periodo de oscilación del circuito primario extendiéndolo toda su longitud y añadiendo capacidad. Observamos que las chispas aumentan así hasta una longitud máxima de varios milímetros y después vuelven a reducirse. Está claro que son mayores cuando la oscilación de la corriente primaria está en acuerdo con la oscilación fundamental. Y aunque son mayores las chispas entre 2 y 4 puede demostrarse fácilmente que a su vez sólo corresponde un punto nodal a estas chispas. Sólo se puede tocar el conductor entre a y e sin interferir con las chispas, mientras que si se toca los puntos nodales anteriores se interrumpen las chispas. Por tanto, en cualquier conductor dado, es posible hacer que predomine la vibración fundamental o el primer sobretono.

Sin embargo, había varios problemas que no podía resolver; entre ellos, si era posible sentar la existencia de oscilaciones con varios nodos. Los resultados descritos hasta ahora sólo se han obtenido prestando mucha atención a resultados insignificantes; y parecía probable que otras cuestiones se volvieran más o menos ambiguas. Las dificultades que se presentan surgen en parte de la naturaleza de los métodos de observación, y en parte de la naturaleza de las alteraciones eléctricas observadas. Aunque estas últimas se manifiestan indudablemente como oscilaciones, no presentan las características de las oscilaciones perfectamente regulares. Su intensidad varía considerablemente entre una descarga y otra, y a partir de la poca importancia en comparación a los efectos de resonancia podemos concluir que la amortiguación debe ser muy rápida; otros muchos fenómenos secundarios apuntan a existencia superpuesta de alteraciones irregulares en las oscilaciones regulares, como se puede esperar debido a la complejidad del sistema de conductores. Si queremos comparar las relaciones matemáticas de nuestras oscilaciones eléctricas con cualquier otro tipo de oscilaciones acústicas, no podemos elegir las oscilaciones armónicas continuas y de fuerza uniforme que son características de los diapasones y las cuerdas, sino más bien las que se producen al golpear con un martillo a una varilla de madera, —oscilaciones

que decaen rápidamente, y que están mezcladas con alteraciones irregulares (Ver Nota 5 al final de este libro). Cuando tratamos con oscilaciones de este último tipo estamos obligados, incluso en acústica, a contentarnos con meras indicaciones de resonancia, formación de nodos, y fenómenos similares. Para los que deseen repetir los experimentos y obtener los mismos resultados debo indicar que al principio puede no parecer claro el significado exacto. En todos los experimentos descritos los aparatos se han preparado de tal forma que las chispas de la bobina de inducción fueran visibles desde el punto donde salta la chispa en el micrómetro. Cuando no es así el resultado es el mismo cualitativamente, pero la longitud de las chispas es menor. He emprendido una investigación especial sobre este fenómeno, y publicaré los resultados en un papel separado (Ver IV, pág. 64).

Teórica

Es muy deseable que se consigan mediante los experimentos los datos cuantitativos de las oscilaciones. Pero actualmente no hay medios para poder hacer esto, nos vemos obligados a recurrir a la teoría para obtener alguna indicación de los datos. La teoría de las oscilaciones eléctricas que desarrollado Sir W. Thompson, von Helmholtz y Kirchoff ha sido verificada para las oscilaciones de las bobinas de inducción y las descargas oscilantes de las botellas de Leyden (Lorenz, *Wied. Ann.* 7, pág. 161, 1879) y por tanto podemos tener por cierto que la aplicación de esta teoría al fenómeno presente dará resultados correctos, al menos en lo que refiere al orden de magnitud. Para comenzar, el elemento más importante es el periodo de la oscilación. Por ejemplo, la aplicación del cálculo, nos permite determinar el periodo de oscilación T (completo o el semiperiodo) del conductor primario que hemos usado en los experimentos de resonancia. Si P es el coeficiente de autoinducción del conductor en unidades magnéticas, expresado en centímetros; C es la capacidad de cualquiera de sus extremos en unidades electrostáticas (también expresada en centímetros); y finalmente A es la velocidad de la luz en centímetro/segundos. Entonces, si suponemos que la resistencia es pequeña, $T = \pi\sqrt{(PC/A)}$. En nuestros experimentos la capacidad consiste principalmente en las esferas unidas a los extremos. Por tanto no nos equivocamos

de mucho si tomamos C como el radio de cualquiera de estas esferas, es decir, 15 cm. (Ver Nota 6 al final de este libro). Por lo que respecta al coeficiente de autoinducción P , es el de un hilo recto, de diámetro $d = 0,5$ cm., y de longitud $L = 150$ cm. cuando tiene lugar la resonancia. Según la fórmula de Neumann $P = \iint \cos \varepsilon / ds ds'$, el valor de P para este hilo es $2L [\log \text{nat}(4L/d - 0,75)]$ y por tanto en nuestros experimentos $P = 1,902$ cm.

Al mismo tiempo sabemos que no se cumple la fórmula de Neumann si la aplicamos a los circuitos abiertos. La fórmula general, tal como ha indicado von Helmholtz, contiene una constante indeterminada k , y esta fórmula está en acuerdo con los datos experimentales conocidos. Según la fórmula general, si tenemos un hilo recto cilíndrico de longitud L y diámetro d , el valor $P = 2L[\log \text{nat}(4L/d) - 0,75 + \frac{1}{2}(1-k)]$. Si aplicamos $k = 1$, llegamos al valor de Neumann. Si aplicamos $k = 0$, o $k = -1$, obtenemos valores que corresponden a la teoría de Maxwell o de Weber. Si suponemos que no es correcto ningún valor de estos, y no suponemos que pueda haber una carga muy grande de un valor positivo o negativo, el valor de k no tiene importancia. Con los coeficientes calculados con estos diversos valores de k , se diferencian entre sí menos de una sexta parte de su valor; y aunque el coeficiente 1,902 no corresponde exactamente a una longitud de hilo de 150 cm., no difiere mucho del correspondiente a la longitud de nuestro conductor primario. Con los valores de P y C se obtiene que la longitud $\pi\sqrt{CP}$ es 531 cm. Esta es la distancia que atraviesa la luz en un periodo de oscilación, y al mismo tiempo es el valor de la longitud de onda de las ondas electromagnéticas que, según las ideas de Maxwell, se supone que es el efecto externo de las oscilaciones. Con esta longitud se obtiene que el propio periodo de oscilación (T) es 1,77 cien millonésimas de segundo; de esta forma queda justificada la afirmación que hemos hecho al principio sobre el orden de magnitud del periodo.

Volvamos nuestra atención ahora a la teoría que nos indicará la amortiguación de las oscilaciones. Para que existan en el circuito abierto estas oscilaciones, su resistencia debe ser menor de $2A\sqrt{P/C}$. En nuestro conductor primario $\sqrt{P/C} = 11,25$; al ser la velocidad A igual a 30 cuadrantes terrestres por segundo, o 30 ohmios, se obtiene que el límite admisible para r en nuestros experimentos es de 676 ohmios. Es muy probable que

la resistencia verdadera de una descarga potente esté por debajo de este límite, y por tanto desde el punto teórico no hay ninguna contradicción al suponer un movimiento oscilatorio. Si el valor real de esta resistencia está un poco por debajo de este límite, a una oscilación le seguirá otra con una amplitud que seguirá la relación de 1 a $e^{-(rT/2P)}$. El número de oscilaciones necesarias para reducir la amplitud en la relación 2,71 a 1 es igual a $2P/rT$ o $2A\sqrt{(P/C)}\pi r$. Si por tanto es 1, esta misma relación $1/\pi$ del límite calculado nos lleva al valor real de la resistencia, la relación es de 215 ohmios a r . Desgraciadamente no tenemos medios para calcular ni siquiera aproximadamente la resistencia de un chispero. Podemos considerar que acaso esta resistencia sea de unos pocos ohmios, incluso la resistencia de los arcos eléctricos potentes no está muy lejos de este valor. Por tanto se tiene que el número de oscilaciones que podemos considerar será más bien de unas decenas, y no de cientos o miles (Ver Nota 7 al final de este libro). Esto está en completo acuerdo con el carácter del fenómeno, como se ha indicado antes al final de la sección anterior. También está en acuerdo con el comportamiento de las descargas oscilantes de las botellas de Leyden, en cuyo caso las oscilaciones de una fuerza perceptible también se limitan a un número muy pequeño.

En el caso de circuitos secundarios puramente metálicos las condiciones son muy diferentes de las corrientes en el primario a las que hemos prestado la atención. En el primero, según la teoría, una alteración sólo se detiene después de unos miles de oscilaciones. Esta razón no es buena para dudar de la exactitud de este resultado; pero una teoría más completa debe tener en cuenta la reacción sobre el conductor primario, y por tanto es probable que se lleguen a valores más altos de la amortiguación en el conductor secundario.

Finalmente, podemos plantear la cuestión de si los efectos de la inducción de las oscilaciones que hemos observados son del mismo orden que los predichos por la teoría, o si se encuentra alguna contradicción entre el propio fenómeno y nuestra interpretación. Podríamos responder a las preguntas haciendo las siguientes consideraciones:— En primer lugar observamos que el valor máximo de la fuerza electromotriz que induce la oscilación en su propio circuito debe ser prácticamente igual a la diferencia de potencial máxima en los extremos, y si las oscilaciones no

estuvieran amortiguadas existiría una igualdad completa entre las dos magnitudes; viendo que la diferencia de potencial entre los extremos y la fuerza electromotriz de la inducción estaría en ese caso en equilibrio en todo momento. En nuestros experimentos la diferencia de potencial entre los extremos es de una magnitud correspondiente a una chispa de 7–8 mm., que dicha distancia de chispa fija el valor del efecto inductivo más alto de la oscilación. En segundo lugar, observamos que en todo momento la fuerza electromotriz inducida en el circuito secundario hace que la inducida en el circuito primario guarde la misma relación que entre el coeficiente de inducción p mutua de los circuitos primario y secundario y el coeficiente de autoinducción p del circuito primario. No hay dificultad alguna para calcular con la fórmula el valor aproximado de p en nuestros experimentos de resonancia. Se ha observado que varía en los diferentes experimentos entre una novena y una doceava parte de P . Con esto podemos concluir que la fuerza electromotriz máxima que excita nuestra oscilación en el circuito secundario debe tener tanta fuerza que puede hacer aparecer chispas de una longitud entre $\frac{1}{2}$ y $\frac{2}{3}$ de mm. Y la teoría nos permite, por una parte, observar chispas visibles en el circuito secundario bajo todas circunstancias, y por otra parte, vemos que sólo podemos explicar las chispas de una longitud de varios mm. suponiendo que los efectos inductivos sucesivos se refuerzan entre sí. De esta forma cuadra el lado teórico y podemos considerar el fenómeno que hemos observado como una consecuencia de la resonancia.

Otras aplicaciones de la teoría para estos fenómenos sólo serán útiles cuando hayamos conseguido determinar directamente, de algún modo, el periodo de oscilación. Esta medición no sólo confirmaría la teoría sino que nos llevaría a una extensión de ella. El propósito de esta investigación es simplemente mostrar que incluso en circuitos conductores metálicos cortos se pueden inducir oscilaciones, y se ha indicado la manera en que se pueden excitar estas oscilaciones.

III

PAPELES DE HERR W. VON BEZOLD: “INVESTIGACIONES SOBRE LAS DESCARGAS ELÉCTRICAS – COMUNICADO PRELIMINAR”

(Poggendorff's Annalen, 140, p. 541. Berichte der Bayrischen Akad. d. Wissensch., 1870)

Debido a que damos únicamente esta parte del trabajo de von Bezold que trata de nuestro tema, y la hemos sacado de su contexto, es conveniente dar una explicación.

Las investigaciones de von Bezold comenzaron con unas observaciones de Lichtenberg sobre las figuras que se forman en el polvo. Herr von Bezold tenía noticias que bajo ciertas condiciones los caracteres de las figuras positivas y negativas parecían experimentar ciertas modificaciones y semejarse mucho entre sí; algunas veces, por ejemplo las figuras negativas podían tomarse como positivas. La primera desviación del carácter normal siempre se presenta en forma de una figura positiva pequeña en el centro. Parece ser que las figuras más complicadas se deben siempre a la chispa asociada a una descarga alterna, mientras que las figuras más sencillas se producen con descargas simples. En todas las figuras complicadas se registra en cierta medida la propia descarga; y debido a la apariencia de la figura puede reconocerse directamente el carácter alterno de la descarga y la dirección de la descarga de inicio.

Von Bezold produce las figuras de Lichtenberg del siguiente modo:— Una placa horizontal de vidrio bien aislado se cubre por la parte inferior con una hoja de estaño conectada a tierra. En la parte superior de la placa se apoya la punta de una aguja de coser, donde se produce la descarga. Después se retira la aguja, se limpia el polvo de la placa y se examina la figura. Si este

montaje (que podemos llamar placa de prueba) se inserta directamente en el circuito de descarga de una botella de Leyden o en el conductor de una máquina eléctrica, se imposibilita hacerlo con una descarga alterna, y en general con cualquier descarga completa. Por esta razón sólo se puede insertar la placa de prueba en paralelo con la descarga que se quiere investigar.

Mientras Herr von Bezold estaba haciendo este método – usaba como descarga principal la descarga a tierra del conductor de una máquina eléctrica– llegó rápidamente a un fenómeno notable. Aparecieron figuras positivas cuando se esperaban negativas; aparecían figuras grandes donde se esperaban pequeñas, y *viceversa*. La ley de Ohm no explica estos hechos; parece como si la electricidad en movimiento tuviera el poder de causar electrificaciones próximas, como si “el fenómeno que tiene lugar en las perturbaciones eléctricas fuera similar a los que se observan en los fluidos en movimiento y conocido con el nombre de aspiración”. Claro que al principio había muchos detalles relacionados que había que explicarse. Podemos citar las palabras de Herr von Bezold:

“Estas observaciones peculiares llevaron a otras investigaciones en la división de descarga de corrientes eléctricas.”

“También las descargas alternas dan resultados más constantes que las simples; por tanto siempre se procuró tener un conductor de retorno. Los experimentos anteriores demostraron que no se puede emplear sencillamente un hilo solo para ello; por tanto se usó la bobina de inducción Ruhmkorff R como conductor de retorno”.

Si hacemos girar lentamente la máquina eléctrica Q hasta que salte una chispa en F , se forman figuras positivas complejas en la placa A con gran regularidad”.

“Si se desvía una parte de la corriente por un hilo corto D , y se lleva esta a la placa por un conductor B , aparecen, como se espera, dos figuras exactamente similares. Si por otra parte, el hilo tiene una longitud considerable (algo más de un metro), hay una decidida diferencia en el tamaño de las figuras. Tan pronto excede de este límite la longitud del hilo, la figura en B siempre es mayor que la figura en A , incluso aunque la rama en la que tiene su origen esté cerca del conductor (1 cm. por encima de la placa). La diferencia en tamaño entre las dos figuras es más sorprendente a medida que aumenta la longitud del hilo D , hasta

que finalmente, cuando D es igual a 6,4 metros, y F (la longitud del chispero) es igual a 4 mm., la figura en A se reduce a una estrellita pequeña, y muchas veces está completamente ausente”.

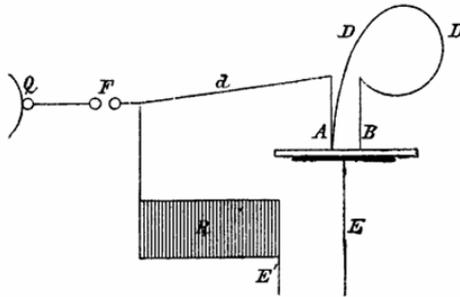


Fig. 12.

“Este experimento nos muestra de forma obvia que la ley de Ohm sólo tiene validez para las corrientes estacionarias y no para las descargas eléctricas, como también han demostrado todas las investigaciones teóricas. Cuando la electricidad no llega a la placa por medio del ramal pequeño A , aparentemente llega siguiendo el hilo D que es varias veces más largo.”

“Si se alarga todavía más el hilo D al principio no se observa ningún cambio (entre amplios límites); sólo cuando se ha doblado como mínimo comienza a aumentar la figura en A , hasta que a longitudes todavía mayores nuevamente comienza a desaparecer la diferencia de tamaño entre las dos figuras. No importa en absoluto que el hilo empleado sea grueso o delgado, si es buen o mal conductor, ni si está completamente recto o curvado. Todavía no he hecho experimentos con hilos en espiral. Debido a la novedad del fenómeno me pareció interesante investigar el comportamiento del hilo D en diferentes lugares. Para ello hice la modificación que se puede ver en la Fig. 13. En la placa donde se encuentran los conductores A, B, C , se conectaron entre sí con dos hilos D y D' . Si se elige la longitud de los hilos para producir las figuras más grandes posibles en C , y al mismo tiempo, lo más pequeñas posibles en A , la figura en B es más grande que A y más pequeña que en C . Si los hilos son más largos las figuras A y C son prácticamente iguales, mientras que cuando se elige con cuidado la relación $D:D'$, la figura en B se hace muy pequeña e incluso desaparece del todo. Cuando la

distancia de la chispa es de 4,3 mm. y la longitud $A F$ es igual a 50 cm., $D = 6,2$ m y $D' = 8,1$ m, las figuras en A y C son grandes, mientras que en B sólo aparece una estrellita.”

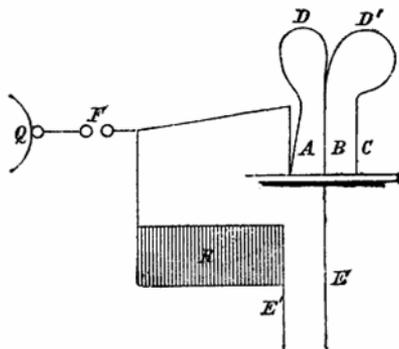


Fig. 13.

“Si se separa un conductor cualquiera de la placa, no se alteran prácticamente las figuras en los conductores restantes.”

“Este experimento nos enseña un hecho nuevo, a saber, que conectando simplemente un conductor a un hilo que tenga el extremo libre, podemos producir modificaciones importantes en la figura que forma ese conductor, e incluso puede llegar a desaparecer. El modo más instructivo de ejecutar el experimento es acercar el conductor A a un segundo chispero con micrómetro f (Fig. 14), un borne del cual se conecta con A mientras que el otro se lleva al hilo D . Si hacemos al principio que la distancia entre las puntas del micrómetro F sean grandes al principio y después las disminuimos gradualmente, podemos ver que en el instante que salta una chispa en f se altera o desaparece la figura en A . Pero si consideramos que el hilo se descarga por completo en el caso de una descarga alterna, se deduce que en tal caso la electricidad viaja hasta el extremo libre del hilo D , y regresa inmediatamente; de hecho, tenemos aquí perturbaciones que son en todo momento comparables.”

“Esta consideración nos lleva a una hipótesis sobre los cambios peculiares de tamaño de las figuras de polvo que siguen a las descargas que hemos descrito.”

“Si se obliga a las ondas eléctricas a seguir un hilo y se fuerza a que regresen por el mismo camino después de reflejarse en

su extremo, las ondas que avanzan y retroceden se interferirán y harán aparecer fenómenos análogos a los que se observan en los tubos de órgano. Las observaciones descritas apuntan a esta analogía, y me aventuraría a comparar las posiciones del hilo en que aparecen las figuras mayores y menores con los nodos y antinodos.”

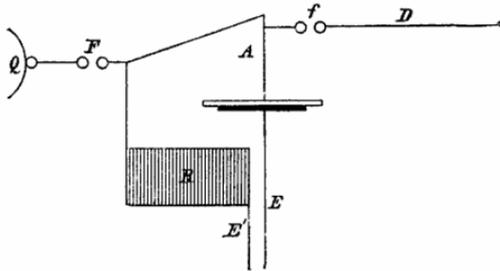


Fig. 14.

“La hipótesis de que este fenómeno que estamos discutiendo se debe a interferencias recibe un apoyo adicional con el hecho que el experimento sólo tiene éxito cuando se emplean corrientes alternas; cuando se emplean descargas sencillas las figuras que se observan son parecidas pero no presentan la misma escala.”

“Tras estos experimentos se probó una pequeña modificación, que a su vez es el punto de partida para otras investigaciones más recientes: –

“Si se retira el extremo del hilo *D* (Fig. 12) y se conecta con el primer conductor *A*, como se puede ver en el dibujo, puede hacerse desaparecer la figura ajustando la longitud del hilo. Hablando estrictamente, este experimento fue el punto de partida de todos los que se acaban de describir; pero he demorado hasta ahora la descripción de este ya que no es de mucha ayuda para comprenderlos. Por mi parte, al principio creía que había encontrado una analogía con los experimentos de Savart con ondas sonoras, y me imaginaba a las corrientes moviéndose en la dirección de las líneas de puntos. Esta idea desapareció con los experimentos en que se usó un hilo con el extremo libre, ya que se observó que la distancia entre los dos puntos de divergencia en *A* no afectaba en modo alguno al resultado. Para acabar con todas las dudas introduje un chispero en el ramal *D* en diversos

lugares. Las puntas de este segundo micrómetro estaban separadas tan sólo de 0,01 a 0,03 mm. Razonaba esto: Si la corriente entra al hilo por ambos extremos debe haber algún punto en el hilo en que se unan los dos trenes de ondas. Cuando se encuentre el chispero en ese punto exacto, el potencial en las dos esferas debe alcanzar simultáneamente el mismo valor, y por tanto no se observará ninguna chispa en ese punto; mientras que en todos los demás puntos tiene que haber una chispa.”

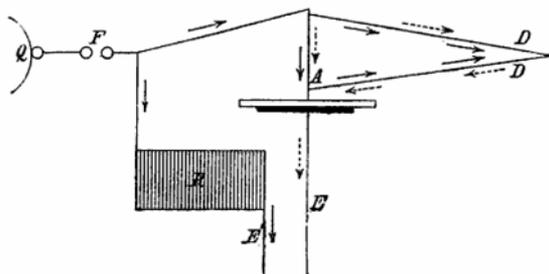


Fig. 15.

“Y, como realmente ocurre, las chispas cesan cuando el micrómetro se encuentra en el centro de una rama, y vuelven a aparecer tan pronto se aparta unos decímetros de ese punto hacia cualquier lado. Esto demuestra que la dirección de la corriente es la indicada por las flechas continuas; y por otro lado, se hace evidente el pequeño retardo que sufre la descarga de la corriente mientras atraviesa unos pocos decímetros de hilo.”

“Entonces proseguí decididamente para averiguar las condiciones experimentales bajo las cuales se hace más evidente este retardo. Encontré que era mejor emplear la descarga de una bobina Ruhmkorff, como indica el dibujo (Fig. 16). La corriente de inducción estaba suministrada por una célula de Grove, y la distancia de chispa F en el chispero micrométrico era de 2 mm., a pesar de que chisperos con distancias mayores o menores también daban buenos resultados.”

“Estas condiciones son suficientes para producir las chispas si uno de los hilos D es tan sólo un decímetro más largo que otro. Por el contrario, no se observa ninguna chispa si tienen la misma longitud. Sin embargo aparecen inmediatamente si se

rompe la simetría de las dos ramas colocando una botella de Leyden en contacto con uno de los hilos.”

“En este experimento tampoco afectó lo más mínimo el material y grosor de los hilos. Aunque se emplee hilo de cobre plateado de 0,009 mm. de diámetro, o hilo de hierro de 0,23 mm., o hilo de cobre de 0,80 mm., no se obtiene ninguna chispa si los dos hilos tienen la misma longitud.”

“Por consiguiente la velocidad de la electricidad en todos ellos (en línea recta) (Probablemente los hilos bobinados en espiral proporcionen un resultado diferente) es la misma. Todavía no se puede observar de forma fácil el experimento en la forma descrita, ya que sólo se puede trabajar con un chispero pequeño en el micrómetro auxiliar *f*. Por tanto intenté modificarlo de tal forma que se pueda observar en un aula.”

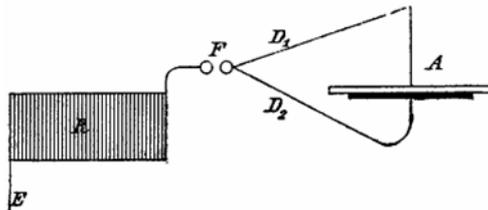


Fig. 17.

“Las pruebas con tubos de Geissler pequeños no dieron resultados definidos. Por otra parte, puede observarse muy bien el retardo de la siguiente forma, siempre que la diferencia del recorrido sea de unos metros (Fig. 17): –

Sea una descarga (negativa), preferiblemente de una bobina de Ruhmkorff, que se divide directamente en dos ramas después del chispero micrométrico. Una rama la conectamos con la película de una placa de pruebas completamente aislada, mientras que la otra se lleva por medio del conductor *A* a la superficie superior sin cubrir. Bajo estas condiciones puede aparecer en la superficie superior una figura positiva, negativa, o nada en absoluto según la rama superior sea mayor, menor o de la misma longitud que la inferior. Además, podemos predecir el resultado del experimento si es correcta la suposición de que están causadas por diferencias temporales. Si recordamos que el efecto de enviar electricidad positiva a la placa es el mismo que

el efecto de retirar electricidad negativa, podemos comprender el por qué una descarga positiva hace aparecer a una figura positiva si la electricidad alcanza la punta del conductor antes que llegue a la película, es decir, si D_1 es más corto que D_2 . Por otra parte, si la descarga llega primero a la película, la electricidad inducida atraviesa el conductor en sentido opuesto, y por tanto, aparece una figura negativa sobre la placa tan pronto D_2 es menor que D_1 . En el curso de la perturbación la carga inducida en el hilo D debe encontrarse con la electricidad que llega directamente de F , y por tanto la figura tendrá un carácter complejo.”

“Entre estas dos disposiciones, que dan resultados opuestos, es obvio que debe haber otra que no produzca figuras, ya que no hay razón alguna para que aparezca únicamente una u otra. Este debe ser el caso cuando la electricidad llega simultáneamente por ambos lados, es decir, cuando D_1 y D_2 tienen la misma longitud (Puede haber pequeñas diferencias de longitud a favor del hilo superior, a pesar que la electricidad que llega a la parte inferior debe dispersarse por toda la película). Los experimentos coinciden por completo con las predicciones teóricas. El tipo de figuras eléctricas que se obtienen depende de la elección correcta de las longitudes de los hilos.”

“Esta idea es correcta, aunque pueda parecer incorrecta para muchos que intenten experimentar bajo condiciones que no sean muy favorables, exceptuando un caso, en que no aparecen figuras cuando los dos recorridos son exactamente iguales. Puede suceder que a primera vista todas las figuras que aparecen sean positivas sin importar las condiciones y el tipo de electricidad que se emplee.”

“La razón es sencillamente que las figuras negativas complejas corresponden, en este caso, a la clase que tiene un fuerte carácter positivo, y apenas pueden reconocerse como negativas incluso aunque se tenga algo de experiencia en ellas.”

“Pero la diferencia considerable en tamaño que se obtiene con un cambio de polo es suficiente para disipar cualquier duda respecto a la naturaleza real de las figuras, y para mostrar el acuerdo entre los experimentos y las predicciones teóricas.”

“En resumen, se obtienen los siguientes resultados:—

“1. Si después de pasar por un chispero, una descarga eléctrica tiene ante sí dos caminos a tierra, uno corto y otro

largo, y separadas por una placa de pruebas, la corriente de descarga se divide, siempre y cuando la distancia del chispero sea pequeña. Pero esta distancia es mayor la electricidad fluye únicamente por el camino más corto, eliminando de la rama la electricidad del mismo signo.”

“2. Si se envían una serie de ondas eléctricas a lo largo de un hilo con su extremo libre, las ondas se reflejan en el extremo, y el fenómeno que acompaña a este proceso, en el caso de descargas de corriente alterna, parece ser causado por interferencias entre las ondas directa y reflejada.”

“3. Una descarga eléctrica atraviesa hilos de igual longitud en el mismo tiempo, cualquiera que sea el material de esos hilos.”

IV

UN EFECTO DE LA LUZ ULTRAVIOLETA SOBRE LA DESCARGA ELÉCTRICA

(*Sitzungsberichte d. Berl. Akad. d. Wiss.*, 9 Junio 1887. *Wiedemann's Ann.* 31 pág. 983)

En una serie de experimentos sobre los efectos de la resonancia con oscilaciones eléctricas muy rápidas que he efectuado y publicado recientemente (Ver II pág. 29), se hacen saltar dos chispas con la misma descarga de una bobina de inducción, y por tanto son simultáneas. Una de ellas, la chispa *A*, es la chispa de descarga de la bobina de inducción, y sirve para excitar la oscilación primaria. La segunda, la chispa *B*, pertenece a la

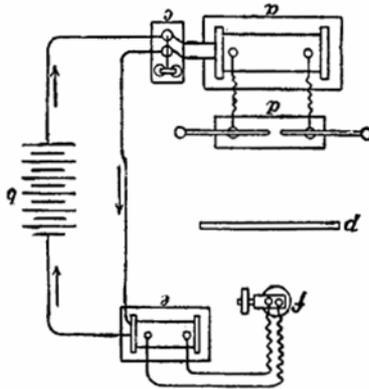


Fig. 18

oscilación secundaria o inducida. Esta última no es muy luminosa; en los experimentos ha de medirse con cuidado la longitud máxima. Ocasionalmente encerré la chispa *B* en una caja oscura para facilitar la observación; y al hacer esto observé que dentro de la caja la longitud máxima de la chispa era siempre más pequeña. Al ir eliminando sucesivamente las diferentes partes de

la caja, se vio que la única parte que ejercía este efecto perjudicial siempre era la que ocultaba la chispa *B* de la chispa *A*. La partición de este lado mostró que este efecto no ocurría tan sólo en las inmediaciones de la chispa *B*, sino también cuando se encontraba a distancias mayores de *B*. Este fenómeno era tan notable que solicitaba una investigación. La siguiente comunicación contiene los resultados que he podido establecer en el curso de esta investigación: –

1. En el fenómeno no puede detectarse ningún efecto de pantalla de naturaleza electrostática o electromagnética. Este efecto no sólo se presenta cuando se interponen cuerpos conductores entre *A* y *B*, sino también cuando se interponen no conductores, en particular el vidrio, la parafina, la ebonita, que no pueden presentar ningún efecto de pantalla. Además, una rejilla metálica de grano grueso no mostró ningún efecto, aunque actuaba como una pantalla eficaz.

2. El hecho de que ambas chispas *A* y *B* ocurran de forma sincrona y hubiera oscilaciones muy rápidas no tiene importancia. Se puede observar el mismo efecto al hacer saltar simultáneamente dos chispas de cualquier otro modo. También aparece si en vez de la chispa inducida, se usa una chispa lateral (este termino tiene el mismo significado que en mi primer papel). También aparece cuando empleo la chispa *B* como una descarga lateral (según la terminología de Riess), como la que se obtiene al conectar un polo de una bobina de inducción con un conductor aislado y se interpone un chispero. Pero se puede observar mucho mejor insertando en el mismo circuito dos bobinas de inducción con un interruptor común, una bobina da la chispa *A* y la otra la chispa *B*. En los siguientes experimentos se usó esta última disposición casi exclusivamente. Observé que el experimento tenía éxito con diferentes bobinas de inducción, se podía hacer con cualquier par de aparatos. Al mismo tiempo será conveniente describir en especial el montaje que ha dado los mejores resultados y fue el que más se empleó. La chispa *A* se obtenía con una bobina de inducción grande (*a*, Fig. 18), de 52 cm. de largo y 20 cm. de diámetro, alimentada con seis pilas Bunsen grandes (*b*) y con un interruptor de mercurio (*c*). Con esta corriente podía dar chispas de hasta 10 cm. de largo entre punta y placa, y hasta 3 cm. entre dos esferas. Normalmente empleaba una chispa de 1 cm. de largo entre las puntas de un

descargador común (d). La chispa B se obtenía con una bobina más pequeña (construida originalmente para uso médico) de una intensidad relativamente grande, pero con una longitud máxima de chispa de sólo $\frac{1}{2}$ a 1 cm. Al igual que con la bobina grande no entra en juego el condensador, y por tanto sólo da chispas de 1 a 2 mm. de longitud. Las chispas que uso son de 1 mm. de largo entre puntas de níquel plateado de un chispero micrométrico de Riess (f), o entre esferas de latón de 5 a 10 cm. de diámetro. Cuando se sitúan estos aparatos con los chisperos en paralelo y no muy alejados, el interruptor en marcha y el micrómetro a una distancia que justo permita que salten las chispas de forma regular, cuando después se interpone una placa (p) de metal, vidrio, etc., entre los dos chisperos d y f , las chispas desaparecen por completo. Al retirar la placa vuelven a aparecer inmediatamente.

3. El efecto se vuelve más marcado si se acerca la chispa A a la chispa B. La distancia entre las dos chispas cuando observé por primera vez este fenómeno era de $1\frac{1}{2}$ metros, y por tanto se puede observar fácilmente el efecto a esta distancia. He conseguido detectar indicaciones de él hasta una distancia de 3 metros entre las chispas. Pero a estas distancias el fenómeno se manifiesta únicamente en la mayor o menor regularidad del chorro de chispas en B, a distancias inferiores a 1 metro puede medirse su fuerza por la diferencia entre la longitud máxima de chispa antes y después de interponer la placa. Para indicar la magnitud del fenómeno incluyo las siguientes observaciones, naturalmente aproximadas, que se han obtenido con el montaje experimental de la Fig. 18: —

Distancia entre las chispas en cm.	Longitud de la chispa B en mm. antes y después de insertar la placa.		Diferencia.
	antes	después	
∞	0,8	0,8	0
50	0,9	0,8	0,1
40	1,0	0,8	0,2
30	1,1	0,8	0,3
20	1,3	0,8	0,5
10	1,5	0,8	0,7
5	1,6	0,8	0,8
2	1,8	0,8	1,0

Puede observarse que en algunas condiciones, la distancia de chispa se reduce a la mitad al retirar la placa.

4. Las observaciones dadas en la tabla pueden aducirse también como prueba de la siguiente idea que probablemente haya supuesto el lector desde el principio. El fenómeno no depende de ningún efecto perjudicial de la placa sobre la chispa *B*, pero anula cierta acción de la chispa *A*, que tiende a aumentar la distancia de chispa. Cuando la distancia entre las chispas *A* y *B* es grande, si aumentamos la separación del chispero micrométrico hasta que no salten las chispas en *B*, y después acercamos el chispero a *A*, reaparece el chorro de chispas en *B*; esta es la acción. Si interponemos ahora la placa, las chispas se extinguen, este es el cese de la acción. Por tanto la placa sólo es el medio de presentar de forma simple y adecuada la acción de la chispa *A*. A partir de ahora me referiré a *A* como chispa activa, y *B* como chispa pasiva.

5. La eficacia de la chispa activa no se confina a ninguna forma especial de ella. Las chispas entre bornes y entre puntas son igual de eficaces. Las chispas cortas y continuas, al igual que largas y discontinuas, presentan el mismo efecto. No hay diferencia importante entre las chispas azules débilmente luminosas y las blanco brillantes. Incluso las chispas de 2 mm. dejan sentir su influencia a distancias considerables. Su acción no procede de ninguna parte en especial de la chispa, cualquier parte es efectiva. Esto puede verificarse deslizando un tubo de vidrio sobre el chispero. El vidrio no permite pasar al efecto, y la chispa en estas condiciones es inactiva. Pero el efecto reaparece tan pronto como se expone un pequeño trozo de chispa, bien un polo, bien el otro o el centro. No he observado ninguna influencia debida al metal del polo. Y en el experimento no tiene importancia alguna que la chispa activa esté en paralelo a la pasiva.

6. Por otra parte, la susceptibilidad de la chispa pasiva a la acción depende hasta cierto punto de su forma. No se ha podido detectar susceptibilidad con chispas largas y discontinuas entre puntas, y poco con chispas cortas entre puntas. El efecto se observa mejor con chispas entre esferas, y mucho con chispas cortas. Es aconsejable usar en los experimentos chispas de 1 mm. de longitud entre esferas de 5 a 10 mm. de diámetro. También he conseguido reconocer el efecto con chispas de 2 cm.

de largo. Tal vez con estas chispas el alargamiento absoluto sea realmente mayor que en el caso de chispas cortas, pero en todos los casos el aumento relativo es mucho menor; y el efecto desaparece cuando hay una diferencia temporal entre las descargas de la bobina. No he descubierto ninguna influencia perceptible debida al material del polo. He examinado chispas entre polos de cobre, latón, hierro, aluminio, estaño, cinc y plomo. Si hay alguna diferencia entre los metales respecto a la susceptibilidad de la chispa parece ser a favor del hierro. Los polos deben estar pulidos y limpios; si están sucios, o corroídos por un largo uso, no se produce este efecto.

7. La relación entre las dos chispas es recíproca. Es decir, no sólo influye la chispa grande sobre la distancia de chispa de la pequeña, sino que a la inversa, la chispa pequeña presenta el mismo efecto sobre la mayor. Por ejemplo, usando el mismo aparato que antes, ajustamos el chispero micrométrico para que la descarga pase regularmente, pero ajustamos el descargador de la bobina grande justo al punto que deja de saltar la chispa. Al acercar el chispero micrométrico observamos que se producen nuevamente las chispas; y al introducir la placa cesa la acción. Para ello la chispa de la bobina grande debe ser sensible; y, debido a que las chispas largas son menos sensibles, el efecto no es tan marcado. Si ambas bobinas se encuentran al límite de su distancia de chispa aparecen complicaciones que probablemente no tengan conexión con el tema que estamos discutiendo (Ver Nota 8 al final del libro). Con frecuencia he observado que una chispa larga ha sido iniciada por otra mucho más pequeña, y en parte puede deberse a la acción que estamos investigando. Cuando se hace saltar la chispa entre esferas, y se separan las esferas hasta que cesa la chispa, se observa que vuelven a aparecer las chispas cuando se acerca un conductor aislado a una de las esferas ya que saltan pequeñas chispas de él. He observado con satisfacción que las descargas laterales realizan la función de una chispa activa en el sentido de la investigación presente. Es suficiente tocar uno de los bornes con un no conductor, o acercar una punta, para conseguir la misma acción. Al menos parece posible que la función de la chispa activa lo realicen las descargas laterales apenas visibles sobre la superficie del no conductor y de la punta.

8. El efecto de la chispa activa se dispersa en línea recta en todas direcciones y forma rayos en completo acuerdo con las leyes de propagación de la luz. Supongamos que se sitúan verticalmente los ejes de ambas chispas, e introducimos gradualmente por el lateral entre las chispas, una placa con el borde vertical. Se observa que cesa el efecto de la chispa activa, no de forma gradual, sino de súbito, en una posición definida de la placa. Si en ese momento miramos por el borde de la placa desde la posición de la chispa pasiva, observaremos que la placa acaba justo de ocultar la chispa activa. Si situamos la placa verticalmente entre las dos chispas y la retiramos lentamente hacia un lado, la acción comienza nuevamente en una posición definida, y observaremos, desde el lado de la chispa pasiva, que justo se ha hecho visible la chispa activa. Si se interponen varias placas con hendiduras, observaremos que la acción pasa por todo el lote en una posición en particular. Si miramos estas posiciones haciendo pruebas (lo más fácil es mirar a través de ellas), observaremos que todas las hendiduras están en el plano vertical que pasa por las dos chispas. Si situamos a cualquier distancia de la chispa activa una placa con una abertura de cualquier forma, y movemos la chispa activa para fijar los límites del espacio en que ejerce su acción obtendremos que el límite es una superficie cónica determinada por la chispa activa en su vértice y por los límites de la abertura. Si colocamos una placa pequeña en cualquier posición frente a la chispa activa, y movemos la chispa pasiva alrededor, la placa detiene la acción de la chispa activa exactamente en el punto que le apantalla su luz. Apenas hay que explicar que la acción no tan sólo la anulan las sombras de los cuerpos externos, también la anulan las sombras de las esferas del chispero pasivo. De hecho, si giramos este último hasta que su eje se sitúe en el plano de la chispa activa, pero perpendicular en vez de paralelo, cesa inmediatamente la acción más allá del borde de la placa. Si colocamos entre las chispas una placa con una ranura pequeña vertical y la movemos adelante y atrás, observaremos que la acción sólo se transmite en una posición perfectamente definida, a saber, cuando la chispa activa es visible a través de la abertura desde la posición de la chispa pasiva.

9. La mayoría de los cuerpos sólidos ocultan la acción de la chispa activa, pero no todos; unos pocos sólidos son transpa-

rentes a ella. Todos los metales que probé son opacos, incluso en forma de hojas delgadas, también la parafina, laca, resina, ebonita y la goma arábiga, todos los tipos de vidrio de colores o sin colorear, pulidos y sin pulir, gruesos y delgados, la porcelana y la cerámica; la madera, pasta y papel, mica, incluso en forma de hojas lo más delgadas posibles. Posteriores investigaciones en los cristales mostraron diferencias en su comportamiento. Algunos también son opacos, p. ej. el sulfato de cobre, el topacio y amatista, pero otros, como el azúcar cristalizado, el alumbre, la calcita y la sal de roca, transmiten la acción, aunque con una intensidad reducida; finalmente, algunos resultaron ser completamente transparentes, como la selenita, y sobre todo, el cristal de roca, que apenas interfería la acción incluso con capas de varios centímetros de grosor. El siguiente método de prueba es muy adecuado:— Se coloca la chispa pasiva separada unos centímetros de la chispa activa, y se lleva a su máxima longitud. Luego se interpone en cuerpo a examinar. Si no cesan las chispas el cuerpo es muy transparente. Pero si cesan las chispas, debe cerrarse el chispero hasta que vuelve a saltar nuevamente. Se interpone una sustancia opaca junto con el cuerpo a examinar. Si vuelven a cesar las chispas otra vez, o se debilitan, el cuerpo es parcialmente transparente, pero si la placa no produce ningún efecto es que debe ser muy opaco. La influencia de los cuerpos interpuestos aumenta con su grosor, y puede describirse adecuadamente como una absorción de la acción de la chispa activa; pero en general, incluso los cuerpos que solo son parcialmente absorbentes, ejercen su influencia incluso en forma de capas muy finas.

10. Los líquidos también muestran ser en parte transparentes y en parte opacos a la acción. Para experimentar con ellos se separó la chispa activa unos 10 cm. y se situó verticalmente sobre la pasiva, entre ambos se colocó un vaso de vidrio, cuyo fondo consistía en una placa circular de cristal de roca de 4 mm. de grosor. Sobre este vaso se vertía una capa, más o menos gruesa, del líquido, y después se estimaba su influencia de la manera descrita para los cuerpos sólidos. El agua resultó ser notablemente transparente, incluso con capas de 5 cm. apenas cesaba la acción. En capas finas también resultó ser transparente el ácido sulfúrico concentrado, el alcohol y el éter. El ácido hidroclorhídrico puro, el ácido nítrico puro y una solución de

amoniacos resultaron ser parcialmente transparentes. La parafina fundida, el benceno, el petróleo, el bisulfito de carbón, el sulfuro amónico y los líquidos muy coloreados, p. ej. soluciones de fucsina, permanganato potásico, son prácticamente opacas. Los experimentos con soluciones salinas fueron muy interesantes. Se introdujo en el vaso de cristal de roca una capa de agua de 1 cm.; se añadió la solución salina concentrada gota a gota, y se observó el efecto. En muchas sales bastaba con unas gotas, o incluso con una única gota, para extinguir la acción de la chispa pasiva; este fue el caso del nitrato de mercurio, el hiposulfito de sodio, el bromuro potásico, y el yoduro potásico. Cuando se añadían sales de hierro y cobre, la extinción de la chispa pasiva ocurría antes que se pudiera observar ninguna coloración en el agua. Las soluciones de sales amoniacales, sulfato de cinc, y sal común (Según mis experimentos una solución concentrada de sal común es mucho más absorbente que la sal de roca cristalizada. Este resultado era tan notable que exigió una confirmación) ejercían una absorción cuando se añadían en grandes cantidades. Por otra parte, los sulfatos de potasio, sodio y magnesio eran muy transparentes incluso en soluciones concentradas.

11. También quedó claro en los experimentos hechos en el aire que algunos gases permiten la transmisión de esta acción incluso a distancias considerables. Sin embargo, algunos gases son muy opacos a ella. En los experimentos con gases se interpuso entre la chispa activa y la pasiva un tubo de 20 cm. de largo y 2,5 cm. de ancho, los extremos de este tubo se cerraron con placas de cuarzo y se podía introducir cualquier gas por medio de dos tubos laterales. Un diafragma impedía que pudiera transmitirse cualquier acción excepto a través del tubo. No se encontró diferencia apreciable entre el aire y el hidrógeno. Tampoco se pudo observar ningún debilitamiento cuando el tubo se llenó con ácido carbónico. Pero cuando se introdujo gas de carbón, cesó inmediatamente la chispa pasiva. Cuando se sustituyó el gas de carbón por aire volvió a aparecer la chispa; y este experimento podía repetirse con una regularidad perfecta. Incluso la mezcla de aire con algo de gas de carbón impide la transmisión de la acción. Se deduce que es suficiente un pequeño estrato de gas de carbón para detener la acción. Si se hace pasar una corriente de gas de carbón de 1 cm. de diámetro en el aire entre las dos chispas, puede percibirse claramente una

sombra en la chispa activa, es decir, se anula su acción más o menos por completo. Los vapores marrones de óxido nitroso exhiben una fuerte absorción parecida a la del gas de carbón. Tampoco es necesario emplear con ellos el tubo con las placas de cuarzo para observar la acción. Por otra parte, aunque los vapores de cloro y bromo no ejercen absorción, no son proporcionalmente opacos. No se ha podido reconocer ninguna absorción cuando se han introducido en el tubo vapores de bromo en cantidad suficiente para observar una coloración; y se observa una transmisión parcial de la acción incluso aunque el vapor de bromo sea tan denso que la chispa activa (de un color rojo oscuro) apenas sea visible a través del tubo.

12. La intensidad de la acción aumenta cuando se reduce la presión del aire alrededor de la chispa pasiva, de todos modos sólo hasta cierto punto. Se supone que el aumento debe medirse por la diferencia entre las longitudes de las chispas protegidas y sin proteger. En estos experimentos se hace saltar la chispa pasiva dentro de la campana de una bomba de aire entre los polos ajustables que pasan por las paredes de la campana. Se ha de insertar en la campana una ventana de cristal de roca, y debe pasar a través de ella la acción de la otra chispa. Se observa la máxima longitud de chispa, primero con la ventana abierta, y después con la ventana cerrada; a diferentes presiones de aire, pero a corriente constante. Puede considerarse como típica la siguiente tabla de resultados: –

Presión de aire en mm. de mercurio.	Longitud de la chispa con la ventana		Diferencia.
	Cerrada.	Abierta.	
760	0,8	1,5	0,7
500	0,9	2,3	1,4
300	1,0	3,7	2,7
100	2,0	6,2	4,2
80	Muy grande	Muy grande	indeterminada.

Puede verse que a medida que disminuye la presión, la longitud de la chispa no tan sólo aumenta lentamente, sino que la longitud de la chispa influenciada aumenta muy rápidamente, y por esta razón crece la diferencia entre las dos. Pero a cierta presión la descarga luminosa azul (*Glimmlicht*) se extiende en una proporción considerable sobre el cátodo, la distancia de

chispa se vuelve muy grande, la descarga altera su carácter, y no se puede percibir ninguna influencia debida a la chispa activa.

13. El fenómeno también se presenta cuando la chispa tiene lugar en otros gases diferentes al aire; también cuando se producen dos chispas en dos gases diferentes. En estos experimentos las dos chispas se producen en dos tubos pequeños de vidrio cerrados por placas de cristal de roca que se pueden llenar con gases diferentes. Se hicieron estos experimentos ya que ciertas circunstancias llevaban a suponer que una chispa en un gas cualquiera sólo podía actuar sobre otra chispa en el mismo gas, y por esta razón se probaron cuatro gases –hidrógeno, aire, ácido carbónico y gas de carbón– en dieciséis combinaciones posibles. La conclusión principal a la que se llegó es que la anterior suposición era errónea. Sin embargo, debe añadirse que aunque no hay gran diferencia en la eficacia de la chispa activa en diferentes gases, hay una diferencia notable en su susceptibilidad cuando se emplean en la chispa pasiva. Manteniendo las mismas condiciones, la chispa en hidrógeno experimenta un aumento perceptiblemente mayor de la longitud que la chispa en el aire, que a su vez dobla la chispa en ácido carbónico y gas de carbón. Es cierto que en estos experimentos no se tiene en cuenta la absorción, ya que no se conocía este efecto cuando se hicieron, pero sólo se pudo percibir en el caso del gas de carbón.

14. Todas las partes de la chispa pasiva no se comportan de la misma forma ante la acción; tiene lugar cerca de los polos, en especial en el polo negativo (Ver Nota 9 al final del libro). Para observar esto, la chispa pasiva debe tener de 1 a 2 cm. de largo, de esta forma pueden apantallarse las diversas partes de la misma. Al apantallar el ánodo apenas se observa ningún efecto; al apantallar el cátodo cesa gran parte de la acción. Pero es algo difícil verificar este fenómeno, ya que las chispas largas dificultan la observación clara de este fenómeno. En el caso de las chispas cortas (cuyas partes no pueden apantallarse por separado) puede decirse lo siguiente:– Se sitúa la chispa pasiva paralela a la activa que a su vez se gira a izquierda y derecha hasta su posición perpendicular hasta que cesa la acción. Se ha observado que es mayor en una dirección que en otra, la ventaja está a favor de la dirección en que el cátodo se dirige hacia la chispa activa. Pero no he podido decidir con claridad si el efecto se debe totalmente o parcialmente al cátodo.

15. La acción de la chispa activa se refleja en la mayoría de superficies. En las superficies pulidas la reflexión sigue las leyes de la reflexión normal de la luz. En los experimentos preliminares sobre reflexión se usó un tubo de vidrio de 50 cm. de largo y 1 cm. de diámetro; este tubo estaba abierto por ambos extremos, y se pasó a través de un cartón grande. Se situó la chispa activa en un extremo para que su acción sólo pudiera pasar por el tubo. Si se mueve la chispa pasiva fuera del otro extremo del tubo sólo se ve afectada en el espacio tubular a continuación del tubo; pero en este caso se aprecia una acción más fuerte que cuando se saca el tubo y se mantiene tan sólo el diafragma. Fue este fenómeno el que me sugirió la acción del tubo; por sí mismo indicaba una reflexión en las paredes del tubo. Se situó a continuación el chispero micrométrico en un lado del haz que sale del tubo, y se movió para que el eje de la chispa fuera paralelo a la dirección del haz. Se ajustó el micrómetro hasta el punto que cesaba la chispa; y se observó que volvía a saltar al inclinar la superficie del plano 45° en dirección al haz, según la ley normal de la reflexión, sobre la chispa pasiva. Se observa la reflexión de forma más o menos importante en vidrio, cristales y metales, incluso aunque no estén perfectamente pulidos; también en sustancias como la porcelana, madera pulida y papel blanco. No obtuve ninguna reflexión en una placa de vidrio bien ahumada.

En experimentos más precisos se situó la chispa activa en la línea vertical; a poca distancia de ella había una placa alargada con una hendidura vertical, bajo la cual se podían situar espejos pulidos de vidrio, cristal de roca y diversos metales. Se determinaron los límites del espacio en que se ejercía la acción bajo la hendidura moviendo la chispa pasiva alrededor. Los límites eran muy abruptos y siempre coincidían con los límites del espacio en que era visible la imagen de la chispa activa en el espejo. Debido a la debilidad de la acción estos experimentos no se pueden hacer con cuerpos sin pulir; se supone que estos cuerpos presentan una reflexión difusa.

16. Al pasar la acción de la chispa activa del aire a un medio sólido transparente presenta una refracción similar a la luz; pero la refracción es más fuerte que la luz visible. El tubo de vidrio usado en los experimentos de reflexión también sirve para estos experimentos. Se sitúa la chispa pasiva en el haz que sale del

tubo y a una distancia de 30 cm. del extremo más alejado de la chispa activa; detrás inmediatamente de la abertura se sitúa un prisma de cuarzo con su borde refractor en el punto más alejado del haz. A pesar de la transparencia del cuarzo, el efecto de la chispa activa cesaba tan pronto cubría el prisma el extremo del tubo. Si se movía la chispa en círculo alrededor del prisma en la dirección en que la luz es refractada por el prisma, enseguida se encontraron los puntos donde se volvía a producir el efecto. Fijamos la posición de la chispa pasiva en que el efecto era más fuerte; al mirar desde este punto hacia el interior del tubo no se podía ver la chispa activa; para poder observar la chispa activa a través del tubo debía moverse el ojo una distancia considerable hacia la posición original de la chispa. Se obtiene el mismo resultado cuando se usa un prisma de sal de roca. En experimentos más precisos se fijó verticalmente la chispa activa; a cierta distancia se colocó una rendija vertical, y detrás de ella el prisma. Al insertar una botella de Leyden se volvía más luminosa la chispa, y se podía determinar fácilmente el espacio iluminado detrás del prisma. Con la ayuda de la chispa pasiva era posible marcar los límites del espacio donde se ejercía la acción investigada. La Fig. 19 (a una escala de $\frac{1}{2}$) indica el resultado obtenido directamente por el experimento. El espacio $abcd$ está iluminado; el espacio $a'b'c'd'$ está atravesado por la acción que se está investigando. Al no estar bien marcados los límites de este último espacio, se fijaron los rayos $a'b'$ y $c'd'$ de la siguiente manera:— Se situó la chispa en una posición algo alejada, en c' , en el borde de la superficie donde se ejerce la acción. Se mueve una pantalla mn (Fig. 19) por el borde hasta que desaparece la acción. La posición de m de este borde es un punto del rayo $c'd'$. En otro experimento se usó un prisma de un ángulo de refracción pequeño, con una rendija estrecha, y se situó la chispa lo más alejado posible en que se percibía la acción. La luz se esparcía en un espectro pequeño, y se observó que se ejercía la influencia de la chispa en una región relativamente pequeña que correspondía a una desviación mucho mayor que el violeta visible. La Fig. 20 muestra las posiciones de los rayos que se dirigen directamente hacia donde se encuentra el prisma, r es la dirección del rojo, v del violeta, y w la dirección donde se ejerce con más fuerza la influencia de la chispa activa.

No he sido capaz de determinar si se produce alguna doble refracción. Mis prismas de cuarzo no permiten una separación suficiente de los haces, y las piezas de espato cálcico que poseo resultan ser demasiado opacas (Ver Nota 10 al final del libro).

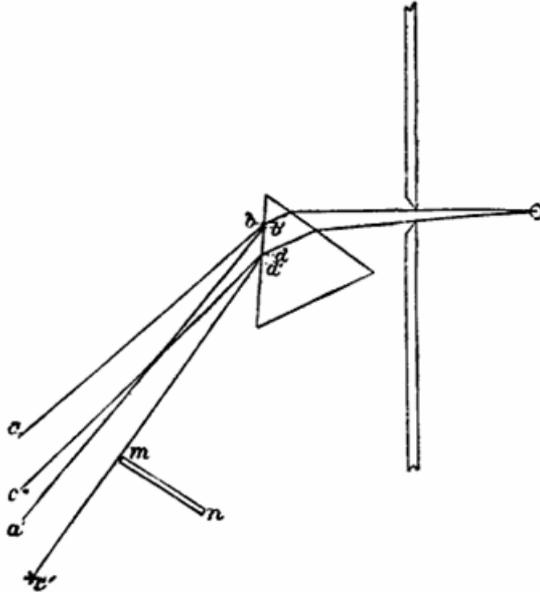


Fig. 19.



Fig. 20.

17. Después de todo lo que se ha dicho, debo indicar (hasta que se demuestre lo contrario) que debe considerarse la luz de la chispa activa como causa principal. Cualquier otra conjetura que se base en hechos conocidos se contradice con uno u otro experimento. Y si el fenómeno observado es finalmente un efecto de la luz, según los resultados de los experimentos de refracción, es únicamente un efecto de la luz ultravioleta. Que no es un efecto de las partes visibles de la luz se observa por el hecho que el

vidrio y la mica son opacos a ello, sin embargo son transparentes a la luz. Por otra parte, los experimentos de absorción indican que probablemente se deba el efecto a la luz ultravioleta. El agua, el cristal de roca, y los sulfatos de álcalis son notablemente transparentes a la luz ultravioleta y a la acción aquí investigada; el benceno y las sustancias afines son sorprendentemente opacos a ambas. También, los rayos activos de nuestros experimentos parecen ocupar los límites del espectro conocido. Cuando se recibe el espectro de la chispa en una placa sensible apenas se extiende al sitio en que se produce el efecto más fuerte sobre la chispa pasiva. Fotográficamente apenas hay diferencia alguna entre la luz que pasa, y la que no pasa a través del gas de carbón, mientras que la diferencia del efecto sobre la chispa es muy marcada. La Fig. 21 muestra un espectro tomado. En *a* la posición del rojo visible está indicado por *r*, el violeta visible por *v*, y en *b* el efecto más fuerte sobre la chispa pasiva, por *w*. El resto de la serie da las impresiones fotográficas producidas —*b* después de pasar simplemente por el aire y cuarzo, *c* después de pasar por gas de carbón, *d* después de pasar por una placa delgada de mica, y *e* después de pasar por vidrio.

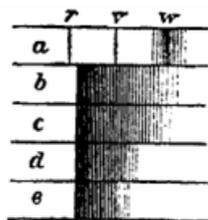


Fig. 21.

18. Nuestra suposición de que este efecto se atribuye a la luz se confirma por el hecho de que el mismo efecto se puede producir por diversas fuentes de luz comunes. Es verdad que la fuerza de la luz, en el sentido ordinario de la palabra, no indica ninguna medida de su actividad como se puede considerar; y en nuestros experimentos la débil luz visible de la chispa de la bobina de inducción es la fuente de luz más potente. Hagamos saltar la chispa de cualquier bobina de inducción entre las puntas, y separemos las puntas hasta que no salte; si acercamos la luz de una vela (a unos 8 cm.) vuelven a saltar las chispas.

Puede atribuirse al principio este efecto al aire caliente de la llama; pero cuando se observa que la inserción de una plaquita delgada de mica detiene la acción, mientras que una placa mucho más grande de cuarzo no la detiene, nos vemos obligados a reconocer el mismo efecto. Todas las llamas de gas, madera, benceno, etc. actúan del mismo modo. Las llamas no luminosas del alcohol y del mechero Bunsen presentan el mismo efecto, y en el caso de la llama de la vela la acción parece proceder de la parte interna, no de la parte superior más luminosa. Con una lamita de hidrógeno apenas se puede apreciar efecto alguno. La luz de un platino calentado al rojo blanco en una llama, o mediante la acción de una corriente eléctrica, o la llama de un fósforo ardiendo cerca de la chispa, y quemar sodio y potasio, son todas inactivas. También se quemó azufre, pero no se obtuvo efecto debido a la debilidad de la llama, la llama del bisulfito de carbón produjo algún efecto. La luz de magnesio produjo un efecto más fuerte que todos los anteriores indicados; su acción se extendió hasta un metro. La luz obtenida con gas de carbón y oxígeno fue algo más débil, y actuaba hasta una distancia de medio metro; la acción se debe principalmente al propio chorro: no hay mucha diferencia si se rodea la llama con el cilindro de cal o no. En ninguna ocasión obtuve un efecto decisivo con la luz solar a ninguna hora del día o del año en que lo probé. Cuando se concentró la luz por medio de una lente de cuarzo sobre la chispa se apreció una pequeña acción; pero esta también se obtenía empleando lentes de vidrio, y por esta razón debe atribuirse al calor. Pero la fuente más efectiva es la luz del arco eléctrico; es la única que puede competir con la chispa. Si se apartan las puntas de una bobina de inducción para que no salte la chispa, y se enciende un arco a una distancia de 1, 2, 3 o incluso 4 metros, vuelve a saltar simultáneamente la chispa, y se vuelve a apagar tan pronto se apaga el arco. Se puede separar la luz violeta del arco de la luz de los carbones incandescentes por medio de una rendija estrecha, y se observa que la acción procede principalmente del arco. He repetido la mayoría de los experimentos descritos con la luz del arco eléctrico, es decir, los experimentos sobre la propagación rectilínea, reflexión y refracción de la acción, así como la absorción del vidrio, mica, gas de carbón y otras sustancias.

Según los resultados de nuestros experimentos, la luz ultravioleta tiene la propiedad de aumentar la distancia de chispa de la descarga de una bobina de inducción, y otras descargas. Las condiciones en las cuales ejerce este efecto sobre las descargas es realmente muy complicada, y es mejor que esta acción se estudie en condiciones sencillas, y en especial sin usar una bobina de inducción. Al intentar progresar en esta dirección he encontrado dificultades (Ver Nota 11 al final del libro). Por tanto me contento con presentar y comunicar los resultados obtenidos, sin intentar ninguna teoría respecto al motivo a que se debe este fenómeno.

V

SOBRE LA ACCIÓN DE UNA OSCILACIÓN ELÉCTRICA RECTILÍNEA EN UN CIRCUITO CERCANO

(Wiedemann's Annalen, 34, pág. 155, 1888)

En un papel anterior (Ver II, pág. 29) he indicado como podemos excitar en un conductor rectilíneo no cerrado la oscilación eléctrica fundamental propia del conductor. También he indicado que una oscilación ejerce un efecto inductivo muy fuerte sobre un circuito casi cerrado situado cerca, siempre que el periodo de oscilación de este último sea igual que el de la oscilación primaria. Debido a que pensaba usar estos efectos en posteriores investigaciones, examiné el fenómeno en todas las posiciones que podía tomar el circuito secundario respecto a la corriente inductora. La acción inductiva de un elemento de corriente sobre un circuito cerrado puede calcularse perfectamente con los medios normales del electromagnetismo. Como nuestro circuito secundario es cerrado, a excepción de la separación extremadamente pequeña del chispero, supuse que esta acción sería suficiente para explicar el nuevo fenómeno; pero descubrí que esta suposición era errónea. Para poder llegar a una comprensión de los resultados experimentales (que no son nada simples), también es necesario considerar que el circuito secundario es abierto en todos los aspectos. Por esta razón no es suficiente prestar atención a la integral de la fuerza de inducción; también debemos tener en cuenta la distribución de la fuerza electromagnética a lo largo de las diversas partes del circuito; ni debemos despreciar la fuerza electrostática que surge de los extremos cargados del oscilador. Esto se debe a la rapidez con que las fuerzas alteran su signo en estos experimentos. Una fuerza electrostática de baja alternancia no hace aparecer chispas en nuestro conductor secundario, incluso aunque su intensidad

sea muy grande, ya que la electricidad libre del conductor se puede distribuir, y se distribuirá de tal forma que neutralice los efectos de la fuerza externa; pero en nuestros experimentos la dirección de la fuerza se altera con tanta rapidez que la electricidad no tiene tiempo de distribuirse de esta forma.

Por razones de simplicidad bosquejaré primero la teoría y después describiré el fenómeno relacionado con ella. Sería más lógico adoptar el caso opuesto; ya que los hechos comunicados son ciertos independientemente de la teoría, y la teoría que se ha desarrollado depende para su apoyo más de los hechos que de las explicaciones que siguen.

El aparato.

Antes de proceder a desarrollar la teoría, describiré con brevedad los aparatos con que se hicieron los experimentos, y más en especial todo lo que está relacionado con la teoría. El conductor primario consiste en un hilo recto de cobre de 5 mm. de diámetro, al cual se conectan dos esferas de plancha de cinc de 30 cm. de diámetro. Los centros de ambas están separados por 1 metro. El hilo está interrumpido en el centro con un chispero de $\frac{3}{4}$ de cm. de separación; en este se excitan las oscilaciones por medio de las descargas más potentes que se pueden obtener con una bobina grande de inducción. La dirección del hilo es horizontal, y sólo se han hecho los experimentos cerca del plano horizontal que pasa por el hilo. Sin embargo esto no limita la naturaleza de los experimentos, ya que los resultados deben ser los mismos en todo plano meridional que atraviese el hilo. El circuito secundario, hecho de hilo de 2 mm. de grueso, tiene la forma de un círculo de 35 cm. de radio, cerrado con la excepción de un pequeño chispero (ajustable por medio de un micrómetro). Este cambio de forma usada en los primeros experimentos por una forma circular se debe a la siguiente razón. Los primeros experimentos habían demostrado que la longitud de la chispa era diferente en diferentes puntos del conductor secundario, aunque no se alterase la posición del conductor. Al elegir la forma circular era fácil situar el chispero a cualquier posición deseada. Esto se puede hacer fácilmente montando el círculo de tal forma que pueda girar sobre el eje que pasa por su centro, y perpendicular a ese plano. Este eje

puede sujetarse sobre varios soportes de madera según convenga en los experimentos.

Con las dimensiones elegidas, el circuito secundario está prácticamente en resonancia con el primario. Se puede sintonizar con más exactitud soldando trocitos de hojas metálicas en los polos para aumentar la capacidad, y aumentar o disminuir el tamaño hasta alcanzar la máxima longitud de chispa.

Análisis de las fuerzas que actúan sobre el circuito secundario.

Podemos suponer que la fuerza eléctrica en todos los puntos en una función periódica simple del tiempo, cambia su sentido sin cambiar su dirección; además podemos suponer que esta variación tiene la misma fase en todos los puntos. Esto es cierto en las proximidades del conductor primario, ya que por el momento sólo prestamos atención a los puntos que caen cerca de él. Todos los puntos del circuito secundario se determinan por las distancias medidas desde el chispero siguiendo un círculo. Indicaremos como \sum el componente de la fuerza eléctrica que actúa en todo momento en los puntos en la dirección del elemento ds de este círculo. Por tanto \sum es una función de s que, después de pasar por toda la circunferencia S , regresa a su valor original. Por tanto \sum puede desarrollarse como una función circular, de esta forma—

$$\sum = A + B \cos 2\pi s/S + \dots + B' \sin 2\pi s/S + \dots$$

Podemos despreciar los términos más elevados. De esta forma nuestros resultados serán aproximadamente correctos; en general, se observarán chispas débiles en los lugares donde nuestros cálculos indiquen que las chispas han de desaparecer. Pero de momento nuestros experimentos no son lo suficiente precisos como para justificar nuestra atención a estos términos más elevados. Vamos a considerar más de cerca de los términos a que nos hemos referido.

En primer lugar, la fuerza A actúa en el mismo sentido, y tiene la misma magnitud en todas las partes del círculo. A es independiente de la fuerza electrostática; ya que la integral de esta última, tomando todo el círculo, es cero. A se corresponde con el total de la fuerza electromotriz inducida. Sabemos que se puede medir por el cambio, por unidad de tiempo, del número de

líneas de fuerza magnéticas que pasan por el círculo. Si consideramos que el campo magnético en que se encuentra el círculo es homogéneo, A será proporcional a la componente de la fuerza magnética perpendicular al plano del circuito secundario. Por esta razón A desaparecerá cuando la dirección de la fuerza magnética resida en el plano del circuito secundario. La fuerza A aumenta durante la oscilación de la intensidad que es independiente de la posición del chispero en el círculo; indicaremos con a la longitud del chispero que corresponde a esta oscilación.

Regresando a los otros dos términos, en primer lugar, la fuerza $B' \sin 2\pi s/S$ no se encuentra en posición para excitar la oscilación fundamental de nuestro círculo. Es totalmente simétrica a ambos lados del chispero; actúa en el mismo sentido en ambos polos, y por tanto no puede causar ninguna diferencia entre ellos. La fuerza $B \cos 2\pi s/S$ se comporta así. Si partimos del chispero y dividimos el círculo en cuatro partes iguales, encontraremos que esta fuerza actúa en la misma dirección en las dos partes opuestas al chispero, y por tanto excita con toda fuerza la oscilación fundamental. Es cierto que B actúa en dirección opuesta a las partes que se encuentran cerca del chispero; pero en el resto no puede ejercer un efecto tan fuerte. Al ser siempre cero la corriente en los extremos del círculo, la electricidad no se puede mover con la misma libertad cerca de estos extremos que en el centro del círculo. Para dilucidar el significado de este enunciado un tanto breve podemos tomar como ilustración una cuerda tensa entre dos puntos fijos. En el centro y en las partes externas de las cuerdas se encuentran fuerzas en direcciones opuestas, la cuerda se mueve como si actuaran las fuerzas anteriores, y se obtiene la nota fundamental de la cuerda si las alternancias de estas fuerzas están sincronizadas con esta nota. Por esta razón el término $B \cos 2\pi s/S$ excita la oscilación fundamental de nuestro círculo, y la dirección de la oscilación será la misma que si sólo se encontrara la fuerza en las partes opuestas al chispero. Además, la intensidad de la oscilación será proporcional a la cantidad B . Para averiguar esta cantidad, supongamos que el campo eléctrico en que se encuentra el círculo es aproximadamente homogéneo. E indica la fuerza eléctrica total que actúa en este campo, ω el ángulo que forma su dirección con el plano del círculo secundario, y θ el ángulo que forma la proyección de la fuerza de este plano con la

línea recta que pasa por el centro del chispero. Así $\Sigma = E \cos\omega \sin(2\pi s/S - \theta)$ aproximadamente (Si el campo es realmente homogéneo, $A = 0$; y por tanto A será muy pequeña cuando el campo sea aproximadamente homogéneo. No obstante la fuerza A puede aumentar durante una oscilación en el mismo orden de magnitud que el producido por la fuerza $B \cos\pi s/S$), y por tanto $B = -E \cos\omega \sin\theta$. Por tanto el valor de B depende directamente de la fuerza total; causas electrostáticas y electromagnéticas contribuyen a ello. B se vuelve cero cuando $\omega = 90^\circ$, es decir, cuando la fuerza total es perpendicular al plano del círculo; y en este caso será cero en todas las posiciones del chispero en el círculo. Pero B también se convierte en cero cuando $\theta = 0$, es decir, cuando la proyección de la fuerza total sobre el plano del círculo coincide con la línea que pasa por el centro del chispero. Si suponemos que se mueve el chispero a cualquier posición del círculo, se altera el ángulo θ , y se producen las alteraciones correspondientes en el valor de B , que corresponde al segundo término de nuestra serie, que puede representarse aproximadamente por $\beta \sin\theta$.

Los dos términos que producen respectivamente las longitudes de chispa α y $\beta \sin\theta$ presentan siempre la misma fase. Por tanto las oscilaciones inducidas tienen también la misma fase, y sus amplitudes se suman. Pero en vista que la longitud de la chispa es aproximadamente proporcional a la amplitud total, se sigue que también se han de añadir las longitudes de las chispas. Si suponemos que se mueve el chispero por cualquier posición dada del círculo, la longitud de la chispa se representará respectivamente por una expresión de la forma $\alpha + \beta \sin\theta$. Los valores iguales absolutos de esta expresión indican longitudes de chispa iguales, cualquiera que sea el signo; ya que la chispa en nada indica la dirección de la oscilación. Los valores absolutos de α y β sólo se pueden determinar con un desarrollo más completo de la teoría, pero podemos indicar las condiciones de las que dependen, y esto nos será suficiente para comprender el fenómeno.

El plano del circuito secundario es vertical

Vamos a colocar ahora nuestro círculo cerca del conductor principal, con su plano vertical y su centro en el plano horizontal que pasa por el conductor primario. Mientras el chispero se

encuentra en el plano horizontal, bien en un lado o en otro, no observaremos chispas; pero en las demás posiciones del chispero percibiremos chispas de mayor o menor longitud. En dos puntos diametralmente opuestos desaparecen las chispas; de esto se deduce que el α de nuestra fórmula siempre es cero, y θ se vuelve cero cuando el chispero se encuentra en el plano horizontal. De esta observación podemos extraer las siguientes conclusiones: –en primer lugar, las líneas de fuerza magnética en el plano horizontal siempre son verticales, y por tanto forman círculos alrededor de la oscilación primaria, como exige la teoría. Segundo, las líneas de fuerza eléctrica se encuentran en todos los puntos del plano horizontal, y por tanto, se encuentran en los planos que pasan por la oscilación primaria –como también exige la teoría. Si mantenemos el círculo en una de las posiciones consideradas aquí, y lo giramos sobre su eje para sacar el chispero del plano horizontal, la longitud de la chispa aumenta hasta que se encuentre el chispero en la parte superior o en la parte inferior del círculo, en cuyas posiciones alcanza una longitud de 2–3 mm. Se puede comprobar de varios modos que las chispas que se producen corresponden, como exige nuestra teoría, a la oscilación fundamental de nuestro círculo, y no, como se podría sospechar, al primer sobretono. Si por ejemplo, alteramos ligeramente el círculo podemos demostrar que la oscilación produce estas chispas por resonancia con la oscilación primaria; esto no se mantiene con los sobretonos. También desaparecen las chispas cuando el círculo corta los puntos que se encuentran en el plano horizontal, aunque estos puntos sean nodos respecto al primer sobretono.

Si mantenemos el chispero en el punto más alto y giramos el círculo siguiendo el eje vertical que pasa por su centro, observaremos que durante una revolución completa la chispa alcanza una longitud máxima un par de veces, y otro par de veces se vuelve cero o prácticamente desaparece. Está claro que las posiciones de máximo son las que la dirección de la fuerza eléctrica está en el plano del círculo ($\omega = 0$); mientras que las posiciones de mínimo son las que la dirección de la fuerza eléctrica es perpendicular a este plano ($\omega = 90^\circ$). Por tanto tenemos aquí un medio de averiguar la dirección de la fuerza eléctrica en cualquier punto.

He investigado en varios puntos las posiciones en que las chispas se hacen muy cortas o desaparecen por completo. La parte inferior de la Fig. 22 se muestra como se ha tomado directamente de los resultados experimentales. AA' es el conductor primario. Las líneas rectas mn son las proyecciones del conductor secundario en el plano horizontal; pero en la ilustración no se muestran todas las posiciones observadas. Las líneas cortas, normales a las líneas mn , indican la dirección de la fuerza. Al no ser nunca cero esta fuerza, a medida que pasamos de la esfera A a la esfera A' , no cambia de signo. Por tanto podemos dibujar estas normales con líneas de flecha, como se ha hecho en la figura. Considerando esto podemos decir:—

1. La distribución de la fuerza total en las cercanías de una oscilación rectilínea es muy similar a la distribución de la fuerza electrostática que surge de los extremos de la oscilación. Cerca del centro de la oscilación, la dirección de la fuerza total coincide en especial con la dirección de la fuerza electrostática; debe predominar la fuerza electromagnética opuesta. La teoría indica también que en sus cercanías la fuerza de inducción electromagnética ha de ser más débil que la fuerza electrostática.

2. Sigue siendo muy fácil reconocer el efecto de la inducción electromagnética. Las líneas de fuerza parecen en cierto modo impulsarse lejos del eje de la oscilación; al viajar de A a A' siguen un círculo más amplio que si sólo se contara con la fuerza electrostática. (En el dibujo original se ve más claro que las copias reducidas) La explicación de esto es que la fuerza de inducción debilita las componentes de la fuerza electrostática paralelas al conductor primario, pero que no influyen sobre las componentes que son perpendiculares al conductor primario.

El plano del círculo secundario es horizontal.

Debemos explicar relacionado con la mitad superior de la Fig. 22 el fenómeno que se observa cuando el plano del círculo secundario es horizontal. Primero suponemos que el círculo se encuentra en la posición I , con su centro en la prolongación de la oscilación primaria. Entonces, como se ha indicado antes, podemos llegar a la conclusión partiendo de consideraciones puramente geométricas que las chispas desaparecerán cuando el chispero se encuentre en los puntos b_1 y b'_1 , y también el

máximo y las longitudes de chispas iguales se observarán en los puntos a_1 y a'_1 . (En el dibujo original se ve este plano más claro que la copia reducida) En mis experimentos las longitudes de estas chispas eran de 2,5 mm.

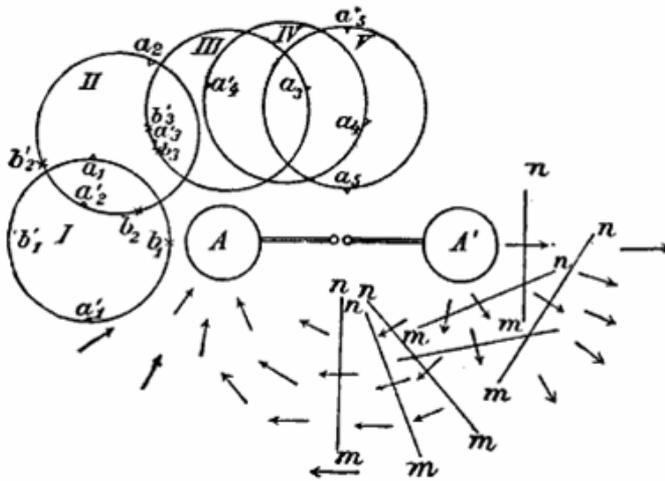


Fig. 22.

Giremos ahora el círculo hasta la posición II. Aquí las líneas de fuerza magnética pasan por el círculo. La integral de la fuerza de inducción alrededor del círculo no es cero; α no es cero. Por esta razón esperamos a partir de nuestra expresión $\alpha + \beta \sin\theta$, que al principio el valor de α sea pequeño, y tendremos (ya que no prestamos atención al signo) dos máximos de diferente valor, a saber, $\beta + \alpha$ y $\beta - \alpha$. Ocurrirá esto cuando $\theta = 90^\circ$, y la línea que los une será perpendicular a la dirección de la fuerza eléctrica. Estos dos máximos estarán separados por dos puntos donde no saltará ninguna chispa, y estos puntos deben estar cerca del máximo pequeño. Esto acuerda con los resultados obtenidos experimentalmente. En los puntos b_2 y b'_2 encontraremos otra vez nuestros puntos nulos más próximos; entre ellos en a_2 y a'_2 hay dos máximos de longitud de chispa, y el de a_2 es de 3,5 mm. mientras que el de a'_2 es de 2 mm. La línea $a_2a'_2$ es prácticamente perpendicular a la dirección de la fuerza eléctrica. Para completar nuestra explicación debemos añadir también que a_2 debe corresponder a la suma y a'_2 a la diferencia de las acciones.

Vamos a considerar el caso en que el chispero esté en a_2 . La esfera A se encuentra cargada positivamente, la fuerza eléctrica total en las partes del círculo opuesto a a_2 necesita electricidad positiva en la dirección que se aleja de A ; esto tiende a llevar la electricidad positiva en dirección circular, que en el caso de nuestra ilustración es la dirección de las agujas del reloj. Entre las esferas A y A' la fuerza electrostática se dirigirá al mismo tiempo de A -a- A' ; la fuerza de inducción, que siempre se opone en las proximidades del conductor, se dirigirá hacia A , y en todo el espacio será paralela a esta dirección. Pero como esta fuerza actúa más fuerte sobre nuestro círculo en las proximidades de la oscilación primaria que a una distancia mayor, se deduce que esta fuerza tiende también a imprimir a la electricidad positiva en movimiento circular en dirección de las agujas del reloj. Por esta razón hace que actúe en el mismo sentido en a_2 y se refuercen. También puede demostrarse que en a'_2 actúan en sentidos opuestos y se debilitan. De esta forma se explica perfectamente el fenómeno.

Supongamos ahora que acercamos nuestro círculo al centro de la oscilación primaria hasta III . Aquí coinciden los dos puntos donde se extingue la chispa. Un máximo desaparece; y el segundo máximo que tiene una longitud de chispa de 4 mm. se encuentra muy alejado del punto de extinción a'_3 . Es evidente que $\alpha = \beta$, y la longitud de chispa está representada por la fórmula $\alpha(1+\sin\theta)$. La línea $a_3a'_3$ también es perpendicular a la dirección de la fuerza eléctrica. Si acercamos todavía más el círculo al centro de la oscilación primaria, α se hace más fuerte que β . La expresión $\alpha + \beta \sin\theta$ no puede valer cero en ningún punto de θ , sino que oscila entre un valor máximo $\alpha+\beta$ y un valor mínimo $\alpha-\beta$. Los experimentos muestran también que en las posiciones que estamos considerando no hay ningún punto donde desaparecen las chispas; sólo hay máximos y mínimos. En la posición IV tenemos en a_4 una longitud de chispa de 5,5 mm., y en a'_4 una longitud de 1,5 mm. En la posición V tenemos en a_5 una longitud de chispa de 6 mm., en a'_5 la longitud de chispa es de 2,5 mm. (En estas posiciones debe protegerse la chispa secundaria de la luz de la chispa primaria para evitar casos que perturben), y en los puntos intermedios tenemos valores intermedios. Al pasar de la posición III a la posición V , la unión aa' cambia bruscamente de una dirección paralela a la corriente primaria a una

dirección perpendicular; por tanto siempre permanece más o menos perpendicular a la dirección de la fuerza eléctrica.

En estas últimas posiciones mencionadas las chispas se deben principalmente a la inducción electromagnética. Por esta razón en mi primer papel no me equivoqué al hablar de los fenómenos en estas posiciones como efectos electromagnéticos. No obstante, la producción de chispas, incluso en estas posiciones, es independiente por completo de causas electrostáticas sólo cuando llevamos el chispero a la posición media entre el máximo y el mínimo, en que la posición particular $\beta \sin\theta$ se convierte en cero.

Las posiciones restantes del círculo secundario.

Las posiciones que todavía no se han tratado, y en que el círculo secundario se inclina hacia el plano horizontal, pueden considerarse como estadios intermedios de los que ya se han descrito. En todos estos casos he encontrado confirmada la teoría y no he encontrado ningún fenómeno que no cuadre con ella. Vamos a considerar sólo un caso. Supongamos en primer lugar que el círculo se encuentra en el plano horizontal y en la posición V , con el chispero girado hacia la oscilación primaria en a_5 . Giremos ahora el círculo sobre el eje horizontal que pasa por su centro paralelo a la oscilación primaria, de tal forma que suba el chispero. Mientras gira el círculo, la fuerza se encuentra siempre en ángulo recto a la línea recta que sale del centro y pasa por el chispero; θ siempre vale 90° . El valor de β es aproximadamente constante en todas las posiciones. Pero a varía aproximadamente según el coseno del ángulo Φ entre el plano del círculo y el plano horizontal, ya que es proporcional al número de líneas de fuerza magnética cortadas por el círculo. Por esta razón si a_0 indica el valor de a en la posición inicial, el valor de a en cualquier otra posición es $a_0 \cos\Phi$, y por tanto se espera que la relación entre la longitud de chispa y el ángulo Φ puede darse por la expresión $a_0 \cos(\Phi+\beta)$, donde $a_0 > \Phi$. Los experimentos han confirmado. A medida que subimos la posición del chispero se reduce la longitud de chispa, que tiene un valor inicial de 6 mm., y en el punto más alto alcanza una longitud de 2 mm. Después se reduce todavía más en el segundo cuadrante hasta ser prácticamente cero, aumenta luego hasta un

máximo de 2,5 mm., que tiene lugar en el plano horizontal, después se reduce nuevamente, y después de pasar en orden inverso por los mismos estados regresa a su valor original.

Supongamos que en el transcurso de los movimientos que acabamos de describir sostenemos el círculo en la posición en que el chispero alcanza su posición más alta. Si elevamos verticalmente el círculo, las chispas se debilitan y finalmente desaparecen casi por completo; si bajamos verticalmente el círculo las chispas comienzan a aparecer más vigorosas. Pero si el chispero está en su posición más baja y mantenemos las mismas circunstancias, los efectos se invierten. Estos resultados pueden deducirse, como se ha indicado, a partir de razones puramente geométricas.

Las fuerzas a distancias mayores

Ya hemos mencionado antes un método para averiguar experimentalmente la dirección de la fuerza eléctrica total en cualquier punto. No hay dificultad para extender la aplicación de este método a distancias mayores, y esta fue la principal razón para hacer los experimentos ya que las teorías existentes del electromagnetismo difieren mucho sobre la distribución de la fuerza en las proximidades de una corriente no cerrada. Por tanto situamos en plano de nuestro círculo en posición vertical, llevamos el chispero a la posición más elevada, e intentamos averiguar en que posición las chispas son más largas y en que posición desaparecen o casi girando el círculo sobre el eje vertical. Pero cuando lo llevamos a una distancia de 1 a 1,5 metros de la oscilación primaria, nos encontramos con una dificultad inesperada. Los máximos y mínimos dejan de ser claros, excepto en posiciones particulares, por esta razón es difícil ajustar la posición del círculo; además, en ciertas posiciones las diferencias entre las longitudes de las chispas durante una revolución del círculo son tan pequeñas que es prácticamente imposible especificar la dirección definida de la fuerza. Observamos que esta dificultad desaparece más allá de una distancia de 2 metros. Pero las chispas son tan pequeñas que debemos observarlas en la oscuridad y con la ayuda de lentes; pero desaparecen en una posición definida del círculo, y son más fuertes en ángulo recto a esta. Cuando se sigue aumentando la

distancia la longitud de chispa disminuye lentamente. No he podido determinar la distancia mayor a la que se puede observar. Cuando se sitúa el conductor primario en una esquina de una habitación grande de 14 metros de largo y 12 metros de ancho, se pueden observar las chispas en la parte más alejada de la misma; parece que toda la habitación está llena de oscilaciones de fuerza eléctrica. Es cierto que en las habitaciones cercanas no se puede observar la acción incluso a distancias más pequeñas; las paredes sólidas ejercen una fuerte absorción. En la habitación referida procedí de la siguiente manera para averiguar la distribución de la fuerza: Donde podía determinar definitivamente la dirección de la fuerza hacía una marca con tiza en el suelo; pero cuando no podía determinarla dibujaba una estrella en el suelo. La Fig. 23 muestra a escala reducida una parte del diagrama que se obtuvo; podemos indicar esto:—

1. A distancias superiores a 3 metros la fuerza siempre es paralela a la oscilación primaria. Se trata claramente de la región donde la fuerza electrostática es despreciable, y sólo es efectiva la fuerza electromagnética. Todas las teorías están de acuerdo en esto —la fuerza electromagnética es inversamente proporcional a la distancia mientras que la fuerza electrostática (como diferencia entre los efectos de los dos polos) es inversamente proporcional a la tercera potencia de la distancia. Vale la pena indicar esto, en la dirección de la oscilación, la acción se debilita con más rapidez que en dirección perpendicular, en la primera dirección apenas puede observarse el efecto a una distancia de 4 metros, mientras que en la última posición se extiende a más de 12 metros. Es muy posible que deban abandonarse muchas leyes elementales de la autoinducción aceptadas como posibles si se comparan con los resultados de estos experimentos.

2. Como se ha indicado anteriormente, a distancias menores a un metro el carácter de la distribución está determinado por la fuerza electrostática.

3. Puede determinarse la dirección de la fuerza en todos los puntos a lo largo de un par de líneas rectas. La primera de estas líneas es la propia oscilación primaria; la segunda es perpendicular a la oscilación primaria pasando por su centro. En esta última la magnitud de la fuerza no tiene ningún punto cero; el tamaño de las chispas inducidas se reduce desde valores grandes hasta valores pequeños. Respecto a esto el fenómeno también

contradice las leyes elementales que exigen que la fuerza debe desvanecerse a cierta distancia.

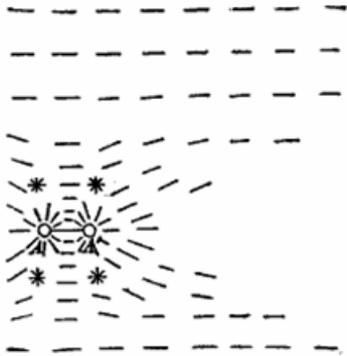


Fig. 23.

4. En estos experimentos se observa un hecho notable, existen regiones en que no se puede determinar la dirección de la fuerza; en nuestro diagrama cada una de ellas viene determinada por una estrella. Estas regiones forman dos anillos alrededor de la oscilación rectilínea. La fuerza tiene aproximadamente la misma intensidad en todas las direcciones, y no puede actuar simultáneamente en estas direcciones diferentes; por tanto debe tomar estas diferentes direcciones de forma sucesiva. Por esta razón sólo se puede explicar el fenómeno de la siguiente forma:— La fuerza no mantiene la misma dirección y altera su magnitud; su magnitud permanece aproximadamente constante mientras cambia su dirección, pasando durante cada oscilación por todos los puntos del horizonte. No he conseguido explicar este comportamiento, bien con los términos que se han despreciado en nuestra teoría simplificada, o bien con los armónicos que puedan estar entremezclados en nuestra vibración fundamental. Me parece que ninguna de las teorías que se basan en la acción directa a distancia pueda llevarnos a esperar un resultado parecido. Pero este fenómeno puede explicarse fácilmente si admitimos que la fuerza electrostática y la fuerza electromagnética se propagan con velocidades diferentes. En las regiones referidas estas dos fuerzas son perpendiculares entre sí y tienen la misma magnitud; por tanto si ha aparecido alguna diferencia de fase apreciable entre ellas durante este viaje, la

resultante –la fuerza total– en cada oscilación, se moverá por todos los puntos del horizonte sin acercarse a cero en ninguna posición.

Una diferencia entre las velocidades de propagación de las fuerzas electrostática y electromagnética implica una velocidad de propagación finita de al menos una de ellas. Me parece probable que nos encontramos ante la primera indicación de una velocidad finita de la propagación de las acciones eléctricas.

En un primer papel (Ver Nota II, pág. 29) mencioné detalles triviales, sin ninguna razón aparente, de interferencias con la producción de oscilaciones de la chispa primaria. De todos modos, conseguí señalar la fuente de una de ellas. Encontré que cuando se ilumina la chispa primaria, pierde su energía excitando perturbaciones eléctricas rápidas. De esta forma, si miramos las chispas inducidas en un conductor secundario, o en un conductor secundario conectado al circuito de descarga, veremos que desaparecen estas chispas tan pronto se enciende un trozo de magnesio, o un arco eléctrico, cerca de la chispa primaria. Al mismo tiempo deja de escucharse en la chispa primaria el sonido crepitante. La chispa es sensible en particular a la luz de una segunda descarga. La oscilación cesa siempre si hacemos saltar chispas en los lados opuestos de los bornes por medio de un pequeño conductor aislado; y esto sucede incluso aunque no sean visibles estas chispas. De hecho, si acercamos una punta fina a la descarga, o tocamos cualquier parte de estos bornes con una varilla de lacre, vidrio, o una tira de mica, cambia la naturaleza de la chispa y cesa la oscilación. Algunos experimentos hechos en este punto me parece que prueban (y posteriores experimentos confirmaron esto sin duda alguna) que en este último caso el cambio se debe efectivamente a la luz del destello lateral, que apenas es visible para el ojo.

Está claro que este fenómeno es una forma especial de la acción de la luz sobre la descarga eléctrica, que fui el primero en describir hace algún tiempo, y que ha sido estudiada desde entonces por los Sres. E. Wiedmenn, Ebert y W. Hallwachs.

VI

SOBRE LOS EFECTOS ELECTROMAGNÉTICOS PRODUCIDOS POR PERTURBACIONES ELÉCTRICAS EN AISLADORES

(*Sitzungber d. Ver. Akad.* Nov. 10, 1887. *Wiedemann's Ann.* 34, p. 273)

En las teorías eléctricas más prometedoras hay una hipótesis fundamental, que las perturbaciones eléctricas en los aisladores no tan sólo están acompañados, por las acciones electrostáticas (que se sabe realmente que existen), sino también por las acciones electromagnéticas correspondientes. Todo lo que sabemos del fenómeno eléctrico refuerza esta hipótesis hasta un alto grado de probabilidad; pero apenas puede afirmarse con certeza a partir de observaciones directas. En las siguientes páginas se describe una serie de investigaciones que espero ayudarán a rellenar esta grieta. Presentan un efecto electromagnético que se desarrolla en los aisladores; pueden repetirse con éxito y sin aparatos complicados. En un experimento de Herr Röntgen (W. C. Röntgen, *Sitzungsberger. d. Ber. Akad.* 1885, p. 195. Cp. también en un papel más reciente, *Sitzungsberger der Ber. Akad.*, 1888, p. 23) se ha observado un proceso magnético que surge de un aislador, suponiendo que el comunicado final del experimento acabe confirmando la primera interpretación asignada.

Para poder detectar la acción electromagnética he usado las oscilaciones eléctricas extremadamente rápidas que se pueden excitar en conductores metálicos no cerrados empleando chispas de la forma adecuada (Ver II y V). El método es el siguiente:— Un conductor primario, en donde se excitan las referidas oscilaciones, actúa inductivamente sobre un conductor secundario. Se observa la perturbación eléctrica insertando un chispero. Para poder hacer estas delicadas observaciones ambos conductores

deben estar ajustados al mismo periodo de oscilación. Se acerca el conductor secundario lo más posible, pero en una posición que se neutralicen las fuerzas que actúan entre sí, y no se observen chispas. Si se rompe el equilibrio acercando otros conductores, volverán a saltar chispas; el sistema actúa como una inducción balanceada. Pero es una inducción balanceada que además tiene esta otra peculiaridad, también indica un cambio al acercar grandes masas aislantes. Las oscilaciones son tan rápidas que las cantidades de electricidad desplazadas en los aisladores por medio de la polarización dieléctrica son del mismo orden de magnitud que las establecidas por conducción en los metales.

El aparato.

La Fig. 24 muestra el aparato por medio del cual se ha llevado a la práctica este principio. Sólo se muestran las partes esenciales; tenemos que imaginar que están sujetas por medio de un marco de madera liviana. AA' es el conductor primario, que consta de dos placas cuadradas de latón de 40 cm. de lado, conectadas por medio de un hilo de cobre de $\frac{1}{2}$ cm. de grueso y 70 cm. de largo. En el medio se inserta un chispero de $\frac{3}{4}$ cm.; los polos consisten de esferas de latón bien pulidas. Si llevamos a este chispero las descargas más potentes de una bobina de inducción grande, primero se cargan las placas A y A' y después, en el instante que salta la chispa, se descargan una sobre la otra, dando por tanto origen a las oscilaciones particulares del conductor AA' que tienen un periodo que podemos estimar en una cien millonésima parte de un segundo. La siguiente descarga de la bobina de inducción no tiene ningún otro efecto sobre este fenómeno que estamos considerando, aparte de la presencia de los aparatos de inducción y los hilos que los conectan. El conductor secundario B forma un círculo exacto de 35 cm. de radio, y está hecho de hilo de cobre de 2 mm. de grueso; contiene un chispero cuya separación puede ajustarse por medio de un tornillo micrométrico desde unos pocos milímetros hasta unas pocas centésimas de milímetro. El círculo está en resonancia con el conductor primario debido a las dimensiones que tiene, y cuando se coloca en la posición adecuada pueden obtenerse chispas secundarias de 6–7 mm. de largo. Para nuestro experimento el círculo está montado de tal forma que podemos girarlo

sobre el eje que pasa por su centro y perpendicular a su plano; cuando se gira el círculo no se altera su posición, sino que el chispero gira con él. La posición del eje es tal que su dirección se encuentra en el plano de las placas A y A' , y de hecho coincide con la línea mn simétrica respecto a él. Si a la Fig. 24 añadimos que la distancia menor entre AA' y B es de 12 cm., se completa la descripción de nuestro aparato. El fenómeno que observamos por medio de él es el siguiente:—

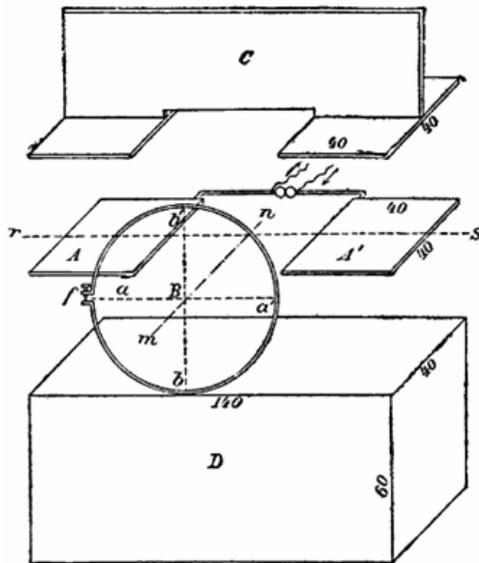


Fig. 24.

Cuando el chispero se encuentra en el plano horizontal de AA' , es decir, en a o en a' , no salta ninguna chispa. Cuando se gira el círculo unos grados en cualquier dirección a partir de esa posición, surgen pequeñas chispas. Estas chispas pequeñas aumentan a medida que se aleja el chispero de esta posición de equilibrio y alcanzan una longitud máxima de 3 mm. cuando f está en los puntos más alto o más bajo, b y b' del círculo. Las oscilaciones que se manifiestan en el conductor secundario se deben siempre a las fuerzas que actúan sobre las diversas partes del círculo B que se encuentran opuestas al chispero. Aunque su forma es prácticamente cerrada, siempre debe considerarse B como un circuito abierto, las partes que caen a uno u otro lado

del chispero actúan únicamente como capacidades en los extremos. La fuerza efectiva es la resultante de la suma de la fuerza electrostática y la fuerza electromagnética, que son opuestas; la primera, al ser la más grande de las dos, determina la dirección de la fuerza total. Si consideramos la dirección de esta fuerza y la amplitud de la oscilación excitada por ella como positiva cuando f se encuentra en el punto más alto del círculo, y la fuerza y la amplitud es negativa, con referencia a la dirección fijada en el círculo B , cuando f está en el punto más bajo. La amplitud cambia de signo y pasa por cero en la posición de equilibrio.

Nos ayudará a comprender lo que sigue si consideramos también el fenómeno que ocurre al desplazar un poco hacia abajo el círculo B , en dirección paralela y sin moverlo de su plano. Cuando hacemos esto aumenta la longitud de la chispa en el punto más elevado y se reduce en el punto más bajo; los puntos en los que no salta ninguna chispa –podríamos llamarlos puntos nulos– no caen en la línea horizontal que pasa por el eje, sino que parecen haber girado cierto ángulo hacia abajo a cada lado. Este ligero desplazamiento ha cambiado el efecto de la fuerza de inducción, aunque apenas ha cambiado el efecto de la fuerza electrostática del primero. Cuando integramos el círculo cerrado B , obtenemos una integral que no es cero; por tanto surge una oscilación cuya amplitud es independiente de la posición del chispero; y según nuestra convención tiene signo positivo. La dirección de la fuerza de inducción integrada es opuesta a la fuerza electrostática en la mitad superior, pero es la misma que la fuerza electrostática en la mitad inferior del círculo B , más tarde veremos que la fuerza electrostática tiene signo positivo. Al no diferir la fase de esta oscilación superpuesta a la primera, sus amplitudes se suman. Esto explica los resultados observados.

Las explicaciones del fenómeno que vamos a dar se han establecido por completo en el papel precedente (Ver V).

Efectos producidos al acercar conductores.

Hasta aquí se ha supuesto que los conductores AA' y B se encuentran en una habitación grande lo más alejados posible de cualquier objeto que pueda interferir con la acción. Es necesario

esto si deseamos asegurar la desaparición total de las chispas en a y a' . No tardaremos en observar que se producen estas chispas al acercar conductores, por ejemplo, cuando se dejan varillas metálicas grandes en el suelo bajo el aparato. A poca atención que prestemos veremos que incluso el propio cuerpo del observador ejerce una influencia perceptible. Si se aleja de 1 a 2 metros de la prolongación del eje mn no saltan chispas en el aparato; pero al acercarse para observar las chispas, siempre se observan. Estas diminutas chispas se han de observar a distancia, por esta razón es necesario que el observador trabaje en una habitación oscura, y sus ojos serán más sensibles si no los expone antes a la luz.

Debemos elegir ahora un conductor que produzca un efecto moderadamente grande, podemos suponer que el periodo de oscilación sea inferior al de nuestra oscilación primaria. Estas condiciones se cumplen por completo con el conductor hecho de hoja metálica, que en nuestra ilustración se indica por C . Cuando se baja hacia el conductor primario AA' , observaremos los siguientes efectos:— La longitud de la chispa se reduce en el punto más elevado b , y aumenta en el punto más bajo b' ; los puntos nulos se desplazan hacia arriba, es decir, hacia el conductor C , y se pueden observar chispas en los puntos donde estaban originalmente los nulos. Con el último experimento en la sección anterior sabemos que se puede producir este efecto moviendo el conductor AA' hacia arriba. Puede obtenerse el mismo efecto —cualitativamente— introduciendo una segunda corriente en AA' que tenga la misma dirección que la de AA' . Nuestro conductor C ejerce ahora exactamente el efecto opuesto; y si suponemos que existe en C una corriente que siempre presenta la dirección opuesta a la de AA' , este efecto queda explicado naturalmente como debido a una acción inductiva procedente de C . Además esta hipótesis es necesaria, ya que la fuerza electrostática predominante tiende a generar esta corriente; y debido a que el periodo natural de oscilación del conductor es inferior al de la fuerza, la corriente debe tener la misma fase que la fuerza excitadora. Para probar si es correcta esta explicación proseguí los experimentos de la siguiente forma:— Dejé en su posición las placas horizontales del conductor C , pero retiré la hoja vertical, y en lugar de ella introduje sucesivamente hilos más largos y delgados, con vistas a aumentar gradualmente el

periodo de oscilación del conductor C . El resultado de este cambio progresivo es el siguiente:— Al principio los puntos nulos se retiran más y más hacia arriba, pero al mismo tiempo se hacen más débiles; dejan de ser puntos de extinción, se convierten simplemente en puntos de longitud de chispa mínima. Hasta ahora la longitud de chispa en el punto más elevado era mucho menor que en el punto más bajo; pero después de desaparecer los puntos nulos comienza a aumentar. En cierto punto las chispas en las posiciones más elevadas y más bajas son iguales, pero no se pueden encontrar puntos nulos en ninguna parte del círculo; en todas las posiciones se observan chispas vigorosas. A partir de ese momento la longitud de chispa en el punto más bajo aumenta poco, y cerca de él aparecen dos puntos nulos, que al principio se observan muy débilmente; pero no tardan en aparecer de forma clara, y se aproximan hacia los puntos a y a' , pero siempre caen en la mitad más alejada del conductor C . Finalmente coinciden con los puntos a y a' ; en ese momento la condición eléctrica es idéntica a la que se encontraba antes de acercar el conductor C . Los cambios sucesivos son los esperados según nuestra hipótesis sobre el modo de acción. Si se acerca el periodo de oscilación del conductor C al del conductor AA' , aumenta la corriente en C , pero al mismo tiempo aumenta la diferencia de fase entre la corriente y la fuerza inducida. En el punto donde se obtiene la resonancia, la corriente en C es la más fuerte, y la diferencia de fase es (como en los casos de resonancia con una oscilación poco amortiguada) de un cuarto de periodo; por tanto no puede haber ninguna interferencia entre las oscilaciones inducidas por B en AA' y por C respectivamente. Esta condición corresponde evidentemente al estado especial antes referido. Si el periodo de oscilación de C se hace mucho mayor que el de AA' se reduce la amplitud de las oscilaciones en C , y la diferencia de fase entre ella y la fuerza de excitación se acerca a medio periodo. La corriente en C se encuentra ahora en todo momento en la misma dirección que en AA' ; vuelve a ser posible la interferencia entre las oscilaciones excitadas en B por esta corriente; pero el efecto producido por el conductor C debe ser opuesto al que ejercía en su posición original.

Si se acerca mucho el conductor C al conductor AA' sólo aparecen pequeñas chispas en el círculo B . Al acercar mucho los

conductores aumenta el periodo de oscilación en AA' , y por esto AA' y B no están en resonancia.

Efectos producidos al acercar no conductores.

Una estimación grosera indica que si se acercan grandes masas aislantes al aparato, las cantidades de electricidad desplazadas por la polarización dieléctrica deben ser al menos tan grandes como las puestas en movimiento por la conducción en varillas metálicas delgadas. Al acercar estas últimas se ha observado que producen un efecto apreciable en nuestro aparato; si al acercar grandes masas aisladoras no se produjera un efecto similar, deberíamos concluir que la electricidad desplazada por la polarización dieléctrica no ejerce una acción electromagnética alguna. Pero si son correctos los puntos de vista de Faraday y Maxwell, podemos esperar observar un efecto apreciable, y además, el acercar un no conductor debería actuar del mismo modo que un conductor que tenga un periodo de oscilación muy corto. Los experimentos confirman esto plenamente; y la única dificultad para hacer los experimentos consiste en disponer masas de material aislante lo suficientemente grandes.

Los primeros experimentos los hice con un material que tenía a mano, a saber, el papel. Apilé libros en forma de un paralelepípedo de 1,5 m de largo, 0,5 m de ancho y 1 m de alto, debajo el conductor AA' hasta que alcanzaron las placas A y A' . Se observó sin duda alguna que ahora aparecían chispas en las posiciones del círculo que antes no aparecían, y para hacer desaparecer las chispas debía girarse el chispero f 10° hacia la pila de libros. Animado por esto, me procuré 800 kg. de asfalto sin mezclar en forma de un bloque de 1,4 metros de largo, 0,6 metros de alto y 0,4 metros de ancho (D en la Fig. 24) Para hacer esta prueba se retiró el aparato y se dejó apoyar las placas sobre el bloque. Se reconoció inmediatamente el efecto; los resultados obtenidos son los siguientes:—

1. La chispa en el punto más elevado del círculo era considerablemente más fuerte que en el punto más bajo (el más cercano al asfalto).

2. Los puntos nulos se desplazaron hacia abajo, es decir, hacia el aislador, y cuando las placas estaban rectas sobre él, el ángulo de desplazamiento (que se puede medir con bastante

precisión) era de 23° . Pero las chispas no desaparecían totalmente en estos puntos. En el punto cero original se observaban chispas vigorosas.

3. Cuando las placas A y A' descansan sobre el bloque de asfalto se altera el periodo de oscilación de AA' ; para obtener chispas de la máxima longitud debe alterarse al mismo tiempo el periodo de oscilación de B .

4. Si se retira gradualmente el bloque de asfalto en cualquier dirección el efecto disminuye continuamente, sin experimentar ningún cambio cualitativo.

Tenemos todos los efectos de un conductor de un periodo de oscilación pequeño. También se demuestra el acuerdo entre el modo de acción del aislador y el de un conductor con el hecho que se puede compensar uno con la acción opuesta del otro. De esta forma, si se deja el aparato apoyado en el asfalto, y se acerca el conductor C por arriba, los puntos nulos se desplazan hacia sus posiciones originales, y coinciden nuevamente con los puntos a y a' cuando el conductor C se encuentra a 11 cm. del conductor AA' . Si la superficie superior del asfalto se encuentra a 5 cm. por debajo de las placas A y A' , se obtiene rápidamente la compensación tan pronto cuando se acerca C a 17 cm. de AA' . La acción compensadora siempre tiene lugar cuando el conductor está algo más lejos que el aislador. A grosso modo estos experimentos demuestran que la acción del aislador es cualitativa y cuantitativamente, la que esperamos.

El bloque de asfalto que se ha usado es un excelente aislador, contiene (como se espera debido a su gran peso específico) una gran cantidad de materia mineral. Una centésima parte (de peso) proporciona al menos 62 partes de ceniza, que está formada de 17 partes de arena de cuarzo, 40 de compuestos de calcio, y 5 de compuestos de hierro y aluminio (Debo agradecer el análisis a mi colega, Herr Hofrath Engler). Podría sospecharse que la acción se debiera por completo a estos constituyentes, y que tal vez alguno actuara como conductor. Para eliminar esta duda tenía un segundo bloque, exactamente similar, hecho de pez artificial, también un excelente aislador, y que apenas proporciona ceniza alguna. El fenómeno observado con él era el mismo que el descrito antes, excepto que no era tan marcado; por ejemplo, el máximo desplazamiento de los puntos nulos era tan sólo de 19° . Desgraciadamente, esta pez artificial además de

hidrocarburos también contiene carbón libre en un alto estado de división, y es difícil determinar esa cantidad. No puede negarse que este carbón tiene una cierta conductividad, y por tanto no se puede eliminar por completo la duda surgida en este experimento. Los costes de emprender otras investigaciones en la misma escala con sustancias puras era prohibitivo. Por tanto hice los conductores AA' y B de unas dimensiones lineales exactamente la mitad, e intenté ver si podía observar en este modelo más pequeño el fenómeno con la suficiente precisión. El resultado fue satisfactorio, aunque por supuesto, el observador debía aumentar su atención con estas chispas extremadamente débiles. Para observar el fenómeno, o para hacer experimentos cuantitativos, es aconsejable mantener la dimensión mayor. Con el aparato pequeño investigué ocho sustancias, que mencionaré en orden:—

1. Asfalto.— Se usó el bloque grande antes descrito. Cuando se dejaban apoyar las placas A y A' encima del bloque, cuando los bordes frontales estaban detrás del bloque, la rotación del punto nulo era de 31° . Cuando se movía el aparato hacia adelante, y coincidía la línea central rs con el borde del bloque, la rotación era de 20° .

2. Pez artificial obtenida del carbón.— También se empleó el bloque grande. Las rotaciones en las dos posiciones referidas en (1) valían respectivamente a 21° y 13° .

3. Papel.— Cuando el aparato se situó sobre un bloque de papel de 70 cm. de largo, 35 cm. de alto y 20 cm. de ancho, los puntos nulos se desplazaron 8° hacia el papel.

4. Con un bloque de madera densa y perfectamente seca la rotación de los puntos nulos valía a 10° .

5. Piedra arenisca.— Cuando se acercó el aparato a un pilar de arenisca del edificio (casi tocándole), los puntos nulos giraron 20° hacia la arenisca. Ya había observado con anterioridad en el aparato grande que el suelo de piedra ejercía un efecto perceptible tan pronto se acercaba el aparato a medio metro de él.

6. Azufre.— Se construyó un bloque de azufre de 70 cm. de largo, 20 cm. de ancho y 35 cm. de alto apretando azufre en un molde de madera, y sacando después el molde. La acción de este bloque fue muy marcada, se podían percibir los diversos efectos descritos, y la rotación valía de 13 a 14° .

7. *Parafina*.— La parafina era blanca; se funde entre 60° y 70° , dando un líquido tan claro como el agua y sin impurezas. Se fundió y se vertió en un molde de cartón de las mismas dimensiones, que se retiró después. La acción era muy clara, y la rotación de 7° .

8. *Petróleo*.— Para investigar el efecto de un líquido aislante, llené un dornajo de roble con 45 litros de petróleo puro. Las dimensiones internas del dornajo eran 70 cm. de largo, 20 cm. de ancho y 35 cm. de profundidad. Cuando estaba lleno producía una rotación de 7° , cuando estaba vacío de 2° . Esta diferencia perceptible indica el efecto que produciría el petróleo sólo.

El acuerdo entre las observaciones hechas con tantas sustancias, alguna de las cuales era pura, apenas deja duda alguna sobre la acción real, y debe atribuirse tan sólo a las mismas sustancias, y no a las impurezas. Además, sólo veo dos objeciones que pueden presentarse contra esta interpretación del fenómeno, y es aconsejable rebatirlas inmediatamente. En primer lugar, se podría indicar que el efecto no es electromagnético, sino que el aislador cambia la distribución de la fuerza electrostática en sus cercanías, y este cambio en la distribución ocasiona un cambio en el fenómeno. He intentado interpretar en vano, según esta hipótesis, los diversos fenómenos observados. Pero esta indicación puede desautorizarse directamente. Si el aislador ocupa un espacio que está limitado por las líneas de fuerza, y por parte de la superficie de A y A' , no puede surgir ningún cambio en la fuerza electrostática fuera de su propia masa. Ahora el plano vertical que pasa por la línea central rs está llena de líneas de fuerza, y también el plano horizontal de las placas A y A' . Si el aislador está limitado por estos dos planos, y si se extiende por debajo del primero y por encima del último, en caso que ejerza influencia alguna, se impide todo efecto electrostático fuera del aislador. Si colocamos nuestro aparato pequeño con la línea rs sobre el borde frontal de uno de estos bloques grandes, se cumplen ampliamente las condiciones referidas. Pero cuando se hizo esto no cesó la acción, como se ha dicho, sino tenía una fuerza similar a la observada bajo las condiciones más favorables. Se deduce que la acción no se debe a las fuerzas electrostáticas.

En segundo lugar, se puede objetar que estos efectos pueden deberse a las corrientes que surgen gracias a alguna conduc-

tividad residual. Esta objeción apenas puede sostenerse respecto a los excelentes aisladores que son el azufre y la parafina; no creo que sea válida en el caso de aisladores inferiores como la madera. Asumiendo incluso que esta sustancia sea tan mal aisladora que permita que la placa A cargada pueda descargarse en la diez milésima parte de un segundo, pero no mucho más rápidamente, así durante una oscilación de nuestro aparato la placa nunca perderá más de la diez milésima parte de su carga. La propia corriente de conducción en la sustancia considerada nunca será superior a la diez milésima parte de la corriente primaria en AA' , y por tanto no será efectiva. Por consiguiente en el caso de los mejores aisladores, de ningún modo, se excluye alguna ayuda de parte de la conducción.

Actualmente no parece posible discutir las relaciones cuantitativas de los experimentos que podrían interesarnos.

Ahora veremos los efectos que se producen en el circuito secundario B al acercar un conductor metálico C al conductor primario AA' . Si C está en resonancia con AA' , su acción sobre B no puede interferir con la acción directa de AA' . Pero al mismo tiempo, cuando se cumplen por completo las condiciones para la resonancia, su acción es bastante fuerte, e incluso puede percibirse cuando se aparta C entre 1 y 1,5 metros de AA' . Basándome en esto preparé los experimentos que deberían establecer una velocidad de propagación finita de las fuerzas eléctricas. Si estas fuerzas necesitan un tiempo para viajar en primer lugar de AA' a C , y también de C a B , la diferencia de fase entre los efectos de AA' sobre B y de C sobre B aumentaría al aumentar la distancia entre AA' y C ; y los dos efectos deberían ser capaces de producir interferencias si la distancia entre AA' y C se vuelve tan grande que el tiempo que tarda la fuerza eléctrica en atravesarlo sea de un cuarto del semiperiodo de oscilación. Hasta ahora estos experimentos no han tenido éxito, ya que no he podido detectar ninguno de los fenómenos que esperaba. Pero ahora hay una buena cuestión para observar cambios extremadamente pequeños, y no considero que este resultado negativo tenga peso contra los resultados positivos que he obtenido.

VII

SOBRE LA VELOCIDAD FINITA DE PROPAGACIÓN DE LAS ACCIONES ELECTROMAGNÉTICAS

(*Sitzungsbr. D. Ber. Akad. D. Wiss.* Feb. 2, 1888. *Wiedemann's Ann.* 34, p. 551.)

Cuando actúan fuerzas eléctricas sobre aisladores cuya constante dieléctrica difiere apreciablemente de la unidad, las polarizaciones que corresponden a estas fuerzas ejercen efectos electromagnéticos. Pero también está la cuestión de si las fuerzas eléctricas variables en el aire están acompañadas también por polarizaciones capaces de ejercer efectos electromagnéticos. Podemos concluir que si esta respuesta es afirmativa, las acciones electromagnéticas deben propagarse con una velocidad finita.

Mientras intentaba en vano hacer experimentos que respondieran directamente a esta cuestión, se me ocurrió que era posible probarlo, incluso aunque la velocidad fuera considerablemente mayor que la luz. La investigación se preparó según el siguiente plan:— En primer lugar, se debían generar ondas progresivas regulares en un hilo recto por medio de oscilaciones rápidas en un conductor primario. Después, exponer simultáneamente un conductor secundario a la influencia de las ondas propagadas por el hilo y a la acción directa del conductor primario propagada por el aire; y hacer interferir a estas dos acciones. Finalmente, averiguar si estas interferencias se producen a diferentes distancias del circuito primario para determinar si las oscilaciones de la fuerza eléctrica a grandes distancias presentan o no un retardo de fase, comparado con las oscilaciones en las cercanías del circuito primario. Parecía que en todos los aspectos se podía llevar a la práctica este plan. Los

experimentos hechos según ello han demostrado que la acción en el aire se propaga sin duda alguna con una velocidad finita. Esta velocidad es mayor que la velocidad de propagación de las ondas eléctricas en los hilos. Según los experimentos hechos hasta el momento presente, la relación de estas velocidades es de 45:28. Se deduce que el valor absoluto del primero de ellos es del mismo orden que la velocidad de la luz. Todavía no se ha decidido nada sobre la velocidad de propagación de las acciones electrostáticas.

Los conductores primario y secundario

El conductor primario AA' (Fig. 25) consiste de dos placas cuadradas de latón, de 40 cm. de lado, que se conectan por medio de un hilo de cobre de 60 cm. de largo. En el centro del hilo hay un chispero donde se producen las oscilaciones por medio de descargas muy potentes de la bobina de inducción J . El conductor se encuentra a 1,5 metros sobre el suelo, con el hilo horizontal y el plano de las placas vertical. Podríamos indicar que la línea de base de nuestros experimentos es una línea horizontal rs que pasa por el chispero y perpendicular a la dirección de la oscilación primaria. Podemos establecer como punto cero un punto en esta línea de base a 45 cm. del chispero.

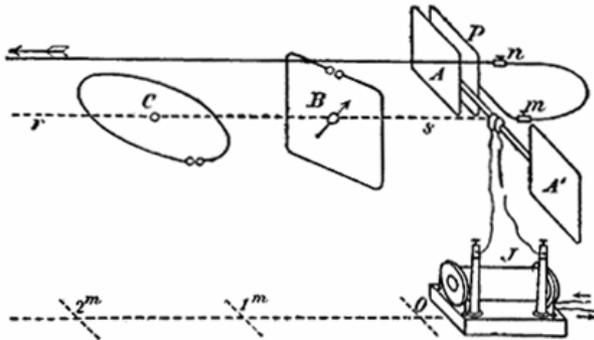


Fig. 25.

Los experimentos se hicieron en una habitación grande, en la que no había aditamentos en una distancia de 12 metros de la

línea de base (Ver Nota 12 al final del libro). La sala se mantuvo a oscuras durante los experimentos.

El circuito secundario era unas veces un hilo *C* en forma de un círculo de un radio de 35 cm., y otras veces un hilo *B* doblado en un cuadrado de 60 cm. de lado. El chispero de estos conductores se podía ajustar por medio de un tornillo micrométrico; y en el caso del conductor cuadrado, el chispero disponía de una lente. Ambos conductores estaban en resonancia con el conductor primario. Según se calculó a partir de la capacidad y del coeficiente de autoinducción del primario, el (semi) periodo de oscilación de los tres conductores era de 1,4 cien millonésima de segundo (Ver II, pág. 51. [Ver también la Nota 13 al final del libro]). Todavía hay dudas sobre si la teoría de las oscilaciones eléctricas da los resultados correctos. A la vista de que da resultados correctos en el caso de las descargas de las botellas de Leyden, podemos asumir que sus resultados en el caso presente serán correctos en lo que se refiere al orden de magnitud.

Vamos a considerar la influencia de la oscilación primaria sobre el circuito secundario en algunas de las posiciones que son importantes en nuestra investigación presente. Primero situemos el conductor secundario con su centro en la línea de base y su plano en el plano vertical que pasa por la línea de base. Le llamaremos primera posición. En esta posición no se observan chispas en el circuito secundario. La razón es obvia: la fuerza eléctrica es en todos los puntos perpendicular a la dirección del hilo secundario.

Ahora, saquemos el centro del conductor secundario, lo giraremos para que su plano sea perpendicular a la línea base; a esta posición le llamaremos segunda posición. Aparecen ahora chispas en el circuito secundario cuando el chispero está por encima o por debajo del plano horizontal de la línea base; pero no aparecen cuando el chispero está en este plano. A medida que aumenta la distancia del oscilador primario, disminuye la longitud de la chispa, al principio rápidamente y después más lentamente. He podido observar las chispas a lo largo de toda la distancia (12 metros) que disponía, y no tengo dudas que en habitaciones más grandes esta distancia puede extenderse mucho más. En esta posición las chispas deben su origen principalmente a la fuerza eléctrica que actúa siempre en la parte del circuito secundario opuesto al chispero. La fuerza total se puede

dividir en una parte electrostática y una parte electromagnética; no hay duda que a distancias pequeñas predomina la primera, y a distancias mayores predomina la fuerza electromagnética y establece la dirección de la fuerza total.

Finalmente dejaremos que el plano del conductor secundario tome la posición horizontal, manteniendo su centro en la línea de base. Podemos llamarle tercera posición. Si usamos el conductor circular, situemos su punto cero en la línea de base, y si lo giramos lentamente de tal forma que el chispero se mueva alrededor, observaremos los siguientes efectos:— En todas las posiciones del chispero se observa una chispa vigorosa. Las chispas son muy fuertes y de una longitud de 6 mm. cuando el chispero se encuentra frente al conductor primario; después disminuyen lentamente a medida que se aleja el chispero de esa posición, y alcanza un valor mínimo de 3 mm. en el punto más alejado del conductor primario. Si se expone el conductor únicamente a la fuerza electrostática, podemos esperar chispas cuando el chispero se encuentra a un lado u otro en las cercanías de la línea de base, pero ninguna chispa en las dos posiciones intermedias. Además, la dirección de la oscilación vendrá determinada por la dirección de la fuerza en la parte del conductor secundario opuesto al chispero. Pero a la oscilación excitada por la fuerza electrostática se superpone la oscilación excitada por la fuerza electromagnética; y esta última es muy fuerte debido a que cuando se integra la fuerza electromagnética en el circuito secundario (que se considera cerrado) da una integral de valor finito. La dirección de esta fuerza de inducción integrada es independiente de la posición del chispero; se opone a la fuerza electrostática en la parte del conductor secundario que mira hacia AA' , pero refuerza la fuerza electrostática en la parte que se aleja de AA' . Por tanto las fuerzas electrostática y electromagnética se ayudan cuando se gira el chispero hacia él, pero se oponen entre sí cuando se alejan del conductor primario. Es decir, la fuerza electromagnética predomina en la última posición y determina la dirección de la oscilación, que puede reconocerse a partir del hecho que el cambio de un estado a otro ocurre en cualquier posición sin extinguirse las chispas. Es importante hacer las siguientes observaciones:— Si se gira el chispero hacia la derecha o hacia la izquierda 90° de la línea de base, se encuentra en un punto nodal respecto a la fuerza

electrostática, y las chispas que aparecen deben su origen únicamente a la fuerza electromagnética, y en especial al hecho que esta última, en todo el circuito cerrado, no es cero. Por esta razón, en esta posición en particular, podemos investigar el efecto electromagnético incluso cerca del conductor primario, independientemente del efecto electrostático.

En un papel anterior se encontrará una demostración completa de todas estas explicaciones (Ver V, pág. 80) En lo que sigue a continuación se encontrarán algunas evidencias que apoyan estas explicaciones, y los resultados a los que se han llegado.

Las ondas en un hilo recto

Para excitar en un hilo las ondas adecuadas para nuestros experimentos, por medio de nuestras oscilaciones primarias, procederemos de la siguiente forma:— Detrás de la placa *A* colocamos una placa *P* del mismo tamaño. A esta conectamos un hilo de cobre de 1 mm. de grosor hasta el punto *m* de la línea de base; desde allí, siguiendo una curva de 1 metro de largo, hasta el punto *n*, que está a 30 cm. por encima del chispero, y desde allí en paralelo a la línea de base a una distancia lo suficiente grande para eliminar todo temor de perturbaciones debidas a las ondas reflejadas. En mis experimentos el hilo salía por la ventana, después viajaba unos 60 metros libremente por el aire, y terminaba en una conexión a tierra. Unos experimentos especiales demostraron que esta distancia era suficiente grande. Si ahora acercamos a este hilo un conductor metálico en forma de círculo casi cerrado, observaremos que las descargas de la bobina de inducción están acompañadas por pequeñas chispas en el círculo. Puede alterarse la intensidad de las chispas alterando la distancia entre las placas *P* y *A*. Las ondas en el hilo tienen el mismo periodo que las oscilaciones primarias, puede demostrarse esto acercando el hilo a uno de nuestros conductores secundarios sintonizados; ya que en ellos las chispas son más fuertes que en ningún otro conductor metálico, bien sea mayor o menor. Las ondas son regulares, respecto al espacio y al tiempo, esto se puede demostrar por la formación de ondas estacionarias. Para producir estas, debemos hacer que el extremo del hilo esté libre a cierta distancia de su origen, y acercarlo a nuestro conductor secundario en tal posición que su plano incluya al

hilo, y que el chispero esté encarado hacia el hilo. Observaremos que las chispas en el conductor secundario son muy pequeñas en el extremo libre del hilo; después aumentan de longitud a medida que nos acercamos hacia el origen del hilo; sin embargo, a cierta distancia, vuelven a disminuir y tienden prácticamente a cero, para después volver a aumentar de nuevo. Ahí tenemos un punto nodal. Si medimos la longitud de onda encontraremos al seguir toda la longitud del hilo (contando a partir del punto n) que es igual a un múltiplo completo de esta longitud, y al repetir el experimento, observaremos que toda la longitud está dividida en ondas separadas por puntos nodales (Ver Nota 14 al final del libro). Si fijamos todos los puntos nodales con el mayor cuidado posible, e indicamos su posición por medio de unas cintas de papel, veremos que las distancias son aproximadamente iguales, y que los experimentos admiten un grado de exactitud bastante bueno.

También pueden distinguirse los nodos de los antinodos de otra forma. Si acercamos el conductor secundario al hilo en tal posición que el plano del primero sea perpendicular al último, y el chispero ni muy encarado ni muy alejado del hilo, sino más bien en una posición intermedia, tendremos nuestro círculo secundario en una posición idónea para indicar la existencia de fuerzas perpendiculares a la dirección del hilo. Cuando el círculo se encuentra en esta posición veremos que aparecen chispas en los puntos nodales y desaparecen en los antinodos. Si atraemos las chispas del hilo por medio de un conductor aislado observaremos que son algo más fuertes en los nodos que en los antinodos; pero la diferencia es muy pequeña, y normalmente sólo la podremos percibir si conocemos de antemano las posiciones de los nodos y antinodos. Las razones de porqué este último método y otros similares no dan un resultado definido es que en las ondas que estamos considerando se encuentran superpuestas otras irregularidades. Con la ayuda de nuestro círculo sintonizado podemos eliminar las perturbaciones que nos interesen, de la misma forma que pueden separarse notas particulares de ruidos confusos por medio de resonadores.

Si cortamos el hilo por un nodo, en el trozo que queda entre este y el origen no se ve afectado: las ondas se propagan incluso por la parte separada como si siguiera estando en su posición original, pero se ha reducido su fuerza.

El hecho que pueden medirse las ondas permite numerosas aplicaciones. Si sustituimos el hilo de cobre que hemos estado empleando por un hilo de cobre más grueso o fino, o por un hilo de otro metal, los puntos nodales siguen permaneciendo en las mismas posiciones. Si la velocidad de propagación en todos estos hilos es la misma, podemos hablar de una velocidad definida. Incluso no son ninguna excepción a esta regla los hilos de hierro; por tanto las propiedades magnéticas del hierro no intervienen en estas perturbaciones tan rápidas. Sería interesante comprobar el comportamiento de los electrolitos. El hecho de que la perturbación eléctrica esté unida a la perturbación de la materia inerte nos hace esperar una velocidad de propagación inferior (Ver Nota 15 al final del libro). Las ondas no pueden viajar a través de un tubo de 10 mm. de diámetro lleno de una solución de sulfato de cobre; pero esto puede deberse a que la resistencia sea demasiado grande. También podemos determinar los periodos de oscilación relativos de diferentes conductores primarios midiendo las longitudes de onda; se podría comparar de este modo los periodos de oscilación de placas, esferas, elipsoides, etc.

En nuestro caso particular se observan claramente los puntos nodales cuando el hilo cortado se encuentra a una distancia de 8 o 5,5 metros del punto cero de la línea de base. En el primer caso las posiciones de las cintas de papel usadas para indicar los puntos nodales fueron 0,2 m, 2,3 m, 5,1 m, y 8 m; en este último caso 0,1 m, 2,8 m, y 5,5 m, las distancias se midieron desde el punto cero. Con estos datos parece que la semionda en el hilo libre no puede ser muy diferente a 2,8 metros. No nos podemos sorprender al averiguar que la primera semilongitud de onda, contada desde *P*, parezca menor que el resto cuando tenemos en cuenta la presencia de la placa y la curva del hilo. Un periodo de oscilación de 1,4 millonésimas de segundo, y una longitud de onda de 2,8 metros, dan una velocidad de las ondas eléctricas en los hilos de 200.000 km./s. (Ver Nota 16 al final del libro). En el año 1850 Fizeau y Gounelle (Fizeau y Gounelle. *Pogg. Ann.* 80, pág. 158, 1850), empleando un método muy bueno, encontraron para esta velocidad el valor de 100.000 km./s. en los hilos de hierro, y 180.000 km./s. en los hilos de cobre. En 1875 W. Siemens (W. Siemens, *Pogg. Ann.* 157, pág. 309, 1876), usando la descargas de botellas de Leyden, observó velocidades de 200.000 a 260.000

km./s. en hilos de hierro. Apenas deben tenerse en cuenta otras determinaciones. Nuestros resultados cuadran bien entre estos valores experimentales. Ya que se han obtenido gracias a una teoría dudosa, no nos vemos justificados para publicarlos como nuevas mediciones de la misma velocidad, pero, por otra parte, podemos concluir, a partir del acuerdo entre los resultados experimentales, que nuestro valor del periodo de oscilación calculado tiene el orden de magnitud correcto.

Interferencia entre la acción directa y la que se ha propagado por el hilo

Colocamos el circuito cuadrado B en el punto cero en nuestra segunda posición, de tal forma que el chispero se encuentre en el punto más alto. Las ondas no ejercen ninguna influencia en el hilo; la acción directa excita chispas de hasta 2 mm. de largo. Si llevamos B a la primera posición y lo giramos sobre el eje vertical la oscilación primaria no ejerce ningún efecto directo; pero al acercar P a A las ondas en el hilo inducen chispas que pueden llegar a 2 mm. Se observan chispas en las posiciones intermedias, y esto es posible debido a su diferencia de fase, bien reforzándose o bien debilitándose entre sí. De hecho se observa este fenómeno. Si ajustamos el plano de B con sus puntos normales hacia AA' alejados del lado del conductor primario en que se encuentra la placa P , las chispas son incluso más fuertes que en las posiciones principales; pero si ajustamos el plano de B hacia los puntos normales de P , desaparecen las chispas, y sólo vuelven a reaparecer cuando se ha acertado considerablemente el chispero.

Si colocamos el chispero en el punto más bajo de B bajo las mismas condiciones, la desaparición de las chispas tiene lugar cuando se alejan los puntos normales de P . Otras modificaciones posteriores —p. ej. situar el hilo bajo el conductor secundario— produce los efectos esperados según lo indicado antes. El propio fenómeno es el que esperamos; vamos a intentar aclarar que la acción tienen lugar en el sentido que indica nuestra explicación. Para fijar nuestras ideas, supongamos que el chispero se encuentra en el punto más alto, y su normal mirando hacia P (como se ve en la figura). En el instante particular que estamos considerando hagamos que la placa P alcance su carga más positiva. La

fuerza electrostática, y por tanto la fuerza total, se dirige de A hacia A' . La oscilación inducida en B está determinada por la dirección de la fuerza en la parte más baja de B . Por tanto la electricidad positiva se precipita hacia A' en la parte inferior, y se aleja de A' en la parte superior. Consideremos la acción de las ondas. Mientras A está cargado positivamente la electricidad positiva se aleja de la placa P . En el instante que estamos considerando este flujo alcanza su valor máximo en mitad de la primera semionda del hilo. Un cuarto de longitud de onda más lejos del origen —es decir, en las proximidades de nuestro punto cero— es justo cuando toma esta dirección (lejos del punto cero). Por tanto en este punto la inducción electromagnética hace que la electricidad positiva se dirija hacia el origen. En particular, la electricidad positiva en nuestro conductor B se ve obligada a seguir un estado de movimiento en círculo, de esta forma la parte superior tiende a acercarse a A' , y la parte inferior a alejarse de A' . De hecho, las fuerzas electrostática y electromagnética actúan una contra otra, y se encuentran aproximadamente en fase, por tanto se anulan más o menos entre sí. Si giramos 90° el círculo secundario (alrededor de la primera posición) la dirección de la acción cambia su signo, pero la acción de las ondas no, ambas se refuerzan. Lo mismo vale si se gira el conductor B en su propio plano hasta situar al chispero en su punto más bajo.

Ahora sustituimos el hilo mn por hilos más largos. Con esto conseguimos que la interferencia sea más clara, desaparece por completo cuando se introduce un trozo de hilo de 250 cm.; las chispas tienen la misma longitud cuando los puntos normales se alejan o acercan de P . Si alargamos todavía más el hilo aumenta la diferencia de comportamiento en los diversos cuadrantes, y la extinción de las chispas tiene lugar abruptamente cuando se introducen 400 cm. de hilo. Pero existe esta diferencia —la extinción tiene lugar cuando el chispero se encuentra en la parte más alta, y los puntos normales alejados de P . Posteriores alargamientos del hilo hacen que desaparezca una vez más la interferencia; pero reaparece en el sentido original cuando se introducen 6 metros de hilo. Este fenómeno se explica sencillamente por el retardo de las ondas en el hilo, y también hace que las ondas progresivas cambien de signo cada 2,8 metros.

Si deseamos producir interferencias mientras el círculo secundario C está en la tercera posición, debemos quitar el hilo rectilíneo de la posición en la que ha estado hasta ahora, y llevarlo al plano horizontal de C , bien por el lado hacia la placa A , o hacia la placa A' . En la práctica es suficiente con estirar un poco el hilo, sujetarlo con aisladores, y llevarlo alternativamente a un lado u otro de C . Observaremos lo siguiente:— Si las ondas viajan por el lado que está la placa P hacen desaparecer las chispas que había; si viajan por el lado opuesto refuerzan las chispas que había. Se observan ambos resultados, cualquiera que sea la posición del chispero en el círculo. Hemos visto que en el instante que la placa A tiene su carga más positiva, y comienza a fluir la corriente primaria alejándose de A , la que surge en el primer punto del hilo rectilíneo comienza a alejarse del origen en el hilo. Ambas corrientes fluyen por C en el mismo sentido cuando el hilo rectilíneo está en el lado de C más alejado de A ; en el otro caso fluyen por C en sentidos opuestos, y se anulan sus acciones. El hecho que no tenga importancia la posición del chispero confirma nuestra suposición que la dirección de la oscilación está determinada por la fuerza electromagnética que, como se ha descrito antes, cambia también su signo cuando se introducen 400 cm. de hilo en vez de 100 cm. entre los puntos m y n .

También he obtenido interferencias en posiciones en que el centro del círculo secundario está fuera de la línea de base; pero para nuestro propósito confirman nuestras ideas fundamentales.

Interferencias a diversas distancias.

Pueden producirse interferencias a distancias mayores de la misma forma que en el punto cero. Para que se observen claramente debe tenerse en cuenta que la acción de las ondas en el hilo tiene en todos los casos la misma magnitud que la acción directa. Puede obtenerse esto aumentando la distancia entre P y A . Demostraremos que tiene poca importancia que la acción que se propaga por el aire tenga una velocidad finita, debe interferir con las ondas en el hilo en sentidos opuestos a distancias de media onda (es decir, 2,8 metros) a lo largo del hilo. También, si la acción se propaga por el aire tiene la misma velocidad que las ondas en el hilo interferirán entre sí en todas las distancias.

Finalmente, si la acción que se propaga por el aire tiene una velocidad finita, pero diferente a las ondas en el hilo, la naturaleza de las interferencias se alternará, pero a distancias más grandes que los 2,8 metros.

Para averiguar lo que ocurre realmente, primero usé las interferencias del tipo que se observan cuando se pasa de la primera a la segunda posición. El chispero se encuentra en la parte superior. Al principio me limité a distancias inferiores a 8 metros del punto cero. Al final de cada medio metro de esta posición se examinaba el conductor secundario para ver si se podía encontrar alguna diferencia en el chispero con la normal apuntando hacia P o en dirección contraria. Cuando no había grandes diferencias se indicaba el resultado del experimento por el símbolo 0. Si las chispas eran más pequeñas cuando la normal apuntaba hacia P , la interferencia que se obtenía se representaba por el símbolo +. El símbolo - se empleaba para indicar una interferencia cuando el punto normal apuntaba hacia el otro lado. Para multiplicar los experimentos los repetí con frecuencia aumentando cada vez el hilo mn en 50 cm., alargándolos así desde 100 hasta 600 cm. Se incluye un resumen de los resultados de mis experimentos:—

	0	1	2	3	4	5	6	7	8							
100	+	+	0	-	-	-	-	0	0	0	0	0	+	+	+	+
150	+	0	-	-	-	-	0	0	0	0	0	+	+	+	+	0
200	0	-	-	-	-	0	+	+	+	+	+	0	0	0	0	0
250	0	-	-	-	0	0	+	+	+	+	0	0	0	0	0	0
300	-	-	-	0	+	+	+	+	+	0	0	0	0	-	-	-
350	-	-	0	+	+	+	+	+	+	0	0	0	-	-	-	-
400	-	-	0	+	+	+	+	0	0	0	0	-	-	-	-	-
450	-	0	+	+	+	+	+	0	0	0	-	-	-	-	-	0
500	-	0	+	+	+	+	0	-	-	-	-	0	0	0	0	+
550	0	+	+	+	+	0	0	-	-	-	-	0	0	0	0	+
600	+	+	+	+	0	0	-	-	-	-	0	0	+	+	+	+

Según esta tabla, puede parecer a primera vista que las interferencias cambian de signo en el hilo a cada media longitud de onda (Ver Nota 17 al final del libro). Pero podemos observar que no sucede exactamente eso. Si ocurriera eso, el símbolo 0 debería repetirse a 1 m, 3,8 m, 6,6 m, sin embargo se repite a distancias inferiores. En segundo lugar, observamos que el retardo de fase sucede más rápidamente cerca del origen que al

alejarnos de él. Todas las filas concuerdan con eso. No es probable un cambio en la velocidad de propagación. Podemos atribuir más bien este fenómeno a que estamos usando la suma de la todas las fuerzas. (*Gesamtkraft*), que se puede dividir en fuerza electrostática y fuerza electromagnética. Según la teoría, es probable que la primera, que predomina cerca de la oscilación primaria, se propague con más rapidez que la última, que es prácticamente el único factor de importancia al alejarnos. Para averiguar lo que ocurre realmente a mayores distancias, extendí los experimentos hasta una distancia de 12 metros, en todos los casos con tres valores de la longitud *mn*. Debo admitir que esto exigió un gran esfuerzo. Estos son los resultados:—

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
100	+	0	–	–	0	0	0	+	+	+	+	+	0
250	0	–	–	0	+	+	0	0	0	0	–	–	–
400	–	0	+	+	0	0	–	–	–	–	0	0	0

Si suponemos que a distancias considerables sólo es efectiva la acción electromagnética, a partir de estas observaciones podemos sacar la conclusión que las interferencias entre esta acción y las ondas en los hilos cambian de signo cada 7 metros.

Para investigar la fuerza electromagnética cerca de la oscilación primaria (donde el fenómeno es más claro), empleé las interferencias que tienen lugar en la tercera posición cuando se gira el chispero 90° respecto a la línea de base. Se ha establecido el sentido de la interferencia en el punto cero, y se indicará con el símbolo –, mientras que el símbolo + se usará para indicar una interferencia conducida por las ondas del lado de *C* alejado de *P*. La elección de los símbolos sigue el modo que se ha usado hasta ahora. Al oponerse la fuerza electromagnética a la fuerza total en el punto cero, nuestra primera tabla comienza también con el símbolo –, siempre que se pueda eliminar la influencia de la fuerza electrostática. Nuestro experimento indica, en primer lugar, la interferencia que tiene lugar a 3 metros, y que tiene el mismo signo que en el punto cero. Se ha repetido varias veces este experimento y nunca ha mostrado un resultado ambiguo, lo que es suficiente para probar una velocidad de propagación finita de la acción electromagnética. Desgraciadamente no se pueden extender estos experimentos a

una distancia superior a 4 metros, debido a la naturaleza débil de las chispas. También repetí estos experimentos con una longitud variable de los hilos m y n , para poder verificar el retardo de fase a lo largo de esta parte del hilo. La siguiente tabla resume los resultados:—

	0	1	2	3	4		0	1	2	3	4
100	—	—	—	—	0	400	+	+	+	+	0
150	—	—	0	0	0	450	+	+	+	0	0
200	0	0	0	+	+	500	+	+	0	0	0
250	0	+	+	+	+	550	+	0	0	0	—
300	+	+	+	+	+	600	0	—	—	—	—
350	+	+	+	+	0						

Un estudio de estos resultados nos indica otra vez que la fase de la interferencia se altera a medida que aumenta la distancia, por esta razón se espera una inversión del signo a una distancia de 7 a 8 metros.

Pero este resultado se ve mucho más claro combinando los resultados de la segunda y tercera tablas —usando los datos de esta última hasta una distancia de 4 metros, y de la primera para distancias mayores. En el primero de estos intervalos evitamos la acción de la fuerza electrostática gracias a la posición peculiar de nuestro conductor secundario; en la segunda esta acción decae debido al rápido desvanecimiento de esta fuerza. Con las observaciones de ambos intervalos podemos solapar una con la otra sin ningún espacio, cosa que se confirma. Esto se hace comparando los símbolos de la siguiente tabla con el signo de la interferencia de la fuerza electromagnética según la acción de las ondas en el hilo:—

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
100	—	—	—	—	0	0	0	+	+	+	+	+	0
250	0	+	+	+	+	+	0	0	0	0	—	—	—
400	+	+	+	+	0	0	—	—	—	—	0	0	0

En esta tabla deduzco las siguientes conclusiones:—

1. La interferencia no cambia de signo cada 2,8 metros. Por tanto las acciones electromagnéticas no se propagan con una velocidad infinita.

2. Sin embargo la interferencia no tiene la misma fase en todos los puntos. Por tanto las acciones electromagnéticas no

viajan por el aire a la misma velocidad que las ondas eléctricas en los hilos.

3. Un retardo gradual de las ondas en el hilo tiene el efecto de desviar la fase particular de la interferencia hacia el origen de las ondas. De la dirección de esta desviación se deduce que la velocidad de propagación en el aire es la más rápida de las dos. Si debido al retardo de las dos acciones llegamos a una coincidencia anterior de ambas, habremos retardado la más lenta.

4. El signo de la interferencia cambia de + a - cada 7,5 metros. Por tanto, después de avanzar 7,5 metros, la acción electromagnética adelanta a la onda en el hilo. Mientras la primera viaja 7,5 metros, la última viaja $7,5 - 2,8 = 4,7$ metros. La relación de las dos velocidades es 75:47, y la semilongitud de onda de la acción electromagnética es de $2,8 \times 75/47 = 4,5$ metros. Al atravesar esta distancia en 1,4 cien millonésimas de segundo, se obtiene que la velocidad absoluta en el aire es de 320,000 Km. por segundo. Este resultado sólo es correcto en lo que se refiere al orden de magnitud; no obstante el valor actual apenas puede ser mayor que la mitad, y no puede ser menor que las dos terceras partes del valor indicado. El valor actual sólo se puede determinar mediante la experimentación cuando seamos capaces de determinar la velocidad de la electricidad en los hilos con una precisión mucho mayor que la conocida actualmente.

Al cambiar sin ninguna duda el signo de las interferencias cada 2,8 metros cerca de la oscilación primaria, podemos extraer la conclusión que cuando predomina la fuerza electrostática se propaga con una velocidad infinita. Pero esta conclusión depende únicamente de un único cambio de fase, y este cambio se puede explicar (aparte de cualquier otro retardo de fase) por el hecho de que a cierta distancia de la oscilación primaria, la amplitud de la fuerza total experimenta un cambio de signo. Si la velocidad absoluta de la fuerza electrostática todavía es desconocida, podemos aducirse razones categóricas para creer que las fuerzas electrostáticas y electromagnéticas poseen velocidades diferentes. La primera razón es que la fuerza total no desaparece en ningún punto a lo largo de la línea de base. Al dominar la fuerza electrostática a distancias pequeñas, y la fuerza electromagnética a distancias grandes, debe haber una posición intermedia que sean iguales y opuestas, y si a pesar de

todo no se anulan, debe ser porque llegan a esta posición en tiempos diferentes.

La segunda razón se deriva de la propagación de la fuerza por todo el espacio de alrededor. En un papel anterior (Ver V, pág. 80) se indicó cómo puede determinarse la dirección de la fuerza en cualquier punto. Se describió la distribución de la fuerza, y se indicó que hay cuatro puntos en el plano horizontal, a unos 12 metros por delante y por detrás de los cuatro bordes de nuestras placas A y A' , donde no puede asignarse ninguna dirección definida a la fuerza, pero la fuerza actúa con la misma intensidad en todas las direcciones. La única interpretación aparente de esto es que las componentes electrostática y electromagnética se unen entre sí en ángulo recto, con la misma intensidad pero sus fases difieren notablemente; debido a esto no se combinan para producir una oscilación rectilínea, sino una resultante que a cada oscilación pasa por todos los puntos de la circunferencia.

Es muy importante el hecho de que diferentes componentes de la fuerza total posean velocidades diferentes, ya que esto aporta una prueba (aparte de las mencionadas) de que al menos una de estas componentes debe propagarse con velocidad finita.

Conclusiones

Pueden mejorarse los resultados cuantitativos de este primer experimento con otros experimentos en la misma dirección; pero ya se ha recorrido el camino que deben seguir, y debemos considerar que se ha probado que la acción inductiva se propaga con una velocidad finita. Pueden sacarse diversas conclusiones de los resultados obtenidos, y prestaremos atención a algunos de ellos.

1. La conclusión más directa es la confirmación de las ideas de Faraday, según las cuales las fuerzas eléctricas son polarizaciones que existen de forma independiente en el espacio. En el fenómeno que hemos investigado estas fuerzas permanecen en el espacio incluso después de haber surgido y desaparecido más tarde. Por tanto estas fuerzas no son simplemente partes o atributos de sus causas, sino que corresponden a cambios en las condiciones en el espacio. El carácter matemático de estas condiciones nos justifica para llamarlas polarizaciones, sin importar la naturaleza de estas polarizaciones.

2. Es realmente notable que la prueba de una velocidad de propagación finita nos ha venido en el caso de una fuerza que disminuye en proporción inversa a la distancia y no al cuadrado de la distancia. Pero esta prueba también ha apuntado que afecta también a fuerzas que son inversamente proporcionales al cuadrado de la distancia. Sabemos que la atracción entre corrientes y sus acciones magnéticas están relacionadas con el principio de conservación de la energía estrictamente hablando de sus acciones inductivas, aparentemente se trata de la relación entre la acción y la reacción. De no ser aparente esta relación, no es fácil comprender que esta acción se propague en un caso con una velocidad finita y en otro con una velocidad infinita.

3. Hay numerosas razones para creer que las ondas transversales de la luz son ondas electromagnéticas; se tiene un firme fundamento de esta hipótesis al demostrar la existencia en el espacio de ondas electromagnéticas transversales que se propagan con una velocidad similar a la velocidad de la luz. Y un método por el cual se podría confirmar o rechazar este criterio importante. Ahora es posible estudiar experimentalmente las propiedades de las ondas electromagnéticas transversales, y compararlas con las propiedades de las ondas de la luz.

4. Las cuestiones no resueltas hasta ahora del electromagnetismo relacionadas con las corrientes abiertas son más sencillas de atacar y resolver. Además se han sentado algunas de estas cuestiones con los resultados que se han obtenido. Aunque quedan por resolver algunas constantes del electromagnetismo, estos resultados son suficientes para decidir entre las diversas teorías en conflicto, suponiendo que al menos una sea la correcta.

No obstante, por el momento no pretendo entrar en estas aplicaciones, ya que estoy esperando a experimentos posteriores entre el gran número que sugiere nuestro método.

VIII

SOBRE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN EL AIRE Y SU REFLEXIÓN

(Wiedemann's Ann. 34, pág. 610, 1888)

Recientemente he demostrado de forma experimental que las acciones electromagnéticas se propagan a través del aire con una velocidad finita (Ver VII, pág. 105). Las inferencias sobre las que se apoya esta prueba me parecen perfectamente válidas; pero se han deducido de una manera complicada con factores complicados, y tal vez por esta razón no convenzan a quien no esté predispuesto previamente a favor de las ideas adoptadas. En este aspecto la demostración dada puede apoyar de forma adecuada el fenómeno que se va a describir, ya que exhibe la propagación de la inducción a través del aire con un movimiento ondulatorio de una forma visible y prácticamente tangible. Este nuevo fenómeno admite también una medición directa de la longitud de onda en el aire. El hecho de que las longitudes de onda admitidas por medición directa difieran muy poco de las determinaciones indirectas anteriores (usando el mismo aparato), puede considerarse como una indicación de que la demostración anterior era correcta.

Al experimentar la acción entre una oscilación rectilínea y un conductor secundario observé con frecuencia un fenómeno que parecía apuntar a una reflexión de la acción inductiva en las paredes del edificio. Por ejemplo, muchas veces aparecían chispas débiles cuando el conductor secundario se situaba para que fuera imposible ninguna acción directa, como era evidente de las sencillas consideraciones geométricas de simetría, y esto ocurría con más frecuencia cerca de las paredes sólidas. En especial me encontré numerosas veces con el siguiente fenómeno:— Al examinar las chispas en el conductor secundario a

grandes distancias del conductor primario, cuando las chispas eran muy débiles, observé que en muchas posiciones del conductor secundario las chispas se reforzaban apreciablemente cuando me acercaba a una pared sólida, pero desaparecían bruscamente cerca de la pared. Me parece que la forma más simple de explicar esto es suponer que la acción electromagnética, al dispersarse en forma de ondas, se reflejaba en las paredes, y las ondas reflejadas reforzaban las ondas en avance a cierta distancia, y las debilitaban a otras distancias, se estaban produciendo ondas estacionarias en el aire por la interferencia entre los dos sistemas. A medida que hacía las condiciones más favorables para la reflexión el fenómeno aparecía más y más claro, y la explicación anterior parecía la más probable. Pero procederé a explicar los experimentos principales sin insistir en pruebas preliminares.

La habitación donde se hicieron estos experimentos tiene 15 metros de largo, 14 metros de ancho y 6 metros de alto. En paralelo a las dos paredes largas hay dos filas de pilares de hierro, cada uno de estos pilares se comporta como una pared sólida ante la acción electromagnética, por tanto no se deben tener en cuenta las partes externas a esta habitación. Sólo cuenta para los experimentos el espacio central, de 15 metros de largo, 8,5 metros de ancho y 6 metros de alto. En este espacio tuve que retirar las tuberías del gas y los quemadores, de esta forma no había nada en su interior excepto las mesas de madera y bancos que no podía sacar. No se temía observar efectos que se pudieran achacar a ellos, y no se observó ninguno. La pared frontal de la habitación, donde tenía lugar la reflexión, era un grueso muro de piedra con dos puertas, y por ella se extendían muchas tuberías de gas. Para que la pared tuviera una naturaleza más conductora se clavó en ella una superficie conductora en forma de hoja de cinc de 4 metros de alto y 2 metros de ancho, se conectó con las tuberías de gas y con una tubería de agua cercana, se tomaron precauciones especiales para que no pudiera cargarse de electricidad en los bordes superior e inferior y se mantuviera lo más libre posible.

El conductor primario se estableció en el centro de la pared opuesta a una distancia de 13 metros, es decir, 2 metros separado de la pared opuesta. Se trataba del mismo conductor que había usado en los experimentos sobre la velocidad de propagación.

La dirección del hilo conductor era ahora vertical, por tanto las fuerzas que se tenían que considerar oscilarían hacia arriba y abajo en dirección vertical. El punto medio del conductor primario estaba a 2,5 metros por encima del suelo, las observaciones se hicieron también a la misma altura del suelo, se tuvo que construir un pasillo para el observador con mesas y escritorios de la altura adecuada. Este pasillo era normal a la línea recta tomada desde el centro del conductor primario y perpendicular a la superficie reflectora. Nuestros experimentos se confinan cerca de esta normal; los experimentos con ángulos de incidencia superiores serán más complicados al tener en cuenta la variación de polarización de las ondas. No se podrá llamarse plano de oscilación a ningún plano vertical a la normal y ningún plano perpendicular a la normal podrá llamarse plano de onda.

El conductor secundario era el círculo de 35 cm. de radio que había usado antes. Se preparó para poderlo girar sobre el eje que pasa por su centro y perpendicular a este plano. En los experimentos el eje también era horizontal; se montó en un marco de madera, de esta forma círculo y eje podía girar sobre el eje vertical. Casi todo el tiempo bastaba con que el observador sujetara el círculo con la mano, montado en un marco de madera aislante, y después situarlo de la forma más conveniente en las diversas posiciones. Pero debido a que el cuerpo del observador siempre ejerce una pequeña influencia, las observaciones hechas así se compararon con otras obtenidas a mayores distancias. Las chispas son lo suficiente fuertes para verse en la oscuridad a varios metros de distancia; pero en una habitación iluminada no puede verse prácticamente nada, de los fenómenos que se van a describir, aunque se esté cerca.

Después de haber hecho todos esos preparativos el fenómeno más sorprendente que me encontré fue el siguiente:— Situé el círculo secundario con su centro en la normal y su plano en el plano de oscilación, giré el chispero hacia la pared y después lo alejé de ella. Generalmente las chispas se diferencian mucho en las dos posiciones. Si se prepara el experimento a una distancia de 0,8 metros de la pared las chispas son mucho más fuertes cuando el chispero está girado hacia la pared. Puede regularse la longitud de las chispas para que salte un flujo continuo cuando el chispero está encarado hacia la pared, sin embargo no pasa

ninguna chispa cuando el chispero está en la posición opuesta. Si repetimos el experimento a una distancia de 3 metros de la pared observamos al contrario, un flujo continuo de chispas cuando el chispero está encarado de forma que esté alejado de la pared, y desaparecen las chispas cuando el chispero está encarado hacia la pared. Si nos situamos a una distancia de 5,5 metros se vuelve a la situación inversa; las chispas hacia la pared son más fuertes que en el lado opuesto. Finalmente, a una distancia de 8 metros de la pared, observamos que se ha producido otra inversión; las chispas son más fuertes en el lado alejado de la pared, pero esta diferencia no se aprecia a distancias superiores. No ocurren más inversiones; ya que lo impide la fuerza dominante de la acción directa y las fuerzas complicadas que existen en las proximidades de la oscilación primaria. Nuestra figura (la escala que indica las distancias de la pared) nos muestra al círculo secundario en las posiciones en que se observan las chispas más fuertes marcadas como I, II, III, IV. Se observa con claridad el carácter alternante de las condiciones del espacio.

A distancias que caen entre estos puntos mencionadas las chispas tienen ambas la misma intensidad, y en la proximidad inmediata de la pared se reduce esta diferencia. Por tanto podemos indicar estos puntos –a saber, los puntos *A, B, C, D* en la figura– en cierto modo como puntos nodales. Sin embargo no debemos considerar la distancia entre cualquiera de estos puntos y el siguiente como media longitud de onda. La dirección de las perturbaciones eléctricas cambia en *todos* al pasar por estos puntos, por tanto el fenómeno en el círculo secundario debe repetirse sin inversión; la chispa no indica el cambio de dirección de la oscilación. De estos experimentos debemos sacar más bien la conclusión de que al pasar por cualquiera de estos puntos una parte de la acción experimenta una inversión, pero la otra parte no. Además se puede suponer que el doble de la distancia entre dos puntos cualesquiera corresponde a media longitud de onda, por tanto estos puntos indican un cuarto de longitud de onda. Basándonos en esta hipótesis fundamental, podemos llegar a una explicación completa del fenómeno.

Supongamos que la onda vertical de una fuerza eléctrica se dirige hacia la pared, se refleja con una intensidad ligeramente menor, y da origen a ondas estacionarias. Si la pared fuera un conductor perfecto se formaría un nodo muy cerca de su

superficie. En el interior de un conductor o en su superficie la fuerza eléctrica siempre es extremadamente pequeña. Pero nuestra pared no puede considerarse como un conductor perfecto. En primer lugar, sólo es en parte metálica, y la parte que es metálica no es muy grande. Por esta razón en su superficie la fuerza tendrá un cierto valor, y este en el sentido de la onda que avanza. El nodo, que se tendría que formar en la pared si esta fuera perfectamente conductora, en realidad se encuentra algo por detrás de la superficie, es decir, en el punto *A* de la figura. Si doblamos la distancia *AB*, es decir, la distancia *AC*, corresponde a media longitud de onda, por tanto las relaciones geométricas de la onda estacionaria son del tipo que se representa en la figura de la forma simbólica normal con la línea continua. Las fuerzas que actúan en el círculo en las posiciones *I*, *II*, *III* y *IV* están representadas perfectamente en magnitud y dirección en todo instante por las flechas de los lados. Si se gira el chispero hacia el nodo en las proximidades de un nodo, tenemos que en el círculo actúa una fuerza mayor, en condiciones favorables, contra otra fuerza más débil, que actúa bajo condiciones desfavorables. Pero si se gira el chispero para alejarlo del nodo, la fuerza fuerte actúa bajo condiciones desfavorables contra una fuerza débil, que en este caso actúa bajo condiciones favorables. Y en este último caso una domina sobre la otra, y por esta razón las chispas deben ser más débiles que en el primer caso. De esta forma se explica nuestro fenómeno sobre el cambio de signo cada cuarto de longitud de onda.

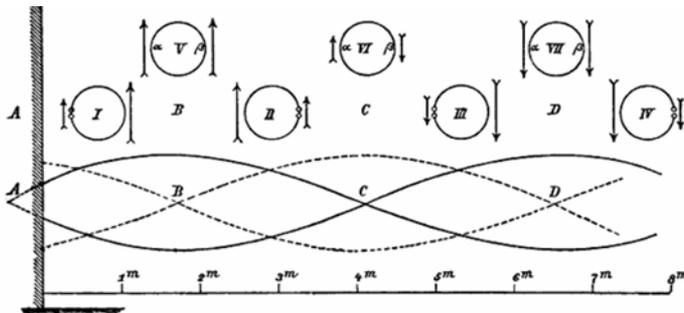


Fig. 26.

Nuestra explicación nos proporciona un método para comprobar su exactitud. Si es correcta, el cambio de signo en los puntos B y D ocurrirá de una forma diferente al cambio de signo en C . En V , VI y VII de la figura están representados el círculo y las fuerzas que actúan en estos puntos, y se puede ver fácilmente que en B o D trasladamos el chispero de una posición a otra girando el círculo, la oscilación cambia su dirección en relación a una dirección fija en el círculo; durante esta rotación las chispas deben desaparecer inmediatamente o varias veces de forma desigual. Por otra parte, si se hace la misma operación en C , no cambia la dirección de la oscilación; y por tanto no desaparecen las chispas por completo, o deben desaparecer un número impar de veces. Al hacer el experimento observamos esto:— en B la intensidad de las chispas se reduce tan pronto apartamos el chispero de a , se vuelve cero en el punto más alto, y aumenta nuevamente a su valor original al llegar a β . Sucede lo mismo en D . Por otra parte, en C , las chispas persisten sin variar durante la rotación, o si hay alguna variación, es algo más fuerte en los puntos más bajo y alto que en los que hemos estado considerando. Además, sorprende al observador que el cambio de signo suceda después de un desplazamiento mucho más pequeño en C que en B y D , también hay un contraste en este aspecto en C que en B y D .

La representación de la onda eléctrica que hemos dibujado puede verificarse de otro modo, y muy directo. En vez de situar el plano de nuestro círculo en el plano de oscilación, lo situamos en el plano de onda; la fuerza eléctrica tiene la misma fuerza en todas las partes del círculo, y en las posiciones similares la intensidad de la chispa es simplemente proporcional a su fuerza eléctrica. Como se espera, las chispas son cero en los puntos más alto y bajo del círculo a todas distancias, y son más fuertes en los puntos a lo largo de la normal en el plano horizontal. Llevemos el chispero a una de estas últimas posiciones, y alejémoslo lentamente de la pared. Observaremos esto:— Justo en la superficie conductora metálica no hay chispas, pero aparecen a muy poca distancia de ella; aumentan muy rápidamente, son relativamente fuertes en B , y después vuelven a disminuir. En C son notablemente débiles, pero vuelven a aumentar su intensidad a medida que nos alejamos más. Pero no disminuyen, sino que continúan aumentando su intensidad, ya que nos acercamos a la

oscilación primaria. Si ilustramos la fuerza de las chispas a lo largo del intervalo AD por una curva que lleve signos positivos y negativos, obtendríamos casi exactamente la curva que se ha dibujado. Y quizás hubiera sido mejor empezar primero por este experimento. Pero no es tan sorprendente como el primero que se ha descrito; además, un cambio periódico de signo es una prueba muy clara de un movimiento periódico en vez de un movimiento de aumento y disminución.

Ahora sabemos con certeza que hemos reconocido A y B como nodos de la onda eléctrica, y B y D como antinodos. También podríamos llamar, en otro sentido, nodos a B y D , ya que estos puntos son nodos de una onda estacionaria de fuerza magnética, que, según la teoría, acompaña a la onda eléctrica desplazada un cuarto de longitud de onda respecto a esta. Esto puede ilustrarse experimentalmente de la siguiente forma:— Colocamos otra vez nuestro círculo en el plano de oscilación, pero llevamos el chispero al punto más alto. En esta posición la fuerza eléctrica, si fuera homogénea en toda la extensión del círculo secundario, no podría inducir chispas. Sólo produce un efecto en la medida que su magnitud varía en las diversas partes del círculo, y su integral en todo el círculo no es cero. Esta integral es proporcional al número de líneas de fuerza magnética que pasan hacia atrás y hacia delante en todo el círculo. En este sentido, podríamos decir que en esta posición, las chispas miden la fuerza magnética, que es perpendicular al plano del círculo (Ver Nota 18 al final del libro).

Pero ahora podemos ver que en esta posición cerca de la pared la chispa es muy vigorosa, después disminuye, desaparece en B , en C vuelve a aumentar, después decrece hasta un mínimo marcado en D , y aumenta continuamente a medida que nos acercamos a la oscilación primaria. Al representar la fuerza de las chispas en las ordenadas con signos positivo y negativo, obtenemos aproximadamente la línea discontinua de nuestra figura, que representa correctamente la onda magnética. El fenómeno que hemos descrito se puede explicar también como resultado de la cooperación entre la fuerza eléctrica y la fuerza magnética. La primera cambia de signo en los puntos A y C , la última en los puntos B y D ; de esta forma una parte de la acción cambia de signo en cada uno de esos puntos mientras que los demás conservan su signo; por tanto la acción resultante (el

producto) cambia de signo en cada uno de esos puntos. Esta explicación sólo se diferencia en el modo de expresión, no de significado, de la primera explicación.

Hasta aquí sólo hemos considerado el fenómeno en algunas de las posiciones más importantes del círculo. El número de transiciones entre estos es un trío infinito. Por tanto nos debemos contentar con describir las transiciones para el caso en que el plano del círculo se encuentra en el plano de oscilación. Cerca de la pared las chispas son más fuertes en la cara más cercana a la pared, y menos fuertes en el lado opuesto; al girar el círculo en el plano las chispas cambian de un valor a otro, alcanzando sólo valores intermedios; no hay puntos cero en el círculo. A medida que nos alejamos de la pared las chispas en el lado remoto se reducen gradualmente y se vuelven cero cuando el centro del círculo se encuentra 1,08 metros alejado de la pared; esta distancia se puede medir con una precisión de unos centímetros. A medida que nos alejamos, reaparecen las chispas en el lado remoto de la pared, y al principio son más débiles que las del lado cercano a la pared; pero no cambia la fuerza de las chispas pasando simplemente por los valores intermedios; al girar el círculo la propia chispa se convierte en cero rápidamente en la parte superior y en la parte inferior del círculo. Los dos puntos cero que parten de uno solo se van separando gradualmente entre sí, hasta que en B se encuentran en los puntos más alto y más bajo del círculo. Gracias a esta indicación se puede determinar B con bastante precisión, pero puede situarse con más exactitud observando los puntos cero. Al continuar alejándonos, estos puntos cero se deslizan hacia el lado del círculo que mira hacia la pared, se van acercando, y coinciden de nuevo en un único punto cero a cierta distancia de la pared que puede determinarse con precisión. En este caso la distancia del centro de la pared es 2,35 metros. El punto B debe estar exactamente entre este y el primer punto análogo observado, es decir, a una distancia de 1,72 metros de la pared; esto concuerda con la observación directa con un error de unos pocos centímetros. Si seguimos avanzando hacia C las chispas tienden a convertirse de la misma fuerza en todos los puntos del círculo, esto es lo que sucede en C . Después de C comienza de nuevo el mismo proceso. En esta región no hay puntos cero en el círculo. A pesar de esto puede determinarse con una buena precisión la posición

del punto C , a pesar de que en sus proximidades el primer fenómeno descrito cambia muy rápidamente. En mis experimentos C estaba entre 4,10 y 4,15 metros, es decir, a 4,12 metros de la pared. No puede determinarse con precisión el punto D ya que el fenómeno se vuelve muy débil; sólo puede decirse que esta distancia está entre 6 y 7,5 metros de la pared. Para una explicación de los detalles podría referirme a un papel previo (Ver V, pág. 80). El desarrollo matemático indicado admite un desarrollo más amplio, pero los experimentos parecen ser lo suficiente inteligibles sin cálculos.

Según nuestras mediciones, la distancia entre B y C es de 2,4 metros. Si suponemos que este valor es correcto, el punto nodal A se encuentra a 0,68 metros detrás de la pared, el punto D a 6,52 metros delante de ella, lo que concuerda bastante bien con los experimentos. Según esto, la semilongitud de onda es de 4,8 metros. Por medio de un método indirecto he obtenido una longitud de onda de 4,5 metros para el mismo aparato. La diferencia no es tan grande como para no poder considerar la nueva medición como confirmación de la primera (Ver Nota 19 al final del libro). Si en nuestra primera medición sustituimos 2,9 por 2,8 metros como semilongitud de onda en el hilo, y 7,1 por 7,5 como la longitud de coincidencia (que concuerda con las observaciones), podemos deducir el nuevo valor de las primeras observaciones. Quizás estuviera más cerca de la verdad un valor intermedio; y apenas puedo imaginar que el punto nodal A se encuentre a casi 0,7 metros detrás de la pared metálica, Suponiendo un valor intermedio para la longitud de onda, y una velocidad de propagación similar a la de la luz, podemos decir que el periodo de oscilación de nuestro aparato es de 1,55 cienmillonésimas de segundo, en vez del resultado obtenido por cálculo de 1,4 cienmillonésimas de segundo.

He repetido los experimentos con algunos cambios. Alterar la distancia de la oscilación primaria de la pared reflectante no proporcionó más información. Si hubiera podido extenderse considerablemente esta distancia, posiblemente pudiera haber obtenido una formación clara de una segunda y una tercera longitud de onda; pero no había suficiente espacio para esta extensión. Cuando se redujo la distancia el fenómeno se volvió menos interesante, la oscilación primaria se volvió más confusa, y en la dirección opuesta se perdió la inversión del signo. Vale la

pena describir los experimentos en los que se empleó una oscilación de diferente periodo, ya que demostraron que los puntos que nos habían llamado la atención no están determinados, por la forma de la pared o de la habitación, sino tan sólo por las dimensiones de la oscilación primaria y secundaria. Por esta razón usé en algunos experimentos un círculo secundario de un radio de 17,5 cm., y una oscilación primaria del mismo periodo que este círculo. El oscilador primario se situó a una distancia de 8 a 9 metros de la pared. No obstante es difícil trabajar con aparatos de estas dimensiones tan pequeñas. No tan sólo son excesivamente débiles las chispas, sino que los fenómenos de resonancia, etc., se presentan muy débiles. Sospecho que las oscilaciones de esta rapidez están muy amortiguadas. Por tanto no es posible obtener tantos detalles como en el caso de un círculo más grande; sólo pueden reconocerse claramente los hechos principales, como los que se han descrito antes. Cerca de la pared, y a distancias de 2,5 y 4 metros de ella, las chispas más fuertes se encontraban en el lado cercano a la pared; en las posiciones intermedias (1,5 y 3,5 metros de la pared) las chispas más fuertes estaban en el lado próximo a la oscilación primaria. Había un cambio de signo a cada metro; según esto la semilongitud de onda era tan sólo de 2 metros, y la oscilación era el doble de rápida que la que empleé al principio.

Finalmente, puedo indicar en lo relativo a los experimentos anteriores, que no es esencial hacer grandes preparativos si nos contentamos con indicaciones más o menos completas del fenómeno. Con un poco de práctica se pueden encontrar indicios de reflexión en cualquier pared. Además, la acción de las ondas reflejadas puede reconocerse bastante bien entre cualquiera de los pilares de hierro indicados al principio y la oscilación primaria; de la misma forma pueden percibirse las sombras en el lado opuesto.

Vamos a extender ahora nuestros experimentos en una dirección nueva. Hasta ahora el conductor secundario se ha situado entre la pared reflectora y la oscilación primaria —es decir, en un espacio en que las ondas directa y reflejada viajan en direcciones opuestas y se producen ondas estacionarias por interferencias. Ahora por el contrario, vamos a colocar la oscilación primaria entre la pared y el conductor secundario, este último situado en un espacio en que las ondas directa y reflejada

viajan en la misma dirección. Por tanto deben combinarse para producir una onda progresiva cuya intensidad dependerá de la diferencia de fase entre las dos ondas interferentes. Si se desea que el fenómeno sea importante, las dos ondas deben tener una intensidad similar; por tanto la distancia entre la oscilación primaria y la pared no debe ser grande comparada con las dimensiones de la última, y debe ser pequeña comparada con la distancia de la oscilación secundaria. Para comprobar si se puede observar el fenómeno correspondiente con las condiciones normales de trabajo, preparé el siguiente experimento:— se situó el círculo secundario a una distancia de 14 metros de la pared reflectora, es decir, separado 1 metro de la pared opuesta. Su plano estaba paralelo al que hemos llamado plano de oscilación, y con su chispero encarado hacia la pared cercana para que las condiciones fueran especialmente favorables para la aparición de chispas en él. El conductor primario se situó paralelo a su posición original frente a la pared conductora, al principio a muy pequeña distancia —unos 30 cm.— de ella. Las chispas eran muy débiles en el círculo. Se ajustó el chispero para que no saltara cualquier chispa. Se alejó de la pared el conductor primario paso a paso. No tardaron en aparecer chispas solitarias en el conductor secundario, que se convirtieron en un chorro continuo de chispas cuando el conductor primario llegó a una distancia de 1,5 a 2 metros de la pared —es decir, en el punto *B*. Puede tomarse esto como una reducción de la distancia entre los dos conductores. Pero cuando alejé más el conductor de la pared, y por tanto lo acerqué al secundario, las chispas disminuyeron y desaparecieron al llegar el primario a *C*. Al alejarme todavía más las chispas comenzaron a aumentar de forma continua. No se puede medir exactamente la longitud de onda con estos experimentos, pero de lo indicado antes puede verse que las longitudes de onda obtenidas antes están en acuerdo con este fenómeno. Estos experimentos pueden hacerse muy bien con los aparatos pequeños. Se sitúa el conductor a una distancia de 1 metro de la pared, y el conductor secundario correspondiente a 9 metros de la pared. Las chispas son claramente más pequeñas, pero se pueden observar bastante bien. Desaparecen cuando se aparta el conductor primario de esta posición, bien hacia la pared o bien hacia el conductor secundario. Sólo reaparecen las chispas cuando se aumenta la distancia de la pared a 3 metros, y a partir

de allí no desaparecen al acercarse hacia el conductor secundario. Se ha de indicar que a la misma distancia de 2 metros se puede demostrar que la presencia de la pared ayuda a la propagación de la inducción en el caso de la oscilación lenta, mientras que es un obstáculo en el caso de la más rápida. Esto demuestra que la posición de los puntos a los que prestamos nuestra atención está determinada por las dimensiones del oscilador, y no por las dimensiones de la pared o la habitación.

En acústica hay un experimento análogo a este último descrito, en el cual se demuestra por medio de un diapasón que al acercarlo a una pared se refuerza el sonido a ciertas distancias y se debilita en otras. El experimento análogo en óptica es el de Lloyd, similar al experimento del espejo de Fresnel (Ver Nota 20 al final del libro). En óptica y acústica estos experimentos se tienen como argumentos a favor de la naturaleza ondulatoria de la luz y del sonido; por tanto el fenómeno descrito aquí se puede considerar como argumento a favor de la propagación de la acción inductiva de una oscilación eléctrica como si fuera un movimiento ondulatorio.

He descrito la presente serie de experimentos, así como los primeros sobre la propagación de la inducción, sin prestar atención especial a ninguna teoría en particular; y además, la fuerza demostrativa de los experimentos es independiente de cualquier teoría en particular. No obstante, queda claro que los experimentos aportan muchas razones a favor de la teoría del fenómeno electromagnético que desarrolló Maxwell a partir de las ideas de Faraday. También me parece que la hipótesis de la naturaleza de la luz indicada por la teoría cuenta ahora razones más fuertes. La verdad es que es una idea fascinante pensar que el proceso en el aire que hemos investigado es el mismo proceso a una escala un millón de veces más grande que el observado cerca de un espejo de Fresnel o entre las placas de vidrio que se emplean para observar los anillos de Newton.

No puede dejarse de lado la teoría de Maxwell, con todas las evidencias internas de probabilidad, todas las confirmaciones que ha recibido, y que todavía puede llegar a recibir, si se demuestra –si es necesario aportar más pruebas– el hecho de que la acción eléctrica no se propaga por hilos buenos conductores con la velocidad aproximadamente igual a la velocidad que se propaga por el aire. Hasta ahora se ha supuesto en todas las

teorías, incluida la de Maxwell, que la velocidad por los hilos es la misma que la de la luz. Espero poder investigar sobre las causas de este conflicto entre la teoría y los experimentos (Ver Nota 21 al final del libro).

IX

LAS FUERZAS DE LAS OSCILACIONES ELÉCTRICAS, TRATADAS SEGÚN LA TEORÍA DE MAXWELL.

(*Wiedemann's Ann.* 36, pág. 1, 1889)

Los resultados de los experimentos con oscilaciones eléctricas rápidas que he hecho me parecen que confieren a la teoría de Maxwell una posición de superioridad sobre todas las demás. No obstante, mi primera interpretación de estos experimentos se ha basado en las ideas antiguas, buscando la explicación del fenómeno como el resultado de la cooperación de las fuerzas electrostática y electromagnética. En la teoría de Maxwell en su desarrollo puro esta distinción es extraña. Ahora voy a demostrar que el fenómeno se puede explicar en términos de la teoría de Maxwell sin introducir esta diferenciación. De probar esto, dejaría sentado al mismo tiempo cualquier cuestión sobre una propagación independiente de la fuerza electrostática, que es absurda en la teoría de Maxwell.

Aparte de esta aspiración especial, no deja de ser interesante una visión más cercana del papel que juegan las fuerzas que acompañan a una oscilación rectilínea.

Las Formulas

En lo que sigue vamos a tratar únicamente con las fuerzas en el éter libre. X, Y, Z son las componentes de la fuerza eléctrica a lo largo de las coordenadas de x, y, z (Suponemos que tienen su origen en el sistema de coordenadas del plano xy . Además suponemos que la dirección positiva de x es frontal, la positiva de z hacia arriba, y la positiva de y hacia la derecha. A menos que se hagan estas convenciones, el signo de las fuerzas eléctrica y magnética en las ecuaciones siguientes no tendrían su significado usual); L, M, N , las componentes correspondientes de la

fuerza magnética, medidas en unidades de Gauss (H. v. Helmholtz, *Wied, Ann*, 17, pág. 48, 1882), t indicará el tiempo y A es la inversa de la velocidad de la luz. Por tanto, según Maxwell, la relación del cambio de las fuerzas según el tiempo y su distribución en el espacio está indicada por las siguientes ecuaciones:—

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} A \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}, \end{array} \right. \quad (2) \left\{ \begin{array}{l} A \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}. \end{array} \right.$$

Originalmente, y en todo momento, deben satisfacerse las siguientes condiciones:—

$$(3) \frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} = 0, \quad \text{and} \quad \frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0.$$

La fuerza eléctrica contenida en un elemento de volumen τ del éter es igual a

$$\frac{1}{8\pi} \int (X^2 + Y^2 + Z^2) d\tau$$

la energía magnética es igual a

$$\frac{1}{8\pi} \int (L^2 + M^2 + N^2) d\tau,$$

la integración se extiende a través del volumen τ . La energía total es la suma de estas partes.

Todo esto constituye, en lo que se refiere al éter, la parte esencial de la teoría de Maxwell. Maxwell llegó a ello partiendo de la idea de acción a distancia y atribuyó al éter las propiedades de un medio dieléctrico altamente polarizable. Podemos también llegar a ello por otro camino. Pero no podemos dar una prueba directa de la deducción mediante la experiencia. Por tanto parece más lógico considerarlas sin considerar el modo a cómo se ha llegado, considerarlas como suposiciones hipotéticas, y dejar que dependa su probabilidad del gran número de leyes naturales que abarcan. Si aceptamos este punto de vista podemos dejar de lado un gran número de ideas auxiliares que dificultan la com-

presión de la teoría de Maxwell, que en cierto modo no tienen significado alguno (Como ejemplo podría mencionar la idea de la constante dieléctrica del éter), si finalmente excluimos la noción de acción a distancia directa.

Multiplicamos las ecuaciones (1) por L, M, N, y las ecuaciones (2) por X, Y, Z; las sumamos y las integramos con un volumen cuyo elemento de volumen es $d\tau$ y $d\omega$ el elemento de superficie. Obtenemos—

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{8\pi} \int (X^2 + Y^2 + Z^2) d\tau + \frac{1}{8\pi} \int (L^2 + M^2 + N^2) d\tau \right\} \\ &= \frac{1}{4\pi A} \int \left\{ (NY - MZ) \cos n_x x + (LZ - NX) \cos n_y y \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. + (MX - LY) \cos n_z z \right\} d\omega, \end{aligned}$$

donde n_x, n_y, n_z son los ángulos que forma las normales de $d\omega$ con el eje.

Esta ecuación muestra que ha aumentado la cantidad de energía del espacio, y puede considerarse que ha entrado a través de los elementos de la superficie. La cantidad que entra por cada elemento de superficie es igual al producto de las componentes de las fuerzas eléctrica y magnética determinadas por la superficie, multiplicada por el seno del ángulo que forman entre sí, y dividida por $4\pi A$. Es conocido que a partir de esto el Dr. Poynting ha basado una teoría notable sobre la transferencia de energía en el campo electromagnético (*J.H. Poynting, Phil. Trans., 1884, II pág. 343*).

Respecto a la solución de las ecuaciones nos limitamos al importante caso especial en que la distribución de la fuerza eléctrica es simétrica respecto al eje z , de tal modo que esta fuerza en todos los puntos se encuentra en el plano meridional que pasa por el eje de I y depende tan sólo de la coordenada z del punto y su distancia $\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)}$ del eje z . R es la componente de la fuerza eléctrica en la dirección de ρ , a saber $Xx/\rho + Yy/\rho$; y además P es la componente de la fuerza magnética perpendicular al plano del meridiano, a saber $Ly/\rho - Mx/\rho$. Podemos afirmar que si Π es una función cualquiera de p, z, t , que satisface la ecuación—

$$A^2 d^2 \Pi / dt^2 = \Delta \Pi$$

y si hacemos $Q = \rho d\Pi/d\rho$, entonces el sistema

$$\begin{aligned} \rho Z &= dQ/d\rho, & \rho P &= A dQ/dt, \\ \rho R &= -dQ/dz, & N &= 0 \end{aligned}$$

es una solución posible de nuestras ecuaciones.

Para probar esta afirmación observaremos que tenemos—

$$\begin{aligned} X &= R \frac{d\rho}{dx} = -\frac{d^2\Pi}{dx dz}, & L &= P \frac{d\rho}{dy} = A \frac{d^2\Pi}{dy dt}, \\ Y &= R \frac{d\rho}{dy} = -\frac{d^2\Pi}{dy dz}, & M &= -P \frac{d\rho}{dx} = -A \frac{d^2\Pi}{dx dt}, \\ Z &= \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d\Pi}{d\rho} \right) = \frac{d^2\Pi}{dx^2} + \frac{d^2\Pi}{dy^2}, & N &= 0. \end{aligned}$$

Sólo tenemos que sustituir estas expresiones en las ecuaciones (1), (2) y (3) para llegar a las ecuaciones (2) y (3) que son idénticas, y también las ecuaciones (1) si consideramos la ecuación diferencial por Π .

También podemos mencionar que al revés, olvidando ciertas limitaciones de poca importancia práctica, puede representarse de la misma forma toda posible distribución de fuerzas eléctrica que sea simétrica respecto al eje z ; pero no es necesario aceptar esa idea para el propósito que buscamos.

La función Q es importante para nosotros. Las líneas en que la superficie de revolución $Q = \text{constante}$ cortan los planos meridianos son las líneas de fuerza eléctrica; si construimos estas en todos los planos meridionales en cualquier instante podemos tener una clara representación de la distribución de la fuerza. Si cortamos el espacio hueco que hay entre las superficies Q y $Q+dQ$ en diversos lugares por superficies de rotación alrededor del eje z , todas las secciones del producto de la fuerza eléctrica y la sección que Maxwell llama la inducción a través de la sección, es la misma. Si preparamos el sistema de superficies $Q = \text{constante}$ para que al pasar de una a otra Q aumenta la misma cantidad que dQ , por tanto esta afirmación es válida si comparamos las secciones de los diversos espacios que se han formado. En el diagrama plano formado por la intersección de los planos meridionales con las superficies equidistantes $Q = \text{constante}$, la fuerza eléctrica es inversamente proporcional a la distancia

perpendicular entre dos de las líneas $Q = \text{constante}$ cuando los puntos comparados están a la misma distancia del eje z ; en general, la regla es que la fuerza es inversamente proporcional al producto de esta distancia, y de la coordenada ρ del punto considerado.

En lo que sigue podremos introducir junto a ρ y z la coordenada polar r y θ , que están relacionadas con la primera con las relaciones $\rho = r \sin\theta$, $z = r \cos\theta$, r es la distancia hasta el origen de nuestro sistema de coordenadas.

Las fuerzas alrededor de una oscilación rectilínea.

Hagamos que E equivalga a la cantidad de electricidad, l una longitud, $m = \pi/\lambda$, la inversa de una longitud, y $n = \pi/T$, la inversa de un tiempo. Hagamos:

$$\Pi = El \frac{\sin (mr - nt)}{r}.$$

Este valor satisface la ecuación $A^2 d^2\Pi/dt^2 = \Delta\Pi$, si estipulamos que $m/n = T/\lambda = A$, por tanto λ/T será igual a la velocidad de la luz. Debemos observar que la ecuación referida siempre se cumple, excepto en el origen de nuestro sistema de coordenadas.

Para averiguar qué proceso eléctrico corresponde en este punto a la distribución de fuerza especificada por Π , investiguemos su proximidad inmediata. De esta forma r será pequeña y se podrá despreciar respecto a λ , y mr carecerá de importancia comparada con nt . Entonces Π será (Ver Nota 22 al final del libro) igual a $E/\sin nt/r$. Entonces,

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2}\right) \left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{1}{r}\right),$$

tenemos

$$X = -d^2\Pi/dx^2, \quad Y = -d^2\Pi/dy^2, \quad Z = -d^2\Pi/dz^2.$$

Por tanto las fuerzas eléctricas aparecen como las derivadas de un potencial

$$\phi = \frac{d\Pi}{dz} = -El \sin nt \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{r}\right),$$

y esto corresponde a un punto doble eléctrico, cuyo eje coincide con el eje z , y cuyo momento oscila entre los valores extremos $+El$ y $-El$ con el periodo T . Por tanto nuestra distribución de fuerza representa la acción de una oscilación rectilínea que tiene una longitud l muy pequeña, y en cuyos polos en el máximo están libres las cantidades de electricidad $+E$ y $-E$. La fuerza magnética perpendicular a la dirección de la oscilación y en su proximidad inmediata se perfila como—

$$P = AEln \cos nt \sin \theta / r^2.$$

Según la ley Biot-Savart esta es la fuerza de un elemento de corriente de longitud l que está en la dirección del eje z , y cuya intensidad, en unidades magnéticas, oscila entre los valores extremos $+\pi AE/T$ y $-\pi AE/T$. De hecho, el movimiento de la cantidad de electricidad E determina una corriente de esta magnitud.

A partir de \square tenemos—

$$Q = Elm \left\{ \cos (mr - nt) - \frac{\sin (mr - nt)}{mr} \right\} \sin^2 \theta,$$

y de aquí se obtienen las fuerzas Z , R , P por diferenciación. Es verdad que la fórmula general es demasiado complicada para poder estudiar la distribución directa de las fuerzas. Pero en algunos casos especiales, que indicaremos, los resultados son relativamente sencillos—

(1) Ya hemos considerado hace poco la proximidad inmediata a la oscilación.

(2) En el eje z , es decir, en la dirección de la oscilación, tenemos $dp = rd\theta$, $dz = dr$, $\theta = 0$; por tanto tenemos

$$R = 0, \quad P = 0,$$

$$Z = \frac{2Elm}{r^2} \left\{ \cos (mr - nt) - \frac{\sin (mr - nt)}{mr} \right\}.$$

La fuerza eléctrica actúa siempre en la dirección de la oscilación; a cortas distancias disminuye inversamente con el cubo, a distancias grandes según la inversa del cuadrado de la distancia.

(3) En el plano xy , es decir, cuando $z = 0$, tenemos $dz = rd\theta$, $dp = dr$, $\theta = 90^\circ$; y por tanto—

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{AElmn}{r} \left\{ \sin (mr - nt) + \frac{\cos (mr - nt)}{mr} \right\}, \\
 R &= 0, \\
 Z &= \frac{Elm^2}{r} \left\{ -\sin (mr - nt) - \frac{\cos (mr - nt)}{mr} + \frac{\sin (mr - nt)}{m^2r^2} \right\}.
 \end{aligned}$$

En el plano ecuatorial de la oscilación la fuerza eléctrica es paralela a la oscilación, y su amplitud es

$$El \sqrt{1 - m^2r^2 + m^4r^4}/r^3$$

La fuerza disminuye continuamente al aumentar la distancia, al principio rápidamente siguiendo el inverso del cubo, pero después lentamente siguiendo el inverso de la distancia. Al aumentar la distancia sólo se puede observar la acción de la oscilación en el plano ecuatorial, y no a lo largo del eje.

(4) A distancias muy grandes podemos despreciar las potencias altas de $1/r$ comparadas con las bajas. Por tanto a esas distancias—

$$Q = Eln \cos(mr - nt) \sin^2\theta$$

de lo que podemos deducir

$$\begin{aligned}
 P &= A \cdot Elmn \sin (mr - nt) \sin\theta/r, \\
 Z &= - Elm^2 \sin (mr - nt) \sin^2\theta/r, \\
 R &= Elm^2 \sin (mr - nt) \sin\theta \cos\theta/r.
 \end{aligned}$$

De lo que se deduce que $Z \cos \theta + R \sin \theta = 0$. Por tanto a distancias grandes la fuerza siempre es perpendicular al vector radio del origen de la fuerza; la propagación toma la forma de una onda transversal pura. La magnitud de la fuerza es $Elm^2 \sin (mr - nt) \sin \theta/r$. A una distancia constante del punto cero se reduce hacia el eje, siendo proporcional a la distancia de esta última.

Para encontrar la distribución de la fuerza en las partes restantes usamos la representación gráfica, que dibujan en momentos determinados las líneas de fuerza eléctrica, es decir, las curvas $Q = \text{constante}$, para valores equidistantes de Q . Al aparecer Q como el producto de dos factores, de los que uno depende únicamente de r , y el otro sólo de θ , la construcción de

estas curvas no presenta gran dificultad. Podemos dividir todos

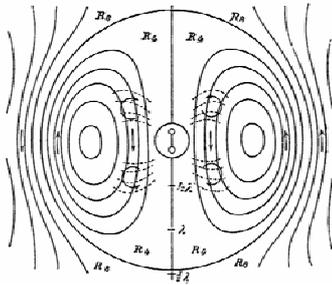


Fig. 27.

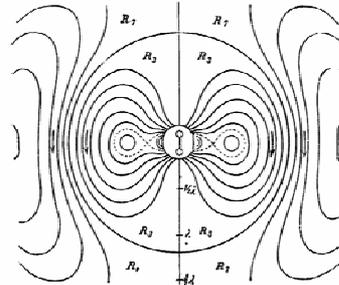


Fig. 30.

los valores de Q , ya que deseamos dibujar la curva de varios maneras con dos factores; podemos determinar el ángulo θ para el cual $\text{sen}^2\theta$ es igual a un factor y , por medio de una curva auxiliar, el valor de r para el cual la función de r contenido en Q es igual al otro factor; de este modo podemos encontrar todos los puntos de la curva que deseamos. Al comenzar la construcción de estas curvas se pueden observar muchos artificios pequeños que serían tediosos explicar. Nos contentaremos al considerar los resultados de la construcción mostrada en las Figs. 27–30.

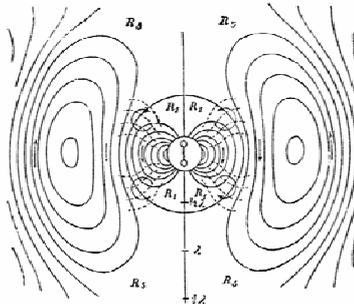


Fig. 28.

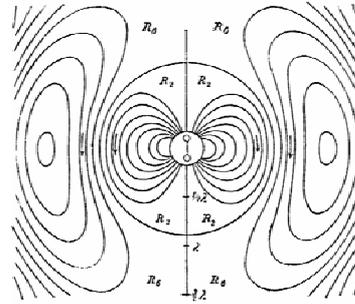


Fig. 29.

Estas figuras presentan la distribución de fuerza en los momentos $t = 0, \frac{1}{4}T, \frac{1}{2}T, \frac{3}{4}T$ o invirtiendo adecuadamente las flechas para todos los momentos siguientes que sean múltiplos de $\frac{1}{4}T$. En el origen se muestra en la posición correcta y aproximadamente a la escala correcta, el aparato que se usó para excitar las oscilaciones en nuestros primeros experimentos. Las

líneas de fuerza no son correctas en este dibujo, nuestra fórmula supone que el oscilador es infinitamente corto, y por tanto no es la adecuada en las proximidades de un oscilador finito.

Vamos a explicarlo con los diagramas de la Fig. 27. En ellos $t = 0$; la corriente está en su punto máximo, pero los polos del oscilador rectilíneo no están cargados de electricidad –no converge hacia ellos ninguna línea de fuerza. Pero a partir del punto $t = 0$, las líneas de fuerza comienzan a surgir de los polos; están encerradas en una esfera representada por el valor $Q = 0$. Además, en la Fig. 27, esta esfera es infinitamente pequeña, pero aumenta rápidamente, y en el tiempo $t = \frac{1}{4}T$ (Fig. 28) ocupa el espacio R_1 . La distribución de las líneas de fuerza en el interior de la esfera es prácticamente similar a la que corresponde a una carga eléctrica estática en los polos. La velocidad con que se dispersa la superficie esférica $Q = 0$ a partir de los polos es mucho mayor que $1/A$; de hecho, en el tiempo $\frac{1}{4}T$ esta velocidad correspondería tan sólo al valor de $\frac{1}{4}\lambda$ dado en la figura. A una distancia infinitesimal del origen la velocidad de propagación es infinita. Este es un fenómeno que, según el viejo modo de expresión, está representado por la hipótesis que la acción electromagnética viaja con la velocidad $1/A$, y se encuentra superpuesta a una fuerza electrostática que viaja a una velocidad infinita. En nuestra teoría representamos el fenómeno de una forma más correcta diciendo fundamentalmente que las ondas que se desarrollan no deben su formación únicamente a los procesos en el origen, sino que surgen de las condiciones que rodean a todo el espacio, y que más tarde, según nuestra teoría, es el asiento real de la energía. Sin embargo, la superficie $Q = 0$ se dispersa a una velocidad que se acerca gradualmente a $1/A$, y en el tiempo $t = \frac{1}{2}T$ (Fig. 29) ocupa el espacio R_2 . En ese tiempo la carga electrostática de los polos está a su máximo desarrollo; el número de líneas de fuerza que convergen hacia los polos es máximo. A medida que progresa el tiempo no salen más líneas de fuerza de los polos, sino más bien se retiran las existentes hacia el conductor oscilante, hasta desaparecer como líneas de fuerza, y convierten su energía en energía magnética. En ese momento aparece como una acción peculiar que puede reconocerse plenamente, y en ningún caso en su inicio, en la Fig. 30 ($t = \frac{3}{4}T$). Las líneas de fuerza que se distancian de su origen se flexionan lateralmente debido a su tendencia a contraerse; esta

flexión se acerca cada vez más hacia el eje z , una parte de las líneas exteriores se separan como líneas de fuerza cerradas que avanzan independientemente por el espacio, mientras que el resto de las líneas de fuerza vuelven a regresar al conductor oscilante.

El número de líneas de fuerza que se retraen es tan grande como el número de líneas de fuerza que han salido, pero su energía se ha reducido debido a la energía que se ha separado. Esta pérdida de energía corresponde a la radiación en el espacio. La consecuencia de todo esto es que la oscilación se va debilitando, a menos que se restaure la energía en su origen. Al tratar la oscilación como no amortiguada hemos supuesto tácitamente la presencia de estas fuerzas. En la Fig. 27 –en la que regresamos al tiempo $t = T$, imaginamos que se han invertido las flechas– las partes separadas de las líneas de fuerza llenan el espacio esférico R_4 , mientras que las líneas de fuerza que salen de los polos han desaparecido por completo. Pero las líneas de fuerza nuevas salen de los polos y se congregan con las líneas que han salido al espacio R_5 (Fig. 28). No es necesario explicar cómo viajan estas líneas de fuerza al espacio R_6 (Fig. 29), R_7 (Fig. 30), R_8 (Fig. 27). Viajan más y más para convertirse en una onda transversal pura, tal como se debilitan en la distancia. El mejor modo de describir el juego de las fuerzas sería dibujarlas a intervalos de tiempo más cortos y unir las a un disco estroboscópico.

Al examinar con más detalle los dibujos observamos que en los puntos que no caen sobre el eje z ni en el plano xy la dirección de la fuerza cambia a cada instante. Si representamos la fuerza en esos puntos de la manera normal, con una línea que pasa por el punto, el extremo de esta línea no se moverá sencillamente hacia delante y hacia atrás a lo largo de la línea recta durante una oscilación, sino que describirá una elipse. Para averiguar en qué puntos se aproxima esta elipse a un círculo, y por tanto, donde la fuerza gira de forma sucesiva por todos los puntos del horizonte sin ningún cambio de magnitud apreciable, superponemos dos de los dibujos que corresponden a tiempos que se diferencian entre sí por $1/2T$, es decir, las Figs. 27 y 29, o 28 y 30. En estos puntos observaremos que las líneas de un sistema cortan claramente en ángulo recto a las del segundo sistema, y las distancias entre las líneas de un sistema son

iguales a las del segundo. Los pequeños cuadriláteros formados por la intersección de ambos sistemas son cuadrados en los puntos postulados. De hecho se observan regiones de este tipo; en las Figs. 27 y 28 están indicadas con flechas circulares, sus direcciones dan al mismo tiempo la dirección de rotación de la fuerza. Para otras explicaciones se insertan líneas de puntos que pertenecen al sistema de líneas de las Figs. 29 y 30. Además, se observa que el comportamiento explicado no presenta tan sólo la fuerza en los puntos referidos, sino en toda la superficie que hay entre estos puntos, y al dispersarse forma el eje z . Sin embargo la fuerza reduce su magnitud en esta dirección con tanta rapidez que su comportamiento peculiar sólo llama la atención en los puntos mencionados.

En una serie de observaciones imperfectas que no están guiadas por la teoría, el sistema de fuerzas descrito, y exigido por la teoría, puede presentarse de la manera descrita en un primer papel (Ver V, pág. 90) Las observaciones referidas no nos permiten reconocer todos los detalles complicados, tan sólo muestran correctamente los rasgos principales de la distribución. Según ambas observaciones y la teoría, la distribución de la fuerza en las cercanías del oscilador es similar a la distribución electrostática. Según ambas observaciones y la teoría, la fuerza se dispersa principalmente en el plano ecuatorial y disminuye en este plano, al principio con mucha rapidez, después lentamente, sin alcanzar nunca el cero a una distancia intermedia. Según ambas observaciones y la teoría, la fuerza en el plano ecuatorial, a lo largo del eje, y a grandes distancias, tiene su dirección constante y su magnitud variable; mientras que, en puntos intermedios, su dirección varía mucho y su magnitud varía poco. El único desacuerdo entre la teoría y las observaciones referidas es este –según la primera, la fuerza a grandes distancias siempre debe ser perpendicular al radio vector desde el origen, mientras que según la última, aparece paralela a la oscilación. Estas dos se convierten en lo mismo cerca del plano ecuatorial, donde las fuerzas son fuertes, pero no en las direcciones que caen entre el plano ecuatorial y el eje. Yo creo que el error está en las observaciones. En los experimentos referidos el oscilador estaba paralelo a las dos paredes principales de la habitación; y las componentes de la fuerza paralelas al oscilador podrían estar

reforzadas con respecto a las componentes normales del oscilador.

Por tanto repetí los experimentos, haciendo diversos cambios en la posición del oscilador primario, y observé que los resultados concordaban con la teoría en algunas varias posiciones. No obstante, los resultados no carecían de ambigüedad, ya que a distancias grandes y en lugares donde la fuerza era débil, las perturbaciones debidas a las condiciones ambientales del espacio a mi disposición eran tan grandes que no pude llegar a ninguna decisión verdadera.

Mientras está funcionando el oscilador la energía oscila entrando y saliendo por las superficies esféricas que rodean el origen. Pero la energía que sale en cada periodo de oscilación es mayor que la energía que retorna, y esta diferencia en la cantidad es igual en todas las superficies. Este exceso representa la pérdida de energía debida a la radiación en cada periodo de oscilación. La podemos calcular fácilmente para una superficie esférica, cuyo radio r sea tan grande que podamos usar la fórmula simplificada. De esta forma la energía que sale en cada instante dt por la zona esférica que está entre θ y $\theta + d\theta$ es

$$dt. 2\pi r \sin \theta \cdot r d\theta \cdot (Z \sin \theta - R \cos \theta) P \cdot \frac{1}{4\pi A}.$$

Si sustituimos los valores que corresponden a los valores grandes de r por Z , P y R , e integramos con respecto a θ desde 0 hasta π , y con respecto a t desde 0 hasta T , podemos obtener la energía que pasa por toda la esfera durante una semioscilación

$$\frac{1}{3}E^2 l^2 m^3 n t = \pi^4 E^2 l^2 / 3 \lambda^3$$

Intentaremos deducir a partir de ello una estimación aproximada de las cantidades involucradas realmente en nuestros experimentos. En ellos tenemos dos esferas de 15 cm. de radio cargadas con polaridades opuestas hasta que salta una chispa a una distancia de 1 cm. Si estimamos que la diferencia de potencial entre las dos esferas es de 120 unidades electrostáticas CGS ($\text{gm.}^{1/2} \text{cm.}^{1/2} \text{seg}^{-1}$), cada esfera está cargada a un potencial de ± 60 unidades electrostáticas, y por tanto su carga es de $E = 15 \times 60 = 900$ unidades CGS ($\text{gm.}^{1/2} \text{cm.}^{1/2} \text{seg}^{-1}$). La cantidad de energía total que posee el oscilador en el inicio es de $2 \times \frac{1}{2} \times 900 \times 60 = 54.000$ ergios, es decir, la energía que posee un gramo al caer 55 cm. La longitud l del oscilador es de 100 cm., y

la longitud de onda de 480 cm. Por tanto la pérdida de energía en un semiperiodo de oscilación es de 2400 ergios (Ver Nota 23 al final del libro). Por tanto es evidente que después de una semi-oscilación se ha gastado en la radiación la mitad de la energía. La rápida caída de las oscilaciones, indicado en nuestros experimentos, está determinada necesariamente por la radiación, y esto ocurriría aunque la resistencia del conductor y de la chispa fuera despreciable.

2400 ergios de energía en 1,5 cienmillonésimas de segundo equivalen al trabajo de 22 caballos. Se debe proporcionar al oscilador primario continuamente la energía suficiente para mantener las oscilaciones con una intensidad constante a pesar de la radiación. Durante las primeras oscilaciones la intensidad de la radiación a una distancia de 12 metros del conductor primario corresponde a la intensidad de la radiación solar en la superficie de la Tierra.

Los experimentos de interferencia

Para averiguar la velocidad de propagación de la fuerza eléctrica en el plano ecuatorial, hacemos interferir la acción de una onda eléctrica que avanza a velocidad constante sobre un hilo (Ver VII, pág. 107). Parece que las interferencias que se obtienen no se suceden entre sí a distancias iguales, pero estos cambios son más rápidos en las cercanías de la oscilación que a grandes distancias. Se explica este comportamiento suponiendo que la fuerza total se puede dividir en dos partes, una, la electromagnética, que se propaga a la velocidad de la luz, y la otra, la electrostática, que se propaga a una velocidad mayor, quizás infinita. Pero por ahora, según nuestra teoría, la fuerza considerada en el plano ecuatorial es –

$$Z = Elm^3 \left\{ -\frac{\sin (mr - nt)}{mr} - \frac{\cos (mr - nt)}{m^2 r^2} + \frac{\sin (mr - nt)}{m^3 r^3} \right\},$$

y esta expresión no se puede dividir en dos ondas sencillas que viajen con velocidades diferentes. Por tanto nuestra teoría actual es correcta, la primera explicación sólo sirve como una aproximación de la verdadera. Vamos a investigar ahora si la teoría actual nos lleva a una explicación del fenómeno.

Para comenzar, podemos escribir $Z = B \sin(nt - \delta_1)$ donde la amplitud de la fuerza $B = E/\sqrt{(1 - m^2r^2 + m^4r^4)/r^3}$, y la fase δ_1 de la fuerza está determinada por la ecuación—

$$\tan \delta_1 = \frac{\sin mr/mr + \cos mr/m^2r^2 - \sin mr/m^3r^3}{\cos mr/mr - \sin mr/m^2r^2 - \cos mr/m^3r^3}$$

que, después de la transformación, da

$$\delta_1 = mr - \tan^{-1} \frac{mr}{1 - m^2r^2}$$

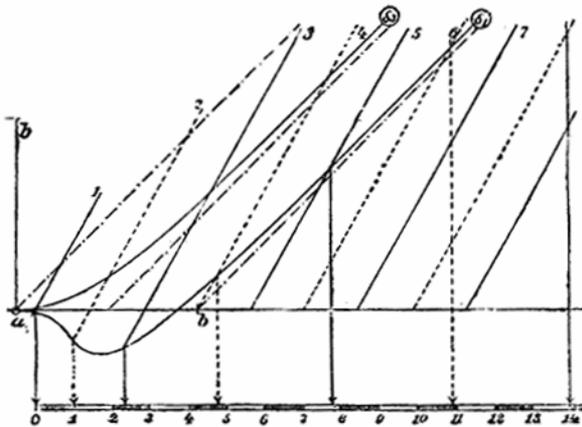


Fig. 31.

En la Fig. 31 la cantidad δ_1 está representada como una función de mr en la curva δ_1 . La longitud ab de la figura corresponde al valor de π , ambos para las abscisas y ordenadas. Si consideramos r , en vez de mr , como la abscisa variable, la longitud ab en las abscisas corresponde a media longitud de onda. Para referirnos directamente a los experimentos que hemos discutido, se coloca debajo del diagrama otra división del eje de abscisas en metros. Según los resultados obtenidos directamente por experimentación (Ver VIII, pág. 121) λ vale 4,8 metros, y a partir de ello se determina la longitud del metro (o escala de las divisiones); pero la primera marca de la escala no es el oscilador, sino que se encuentra a una distancia de 0,45 metros por delante del mismo. De este modo las divisiones representan las divisiones de la línea de base que se usa para

determinar las interferencias. Veremos en la figura que no aumenta la fase desde la fuente, más bien es como si las ondas se originaran a una distancia de $\frac{1}{2}\lambda$ en el espacio y se dispersan a partir de ese punto, en parte hacia el conductor, y en parte hacia el espacio. A distancias mayores la fase es inferior a π , como si las ondas hubieran avanzado a velocidad constante desde el origen; por tanto, las ondas se comportan a distancias grandes como si hubieran viajado la primera semilongitud de onda con velocidad infinita.

La acción w de las ondas en el hilo para una posición dada del conductor secundario pueden representarse de la forma $w = C \text{ sen}(nt - \delta_2)$ donde δ_2 se usa como abreviatura de $m_1 r + \delta = \pi r / \lambda_1 + \delta$. λ_1 representa la semilongitud de onda de las ondas en el hilo, que en nuestros experimentos era de 2,8 metros. δ indica la fase de esta acción en el punto $r = 0$, que alteramos arbitrariamente interponiendo hilos de varias longitudes. De igual forma podemos alterar la amplitud de C , y podemos hacer que la magnitud de la acción de las ondas en el hilo sea aproximadamente la misma que la acción directa. La fase de la interferencia depende sólo de la diferencia de las fases δ_1 y δ_2 . Con este ajuste particular del círculo secundario que indica nuestra expresión para w , ambas acciones se refuerzan entre sí (es decir, la interferencia tiene el signo +) si $\delta_1 - \delta_2$ es igual a cero o a un múltiplo impar de 2π ; las acciones se anulan entre sí (es decir, la interferencia tiene signo -) si $\delta_1 - \delta_2$ es igual a un múltiplo impar de π ; no se obtiene ninguna interferencia (la interferencia tiene signo 0) si $\delta_1 - \delta_2$ es igual a un múltiplo impar de $\frac{1}{2}\pi$.

Supongamos ahora que δ está determinado para que al inicio de la escala, la fase de la interferencia tenga un valor definido, ε , para que $\delta_1 = \delta_2 + \varepsilon$. La línea recta 1 en nuestro dibujo representará el valor de $\delta_2 + \varepsilon$ como función de la distancia. Se ha elegido la inclinación de la línea para que un aumento de la abscisa de $\lambda_1 = 2,8$ metros, la ordenada aumente el valor π , y para que corte a la curva δ_1 en el punto cuya abscisa esté en el inicio de la escala. Las líneas 2, 3, 4, etc. Representan además el curso de los valores de $\delta_2 + \varepsilon - \frac{1}{2}\pi$, $\delta_2 + \varepsilon - \pi$, $\delta_2 + \varepsilon - \frac{3}{2}\pi$, etc. Estas líneas son todas paralelas a la línea 1, y están dibujadas para que corten todas las ordenadas a distancias de $\frac{1}{2}\pi$, y a todas las abscisas a distancias de 1,4 metros. Si proyectamos sobre el eje de abscisas los puntos de intersección de estas líneas rectas

con la curva, obtenemos claramente las distancias para las cuales δ_1 es igual a $\delta_2 + \varepsilon + \frac{1}{2}\pi$, $\delta_2 + \varepsilon + \pi$, $\delta_2 + \varepsilon + \frac{3}{2}\pi$, etc., es decir, para que la fase de interferencia haya aumentado $\frac{1}{2}\pi$, π , $\frac{3}{2}\pi$, etc. respecto al punto cero. Con esto deducimos directamente de la figura:— Si en el punto cero de la línea de base la interferencia tiene el signo + (–), primero el signo 0 está a 1 metro, el signo – (+) a 2,3 metros, vuelve a tomar el signo 0 a 4,8 metros; la interferencia se invierte al signo + (–) a 7,6 metros, vuelve a ser 0 a 14 metros, y a partir de allí se suceden los signos uno tras otro en orden a distancias iguales. Si en el punto cero de la línea de base la interferencia tiene el signo 0, tendrá también este signo a 2,3 metros, 7,6 metros y 14 metros; tendrá un carácter marcadamente positivo o negativo a 1 metro, 4,8 metros y 11 metros del punto cero. Los valores intermedios corresponden a fases intermedias. Si se compara este resultado teórico con los resultados experimentales, y en especial con las interferencias que ocurren al introducir 100, 250, 400 y 550 cm. de hilo (Ver pág. 112), el acuerdo es tan completo como podría esperarse.

Con las interferencias del segundo tipo no he podido obtener un acuerdo tan perfecto (Ver pág. 113). Para producir estas interferencias hemos usado el círculo secundario en una posición en que el factor más importante sea la integral de la fuerza de inducción en el círculo cerrado. Si consideramos que las dimensiones de este último son muy pequeñas, la integral de la fuerza es proporcional a la relación de cambio de la fuerza magnética perpendicular al plano del círculo, y por tanto es proporcional a la expresión—

$$\frac{dP}{dt} = AEIm^2n^2 \left\{ -\frac{\cos (mr - nt)}{mr} + \frac{\sin (mr - nt)}{m^2r^2} \right\}.$$

Por tanto podemos deducir la fase δ_3 de esta acción

$$\tan \delta_3 = -\frac{\cos mr/mr - \sin mr/m^2r^2}{\sin mr/mr + \cos mr/m^2r^2}$$

o, después de la transformación

$$\delta_3 = mr - \tan^{-1} mr.$$

La línea δ_3 de la Fig. 31 representa la curva de esta función. Podemos ver que la fase de esta acción aumenta continuamente

desde el mismo origen. Por tanto el fenómeno que apunta a una velocidad de propagación finita debe, en el caso de estas interferencias, considerarse incluso cerca del oscilador. Esto es lo que se observa en los experimentos, y esta es la ventaja que presenta este tipo de interferencia. Pero por el contrario, en los experimentos la velocidad aparente cerca del oscilador es mayor que a distancia de él, y no puede negarse que, según la teoría, esto debe causar un cambio de fase pequeño, pero observable, un cambio incluso más rápido que el que se observa en los experimentos. Me parece probable que en una teoría más completa —en que no se considera los dos conductores de una longitud despreciable— y quizás una mejor estimación de λ lleve a un acuerdo más satisfactorio.

Ondas en hilos conductores

La función

$$K(p\rho) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2}p\rho(e^u + e^{-u})} du,$$

que, para valores de ρ grandes, se acerca asintóticamente a la función

$$\sqrt{\pi/2p\rho} \cdot e^{-p\rho}$$

y para valores infinitesimales de ρ a la función $-\log((p\rho/2) - 0,577)$, satisface la ecuación diferencial—

$$\frac{d^2K(p\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dK(p\rho)}{d\rho} - p^2K(p\rho) = 0.$$

Si ponemos—

$$\Pi = \frac{2J}{An} \cdot \sin(mz - nt) \cdot K(p\rho),$$

Π satisface la ecuación $A^2 d^2\Pi/dt^2 = \Delta\Pi$, si hacemos $p^2 = m^2 - A^2n^2$. Por tanto debe entenderse que J representa una corriente en unidades magnéticas, p y $m = \pi/\lambda$ el inverso de la longitud, y $n = \pi/T$ el inverso del tiempo. La función Π satisface esta ecuación en todo el espacio, excepto en el eje z , donde es discontinua. Los valores R, Z, P, N , que se pueden deducir de Π ,

representan una perturbación eléctrica que tiene lugar en un hilo muy fino extendido sobre el eje z en la inmediata proximidad de este hilo, si despreciamos las cantidades que contienen las potencias pares de p , tenemos—

$$Q_0 = -\frac{2J}{An} \cdot \sin (mz - nt),$$

y por tanto—

$$R_0 = \frac{2Jm}{An\rho} \cdot \cos (mz - nt),$$

$$P_0 = \frac{2J}{\rho} \cdot \cos (mz - nt),$$

el sufijo $_0$ indica que se supone que p es muy pequeña y se puede despreciar. De la expresión para R_0 se obtiene que la cantidad de electricidad e en unidades de longitud del hilo es—

$$e = \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi\rho \cdot R_0 = \frac{Jm}{An} \cdot \cos (mz - nt).$$

De la misma forma en la expresión de P_0 se obtiene que la corriente i es—

$$i = \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi\rho \cdot P_0 = J \cos (mz - nt).$$

Los valores de i y e satisfacen la ecuación necesaria $Ade/dt = -di/dz$. Esto nos indica que la perturbación considerada es una onda eléctrica senoidal que se propaga en dirección positiva a lo largo del eje z , cuya semilongitud de onda es λ , y el semiperiodo de oscilación es T , su velocidad de propagación es por tanto $\lambda/T = n/m$, y su intensidad es tal que la corriente máxima que se obtiene es $\pm J$. Si estipulamos que pueden actuar arbitrariamente sobre el hilo las fuerzas externas, podemos considerar que λ y T son independientes entre sí. En toda relación entre estas cantidades, es decir, para cualquier velocidad de las ondas, las líneas de fuerza eléctrica tienen una forma definida que, independientemente del tiempo, se desliza a lo largo del hilo. Podemos representarlas de la misma forma que antes, dibujando las líneas $Q = \text{constante}$.

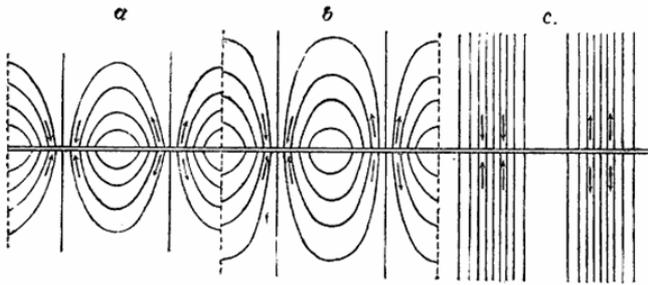


Fig. 32.

En la Fig. 32 se puede ver una representación. En primer lugar, la Fig. 32_a representa el caso en que la velocidad es muy pequeña y por tanto $P = m$. El dibujo representa la distribución de la fuerza electrostática, a saber, la que se obtiene cuando la electricidad distribuida sobre el hilo es tal que su densidad es una función senoidal de la longitud del hilo. La Fig. 32_b indica las líneas de fuerza para una velocidad próxima a $1/2$ de la velocidad de la luz. Podemos ver que en su viaje de ida y vuelta por el hilo las líneas de fuerza trazan unos círculos más amplios que el anterior. Según el viejo modelo de concepción esto se explicaría diciendo que la fuerza electromagnética, que es paralela al hilo, debilita la componente electrostática en la misma dirección, y no afecta a la componente perpendicular al hilo. El debilitamiento de la componente paralela al hilo puede anular incluso el total. Si tomamos que la velocidad de propagación por el hilo es igual a la luz, p se vuelve cero, $K(p\rho)$ se reduce a $-\log p + \text{const.}$ para cualquier valor de ρ y para cualquier valor de ρ —

$$Q = -\frac{2J}{An} \cdot \sin (mz - nt),$$

y por tanto

$$R = \frac{2Jm}{An\rho} \cdot \cos (mz - nt), \quad Z = 0,$$

$$P = \frac{2J}{\rho} \cdot \cos (mz - nt), \quad N = 0.$$

La distribución de la fuerza es la más simple que se puede concebir; la fuerza eléctrica es siempre normal al hilo y se

reduce en proporción inversa a la distancia a él. En la Fig. 32_c están representadas las líneas $Q = \text{const.}$, dibujadas para valores equidistantes de Q . Para las ondas que viajan a una velocidad mayor que $1/A$, p se convierte en imaginaria. En este caso nuestra fórmula necesita una transformación, pero no tiene significado práctico, por tanto no es necesario discutirla. En la superficie de un conductor, la componente de la fuerza eléctrica que es tangencial a la superficie no presenta discontinuidad en el interior del conductor. Según Maxwell, se conoce como conductor perfecto a uno en cuyo interior sólo pueden existir fuerzas tan pequeñas que son despreciables. De esto se deduce que deben desvanecerse las componentes tangenciales de la fuerza en la superficie de un conductor perfecto. A menos que esto no sea correcto, se deduce que las ondas eléctricas deben propagarse en los hilos con buena conductividad a la velocidad de la luz y en la forma representada en la Fig. 32_c. Sólo en esta distribución de fuerza en particular siempre es normal a la superficie del hilo. De hecho, se deduce en la teoría de Maxwell, así como en las otras teorías antiguas, que las ondas electromagnéticas viajan por los hilos perfectamente conductores a la velocidad de la luz.

Por otra parte, no podemos poner ninguna pega a nuestros experimentos, esta conclusión es incorrecta si la propagación se realiza a una velocidad mucho menor y bajo forma indicada en la Fig. 32_b. El resultado es el más notable, ya que la velocidad en los hilos parece ser independiente de la naturaleza del hilo. He encontrado que es así en hilos de diversos metales y que varían ampliamente en grosor y en la forma de la sección, y también en columnas de fluidos conductores. Todavía permanecen oscuras las causas que determinan esta velocidad. La resistencia, en todos los casos, no tiene nada que ver. Durante algún tiempo pensé que podía verse afectada por la constante k , gracias a su introducción por parte de Hr. H. v. Helmholtz para extender la teoría de Maxwell (H. v. Helmholtz, Ges. Abh. 1. pág. 545) pero posteriores consideraciones llevaron a rechazar esta idea. Si fuera correcta únicamente la condición límite, aún sería posible una onda de la forma de la Fig. 32_c. Esta sería siempre una onda transversal pura, y esta onda debe viajar siempre con la misma velocidad de las ondas transversales planas en el espacio, sin importar si se presentan simultáneamente ondas longitudinales o

no. Aunque un valor finito de la constante k no explicara la diferencia entre las dos velocidades, postularía la posibilidad de dos tipos de ondas en el hilo con velocidades diferentes; los experimentos no han mostrado ningún indicio de este fenómeno. Más bien parece dudoso que la condición límite sea correcta para las fuerzas alternas con rapidez.

Por otra parte, aunque no parece posible conceder ninguna velocidad de cualquier magnitud a las ondas que viajan a lo largo del eje z , no hay dificultad en reducir la velocidad tanto como se desee por debajo de su valor máximo, o en producir distribuciones de fuerza intermedias entre las formas 32_a y 32_c. Con este objeto se hizo que las ondas avanzaran sobre hilos curvados o enrollados en espiral. Por ejemplo, enrollé un hilo de 40 metros en una espiral de 1 cm. de diámetro, y tan juntas que la longitud de la espiral era de 1,6 metros; pude observar nodos a una distancia de 0,31 metros, mientras que en el hilo recto los nodos estaban separados por 2,8 metros. A medida que se estiraba la espiral los valores cambiaban gradualmente del uno al otro. Por tanto, cuando se mide la velocidad a lo largo del eje z (el eje de la espiral), las ondas se mueven mucho más lentamente en el hilo bobinado. Cuando se mide la velocidad en el hilo recto las ondas avanzan con más rapidez. En los hilos doblados el comportamiento es similar. A menos que me equivoque, la teoría de Maxwell, suponiendo la condición límite en los conductores buenos, es incapaz de explicar esto. Me parece que según esta teoría, la propagación, medida a lo largo del eje z , tiene lugar siempre en todo conductor a la velocidad de la luz; siempre que, en primer lugar, no se considere la resistencia del conductor, en segundo lugar, que las dimensiones del conductor perpendicular al eje sean despreciables en comparación a la longitud de onda. Ambas condiciones se satisfacen en hilos metálicos bobinados; pero no ocurre lo que debería ocurrir.

En nuestras investigaciones para explicar las observaciones por medio de la teoría de Maxwell no he conseguido eliminar todas las dificultades. No obstante, se ha encontrado que la teoría responde satisfactoriamente a la mayoría de fenómenos; y debe reconocerse que esto no es poco. Pero si intentamos adaptar cualquier otra teoría antigua a los fenómenos, nos encontramos desde el primer momento con incongruencias, a menos que reconciliemos estas teorías con las de Maxwell

introduciendo el éter como dieléctrico y de la manera indicada por v. Helmholtz.

X

SOBRE LA PROPAGACIÓN DE LAS ONDAS ELÉCTRICAS POR MEDIO DE HILOS

(*Wiedemann's Ann.* 37, pág. 395, 1889)

Cuando fluye una corriente eléctrica constante por un hilo cilíndrico, su intensidad es la misma en todas las partes de la sección del hilo. Pero si la corriente es variable, la autoinducción produce una desviación de la distribución más simple. Las zonas centrales del hilo son, en todo él, menos distantes que en las zonas exteriores; por tanto la inducción se opone con más fuerza a las variaciones de corriente en el centro del hilo que en la circunferencia, y la consecuencia es que la corriente prefiere fluir por la parte externa del hilo. Cuando cambia la dirección de la corriente unos centenares de veces por segundo, la desviación de la distribución normal es imperceptible. Esta desviación aumenta rápidamente con la velocidad de alternación; y cuando la corriente alterna muchos millones de veces por segundo, según la teoría, casi todo el interior del hilo no tiene corriente, y el flujo se confina a una película muy fina del hilo. En casos tan extremos la anterior concepción de lo que tiene lugar presenta dificultades físicas; y debe darse preferencia a otra hipótesis sobre el tema que fue presentada por primera vez por los Sres. O. Heaviside (O. Heaviside, *Electrician*, Enero de 1885, *Phil. Mag.* 25, pág. 153, 1888) y J. H. Poynting (J. H. Poynting, *Phil. Trans.* 2 pág. 277, 1885), como la interpretación correcta de las ecuaciones de Maxwell aplicadas a este caso. Según este punto de vista, la fuerza eléctrica que determina la corriente no se propaga por el propio hilo, sino que bajo ninguna circunstancia no penetra en el hilo, se dispersa por el metal con cierta lentitud y siguiendo leyes similares a las que controlan los cambios de temperatura en un cuerpo conductor. Cuando las fuerzas que se encuentran

alrededor de un hilo cambian continuamente de dirección, la acción de estas fuerzas sólo se extiende a una pequeñísima profundidad en el metal; cuanto más lentas son las fluctuaciones, más profundamente penetra su acción; y finalmente, cuando se suceden los cambios uno tras otro con una lentitud infinita, la fuerza tiene tiempo para penetrar al interior del hilo y actuar con una intensidad uniforme por todo él (Ver Nota 24 al final del libro).

Cualquier idea que podamos formarnos a partir de los resultados teóricos, es importante que estén de acuerdo con los hechos actuales. A la vista del uso que he hecho de las ondas eléctricas en hilos con un periodo muy corto en mis experimentos sobre la propagación de la fuerza eléctrica, era natural probar si las conclusiones deducidas son correctas. De hecho se ha encontrado que la teoría se ha confirmado en los experimentos que vamos a describir; y veremos que estos experimentos son ampliamente suficientes para apoyar las ideas introducidas por los Sres. Heaviside y Poynting. El Dr. O. J. Lodge (O. J. Lodge, Journ. Of Soc. of Arts, Mayo de 1888; Phil. Mag. 26, pág. 217, 1888) ha hecho experimentos similares pero usando métodos experimentales diferentes con el objetivo de dilucidar la teoría de los conductores de los pararrayos. Sobre el alcance de las conclusiones que son verdaderas que ha deducido el Dr. Lodge en sus experimentos debo, en primer lugar, depender de la velocidad real de la sucesión de cambios de las condiciones eléctricas que acompañan al rayo.

El aparato y los métodos que se mencionan aquí son los que ya se han descrito completamente en mis papeles anteriores. Las ondas que usado presentan los nodos separados por 3 metros en los hilos.

1. Cuando un conductor primario actúa por el aire sobre un segundo conductor, no hay duda que la acción penetra en este desde fuera. Podemos considerar como un hecho probado que en el aire la acción se propaga de punto a punto, y por tanto debe encontrar primero el borde del conductor antes de actuar en su interior. Vamos a demostrar ahora que una envoltura metálica cerrada no permite que pase la acción al interior. Si colocamos el conductor secundario en una posición favorable respecto al primario para obtener chispas de 5 a 6 mm. de longitud, y luego lo rodeamos con una caja de cinc cerrada, no se detectará el menor indicio de chispas. Del mismo modo desaparecen las

chispas cuando el conductor primario está rodeado por completo por una caja metálica. Es sabido que una caja metálica no interfiere con la fuerza integral de inducción cuando las fluctuaciones de corriente son relativamente lentas. A primera vista esto parece contradecirse con los resultados experimentales. Pero la contradicción sólo es aparente y desaparece cuando se consideran las relaciones temporales. Una envoltura similar mal conductora protege completamente a su interior contra fluctuaciones rápidas de temperatura exterior, menos contra fluctuaciones lentas, y de ningún modo contra un aumento o descenso permanente de temperatura. Al adelgazar la envoltura pueden actuar sobre el interior fluctuaciones más rápidas. Y en nuestro caso, la acción eléctrica también puede penetrar claramente en el interior sólo cuando se reduce lo suficiente el espesor del metal. Aún así no es fácil conseguir los requisitos del espesor. Una caja cubierta por hoja de estaño actúa como una pantalla perfecta; también es suficiente con una caja de papel dorado que tenga buen contacto entre los bordes de los trozos de papel. En este caso el espesor del metal conductor apenas puede estimarse en $\frac{1}{20}$ mm. Después coloqué la envoltura protectora lo más cerca posible alrededor del conductor secundario. Para hacer esto se retiró el chispero 20 mm.; y para poder detectar en él las perturbaciones eléctricas, se preparó un chispero auxiliar justo en el lado opuesto al normal. Las chispas no son tan largas en él como en el chispero adecuado debido a que ya no se tiene el efecto de resonancia, pero siguen siendo bastante vigorosas. Después de esto se rodeó por completo el conductor con una envoltura en forma de tubo lo más delgada posible; no tocaba al conductor, pero se acercó lo más posible, y en las proximidades del chispero auxiliar –para poder usarlo– se hizo una gasa de hilo. Entre los polos de esta envoltura la chispa era igual de vigorosa como era antes en el mismo conductor secundario; pero en el conductor encerrado no se pudo percibir la menor perturbación eléctrica. No afecta a los resultados si la envoltura toca al conductor en unos pocos puntos; no es necesario aislarlos entre sí para que tenga éxito el experimento, pero da una fuerza demostrativa. Podemos imaginar perfectamente que la envoltura alrededor del conductor está lo más cerca posible que se puede hacer; además podemos imaginar que coincide con la película exterior del conductor. Por esta razón aunque las perturbaciones

eléctricas en la superficie del conductor sean lo suficiente fuertes como para producir chispas de 5 a 6 mm. de longitud, a una profundidad de tan sólo $\frac{1}{20}$ mm. debajo de su superficie hay una completa calma que no produce ni la más pequeña chispa. Esto nos hace sospechar que lo que llamamos corrientes inducidas en el conductor secundario es un proceso que ocurre en su mayor parte en el espacio que le rodea y donde el interior del conductor apenas toma parte alguna.

2. Podemos admitir que ocurre esto cuando pasa una perturbación eléctrica a través de un dieléctrico, pero mantiene además que cuando la perturbación, como normalmente se llama, se propaga por un conductor. Cerca de una de las placas finales de nuestro conductor primario colocamos una placa conductora y la conectamos a un hilo recto; en nuestros primeros experimentos hemos visto cómo puede enviarse a grandes distancias la acción de la oscilación primaria por medio de un hilo. El punto de vista normal de esto es que la onda avanza por el hilo. Pero acabamos de demostrar que todos los cambios están confinados a la superficie y el espacio externo, y que el interior del hilo no se entera de las ondas que pasan. Primero preparé los experimentos de la siguiente manera. Se retiró un trozo de cuatro metros del hilo conductor y se substituyó por dos tiras de cinc de 4 metros de largo y 10 cm. de ancho, que se tendieron a lo largo con sus extremos unidos y bien conectados. A lo largo de toda la longitud de la línea intermedia entre las cintas se colocó un trozo de hilo de cobre de 4 metros de largo y cubierto con gutapercha, por tanto estaba rodeado de metal casi por completo. En los experimentos no hay diferencia alguna si los extremos exteriores de este hilo están conectados con las cintas o aislados de ella; pero generalmente los extremos estaban soldados a las cintas de cinc. Se cortó el hilo de cobre por el medio, se enroscaron los extremos entre sí y se sacaron entre las cintas hasta un chispero pequeño por medio del cual se podía percibir cualquier perturbación eléctrica en el hilo. No se pudo detectar la menor acción en el chispero, incluso haciendo pasar por todo el montaje las ondas más fuertes posibles. Pero si cualquier parte del hilo de cobre de unos pocos decímetros de largo se sacaba de su sitio, de forma que sobresaliera fuera de las cintas, inmediatamente comenzaban a saltar las chispas. Cuanto más larga era la parte que se sacaba de las cintas, más vigorosas se hacían las chispas.

En primer lugar la ausencia de chispas no puede atribuirse a unas condiciones de resistencia desfavorables; no ha habido ningún cambio en estas condiciones; al principio estaba el hilo dentro de la masa conductora y fuera de las influencias exteriores. Además sólo es necesario encerrar la parte que sobresale del hilo con una pequeña hoja metálica conectada con las cintas de cinc para detener inmediatamente las chispas. Haciendo estos volvemos a llevar virtualmente el hilo al interior del conductor. De la misma forma se debilitan las chispas si colocamos otro hilo, en forma de un gran arco alrededor del trozo del hilo de gutapercha que sobresale de las cintas; el segundo hilo intercepta la primera parte del efecto externo. Además, podemos decir que el borde de la cinta de cinc anula en cierta forma la inducción de la cinta. Si retiramos una de las dos cintas de cinc y hacemos simplemente que el hilo de gutapercha se apoye sobre el otro, siempre percibimos las chispas en el hilo; pero son extremadamente débiles en el centro de la cinta y mucho más fuertes hacia los bordes. Es como si la electricidad que se distribuye por la inducción tendiera a acumularse en el borde de la cinta, pero también parece que la corriente prefiriera moverse a lo largo del borde. En ambos casos podemos decir que las paredes externas protegen al interior de cualquier influencia ejercida desde el exterior.

Los siguientes experimentos son igualmente convincentes y algo más limpios:— Inserté en el conductor, por el cual se transmiten las ondas, un hilo de cobre muy grueso de 1,5 metros y cuyos extremos tienen dos discos metálicos circulares de 15 cm. de diámetro. El hilo pasa por el centro de los discos cuyos planos son perpendiculares a él. Alrededor del borde de cada disco hay veinticuatro agujeros equidistantes. Se insertó en el hilo un chispero. Cuando las ondas atraviesan el hilo producen chispas de una longitud de 6 mm. Se tendió después un hilo de cobre delgado entre un par de agujeros en los discos. La distancia de chispa bajó a 3,2 mm. No se observó ningún otro cambio cuando se sustituyó el hilo delgado por otro más grueso, y cuando se tendieron veinticuatro hilos juntos en vez de uno solo, siempre que pasaran por el mismo par de agujeros. Pero fue diferente cuando se distribuyeron los hilos por el borde de los discos. Cuando se tendió un segundo hilo opuesto al primero la longitud de chispa bajó a 1,2 mm. Cuando se tendieron otros

dos hilos en medio de los otros, la longitud de chispa bajó a 0,5 mm. Al insertar cuatro hilos más en posiciones intermedias las chispas apenas tenían una longitud de 0,1 mm.; y tras insertar los veinticuatro hilos a distancias iguales no se pudo percibir chispa alguna en el interior. Sin embargo la resistencia del hilo interior era mucho menor que la resistencia conjunta de todos los hilos exteriores; y además hemos dado una prueba especial de que la resistencia no tiene consecuencia. Si al lado del tubo de hilos que se ha construido colocamos en paralelo un conductor similar al del interior del tubo; veremos una vigorosa chispa en el primero, pero ninguna en el último. El primero no está apantallado, el último está apantallado por un tubo de hilos. Tenemos aquí una analogía eléctrica al conocido experimento electrostático llamado con el nombre de jaula eléctrica.

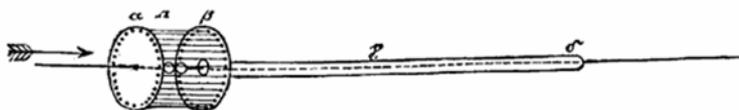


Fig. 33.

También alteré el experimento de la forma indicada en la Fig. 33. Se aproximaron los dos discos para que formaran, junto a los hilos tendidos entre ellos, una jaula de hilos *A* lo bastante grande para que pudiera caber el chispero micrométrico. Uno de los discos (α) estaba conectado con el hilo central; el otro (β) estaba aislado de él gracias a un agujero, y estaba conectado a un tubo conductor γ que rodeaba por completo al hilo central en una distancia de 1,5 metros sin tocarlo. El extremo libre δ del tubo estaba conectado con el hilo central. El hilo con el chispero se encuentra en un espacio rodeado por una pantalla metálica; y después de lo indicado, parece natural que ni en una dirección ni en la otra en este montaje se detecte la menor perturbación eléctrica en el hilo. En este aspecto este montaje no ofrece nada nuevo; pero tiene la ventaja sobre el anterior de que podemos sustituir el tubo metálico protector γ por otros con las paredes más y más finas, y observar cuál es el grosor necesario para detener la acción exterior. Con tubos de latón muy finos –tubos de hojas de estaño y tubos de plata alemana– el metal actúa como una pantalla perfecta. Después empleé tubos de vidrio en

los que se había depositado químicamente una película de plata, y observé que era bastante fácil preparar tubos de esta forma que, a pesar de su protección, se presentaba una chispa vigorosa en el hilo. Pero sólo aparecen las chispas cuando la película de plata es tan delgada que no es opaca a la luz, y presenta un espesor inferior a $\frac{1}{1000}$ de mm. Con la imaginación, no en la práctica, si pudiéramos acercar cada vez más la envoltura protectora hacia el hilo, hasta que coincidiera con su superficie; podríamos ver que en la práctica no habría ninguna alteración. Sin embargo, aunque las ondas puedan pasar por el hilo, su interior se encontraría en una calma perfecta; la acción de las ondas apenas penetra en el interior del hilo más que lo hace la luz, que se refleja en su superficie. Por tanto podemos esperar que la sede real de estas ondas se encuentre en las proximidades del hilo, y no en el propio hilo; y en vez de decir que las ondas se propagan por el hilo, más bien deberíamos decir que se deslizan a lo largo del hilo.

En vez de insertar este último montaje descrito en el hilo conductor por el que se propagan las ondas producidas indirectamente, podemos insertarlo en una de las ramas del propio conductor primario. En estos experimentos he obtenido los mismos resultados que en los anteriores. Por tanto debe ser igualmente cierto para nuestra oscilación primaria que no se asienta en el interior del conductor, sólo en la piel externa del conductor (El cálculo de la autoinducción de estos conductores que se basan en la hipótesis de que una densidad de corriente uniforme debería llevar a resultados completamente erróneos. Es sorprendente que los resultados obtenidos con estas suposiciones erróneas cuadran con bastante aproximación con los reales). Además puede añadirse otra información que hemos aprendido sobre las ondas en los hilos, y se asocia con el modo de hacer los experimentos. Si nuestras ondas se asentaran en el espacio que rodea al hilo, una onda que se propagara por un único hilo no se propagaría sólo por el aire; pero viendo que su acción se extiende a una distancia considerable, se propagará por las paredes cercanas, el suelo, etc., y se presentará en forma de fenómeno complicado. Pero si montamos exactamente lo mismo con dos placas auxiliares en los dos extremos opuestos de nuestro conductor primario, conectamos un hilo a cada una de ellas, y llevamos ambos hilos paralelos y en línea recta hasta la misma distancia, la acción de las ondas sólo se observará en el

espacio entre los dos hilos. Por tanto la onda sólo progresa en el espacio entre los hilos. De esta forma podemos tomar medidas para asegurarnos que la propagación sólo ocurre a través del aire o un aislador, y podemos preparar los experimentos de la forma más conveniente y con menos complicaciones. Sin embargo, las longitudes de ondas obtenidas así son aproximadamente las mismas que las obtenidas con hilos únicos; parece ser que los efectos perturbadores no tienen mucha importancia.

3. A partir de lo que se acaba de afirmar, podemos concluir que las oscilaciones eléctricas rápidas son incapaces de penetrar capas metálicas de cualquier grosor, y por tanto es imposible excitar chispas por medio de estas oscilaciones en el interior de envolturas metálicas cerradas. Por tanto, si podemos ver chispas inducidas por tales oscilaciones en el interior de envolturas metálicas que son casi cerradas, pero no del todo, debemos concluir que la perturbación eléctrica ha penetrado a través de las aberturas existentes. Y esta idea es la única correcta; pero en algunos casos contradice tanto los puntos de vista usuales que se precisan experimentos especiales para abandonar por completo los puntos de vista antiguos y sustituirlos por uno nuevo. Podemos elegir un sorprendente caso de este tipo; y sin dudar de la exactitud de nuestro punto de vista en este caso, podremos demostrar su probabilidad en todos los demás casos. Debemos regresar al montaje descrito en la sección previa, representado en la Fig. 33, pero sin conectar el tubo protector con el hilo central en δ . Enviamos ahora por este montaje el tren de ondas en la dirección desde A hacia δ . Podemos obtener chispas brillantes en A , y estas son tan fuertes como si se hubiera insertado el chispero en el hilo conductor sin ninguna protección. Las chispas no se reducen mucho si alargamos considerablemente el tubo γ , sin alterar nada más –hasta 4 metros. Según los puntos de vista normales, se podría decir que la onda al alcanzar A pasa fácilmente a través del disco metálico delgado a , *que es un buen conductor, después salta por el chispero en A* y prosigue por el hilo central. Según nuestro punto de vista, debemos describir de la siguiente forma lo que ocurre:– Al alcanzar A , la onda es incapaz en absoluto de pasar a través del disco metálico, por tanto se desliza a través del disco pasa al exterior del aparato, viaja a lo largo de este hasta que alcanza el punto δ , 4 metros más allá. Allí se divide –una parte, que no nos preocupa, prosigue

inmediatamente a lo largo del hilo en línea recta; otra parte se curva hacia el interior del tubo y regresa los 4 metros en el espacio de aire entre el tubo y el hilo central, hasta que llega al chispero A , donde hace aparecer chispas. Podremos demostrar por medio del siguiente experimento que nuestra idea, aunque algo complicada, es la única correcta. En primer lugar, desaparece toda traza de chispa en A tan pronto cerramos la abertura en δ , aunque sea tan sólo con un sombrerete de hoja de estaño. Nuestras ondas tienen tan sólo una longitud de 3 metros; antes de que su acción alcance el punto δ , ha pasado por cero en A , y ha cambiado de signo. ¿Qué influencia puede ejercerse en el chispero en A tras cerrar la apertura distante en δ , si esta última aparece tan pronto cuando la onda pasa por la partición metálica? En segundo lugar, desaparecen las chispas cuando introducimos el hilo central dentro del tubo γ , o en el extremo abierto δ de este tubo; reaparecen cuando se proyecta el hilo fuera de la apertura, aunque tan sólo sean 20 o 30 cm. ¿Qué influencia puede tener este insignificante alargamiento del hilo sobre la chispa en A , a menos que el extremo que sobresale del hilo intercepte una parte de la onda y la haga pasar al interior a través de la apertura δ ? Vamos a introducir, en tercer lugar, un segundo chispero B en el hilo central entre A y δ , y rodearlo con una caja de hilos como en A . Cuando colocamos los polos en B tan lejos que no se puedan pasar las chispas, observaremos que no nos es posible obtener ninguna chispa perceptible en A . Pero si de una forma similar, impedimos el paso de las chispas en A , observaremos que apenas se ejerce influencia alguna en las chispas en B . Por tanto, para que salten las chispas en A , es requisito que pasen primero por B ; pero para que salten las chispas en B , no es necesario que pasen primero por A . Por tanto la dirección de propagación en el interior es desde B hacia A , no desde A hacia B .



Fig. 34.

Además podemos aducir otra prueba más convincente. Haciendo que el chispero sea muy pequeño o muy grande,

podemos impedir que la onda que regresa desde δ hacia A gaste su energía en la formación de chispas. En este caso la onda se reflejará en A , y volverá a dirigirse desde A hacia δ . Pero al hacer esto se combina con las ondas directas para formar oscilaciones estacionarias con nodos y antinodos. Si podemos conseguir demostrar la presencia de estas, no habrá duda alguna sobre la exactitud de nuestra idea. Para ello es necesario hacer nuestro aparato con unas dimensiones algo diferentes para poder introducir resonadores eléctricos en su interior. Por tanto llevé el hilo central a través del eje de un tubo cilíndrico de 5 metros de largo y 30 cm. de diámetro. Este tubo no está hecho de metal sólido, sino que está hecho con veinticuatro hilos de cobre; estos están tendidos en paralelo entre sí a lo largo de la superficie generatriz sobre siete anillos circulares equidistantes de hilo grueso, como indica la Fig. 34. El resonador que empleé lo hice de la siguiente forma: Bobiné un hilo de cobre de 1 mm. de grueso en forma de una espiral de 1 cm. de diámetro. Se bobinaron 125 espiras de hilo a espiras juntas, se estiraron un poco, y se dobló en forma de un círculo de 12 cm. de diámetro; se insertó entre los extremos un chispero ajustable. Otros experimentos especiales demostraron que este círculo resonaba con ondas de 3 metros de longitud en el hilo, y era lo suficiente pequeño para introducirlo entre el hilo central y el tubo. Al principio se abrieron los extremos del tubo y se colocó el resonador en su interior de tal forma que su plano incluyera el hilo central, y se giró el chispero hacia el interior o hacia el exterior, pero bien hacia un lado o bien hacia otro del hilo; *en el chispero aparecían chispas vigorosas de $1/2$ a 1 mm. de longitud.* Si se cerraban ambos extremos del hilo por medio de cuatro hilos en forma de cruz conectados con el conductor central, no se podía observar en el interior la menor chispa, lo que demuestra que la red del tubo es lo suficiente cerrada para nuestros experimentos. En siguiente lugar, se retiraron los hilos cruzados en el lado β del tubo (es decir, el lado más alejado del origen de las ondas). No se pudieron detectar chispas cuando el resonador estaba en las inmediaciones de los hilos cruzados restantes, es decir, en la posición α , que corresponde al chispero A de nuestros primeros experimentos. Pero cuando se apartó de esta posición hacia β reaparecieron las chispas, que eran muy vigorosas a una distancia de 1,5 metros de α , se reducían de

nuevo y desaparecían casi por completo a una distancia de 3 metros, y nuevamente volvían a aparecer fuertes en el extremo del tubo. Por tanto se confirma nuestra suposición. Es cierto que debe haber un nodo en el extremo cerrado, ya que en la conexión metálica entre el hilo central y el tubo la fuerza eléctrica debe ser necesariamente cero. Por el contrario si cortamos el conductor central en este punto, muy cerca de los hilos cruzados, tenemos en este caso un chispero de unos centímetros de largo. En este caso la onda se refleja con la fase opuesta, y debemos esperar un antinodo en α . Y de hecho encontramos chispas vigorosas en el resonador, que sin embargo se hacen más débiles a medida que nos movemos hacia β , desaparecen casi por completo a una distancia de 1,5 metros, vuelven a ser vigorosas a una distancia de 3 metros, y finalmente nos dan indicaciones fiables de un segundo nodo a una distancia de 4,5 metros, es decir, a 0,5 metros del extremo abierto del tubo. Los nodos y antinodos que hemos descrito están a distancias fijas del extremo cerrado, y alteran su posición si este lo hace; pero además son bastante independientes del proceso que pase en el exterior del tubo, por ejemplo, de los nodos y antinodos que debería producir. Este fenómeno ocurre precisamente de la misma forma cuando permitimos que las ondas atraviesen el tubo en la dirección opuesta, es decir, desde el extremo abierto hacia el extremo cerrado; pero en este caso son menos interesantes debido a que el modo de propagación de las ondas difiere poco de la idea normal que acabamos de discutir. Si dejamos sin cortar el hilo central, en ambos extremos del tubo abierto, y producimos ondas estacionarias, con nodos y antinodos, siempre observamos un nodo en el interior del tubo que corresponde a cada nodo en el exterior, lo que demuestra que la velocidad de propagación es aproximadamente la misma en el interior que en el exterior.

Al estudiar los experimentos que acabamos de describir, el modo en que los hemos interpretado y las explicaciones de los investigadores referidos en la introducción, se observa una diferencia sorprendente entre las ideas por las que se aboga aquí y las ideas que están aceptadas casi universalmente. En los últimos parece que los únicos cuerpos que toman parte en la propagación de las perturbaciones eléctricas son los conductores—los no conductores aparecen como cuerpos que se oponen a esta propagación. Por otra parte, según nuestras ideas, toda la

propagación de las perturbaciones eléctricas tiene lugar a través de los no conductores; y los conductores se oponen a esta propagación con una resistencia que, en el caso de las alternancias rápidas, es insuperable. Por tanto nos inclinamos a afirmar que los conductores y los no conductores deben, según esta idea, intercambiar sus nombres. Esta paradoja sólo surge porque omitimos qué estamos discutiendo sobre conducción y sobre no conducción. Indudablemente los metales son no conductores para la fuerza eléctrica, y por esta importante razón ellos, bajo ciertas condiciones, se oponen a que se disipe, y obligan a que se concentre; de esta forma se convierten en conductores de la fuente aparente de estas fuerzas –la electricidad– en lo que se refiere a la terminología normal.

XI

SOBRE LA RADIACIÓN ELÉCTRICA

(*Sitzungsber. D. Berl. Akad. D. Wiss.* 13 Diciembre 1888.
Wiedemann's Ann., 36, pág. 769)

Tan pronto conseguí demostrar que la acción de una oscilación eléctrica se dispersa por el espacio como una onda, planeé varios experimentos con el objetivo de concentrar esta acción y hacerla perceptible a distancias mayores colocando el conductor primario en la línea focal de un gran espejo cóncavo parabólico. Estos espejos no dieron los resultados deseados, y presentí que el fracaso era una consecuencia necesaria de la gran desproporción entre la longitud (4 a 5 metros) de las ondas que usé y las dimensiones que pude dar al espejo en las circunstancias más favorables. He observado recientemente que los experimentos que he descrito pueden hacerse bastante bien con oscilaciones de una frecuencia diez veces superior, y con ondas con una longitud diez veces inferior a las que descubrí al principio. Por tanto, volví a usar espejos cóncavos, y obtuve mejores resultados que los creía esperar. He conseguido producir sin ninguna duda rayos de fuerza eléctrica, y hacer con ellos los experimentos elementales que normalmente se hacen con luz y calor radiante. Sigue la narración de estos experimentos:—

El aparato

Las ondas cortas se excitan con el mismo método que hemos usado para producir las ondas largas. Puede describirse fácilmente el conductor primario así:— Imagínese un cuerpo cilíndrico de latón (Ver Figs. 35 y 36 y la descripción de ellas al final de este papel), de un diámetro de 3 cm. y 26 cm. de longitud, interrumpido en el centro por un chispero cuyos polos a cada lado están

formados por esferas de 2 cm. de radio. La longitud del conductor es aproximadamente igual a media longitud de onda de la oscilación correspondiente en hilos rectos; con esto podemos estimar aproximadamente el periodo de oscilación. Es esencial que se limpien y pulan con frecuencia las superficies polares del chispero, y durante los experimentos deben estar protegidas de la iluminación de la descarga lateral simultánea; si no se hace no se excitan las oscilaciones. A partir de la apariencia y sonido de las chispas se puede saber si el chispero está en un estado satisfactorio. La descarga se lleva a las dos mitades del conductor por medio de dos hilos cubiertos de gutapercha que se conectan a cada lado cerca del chispero. No empleé la gran bobina de Ruhmkorff, sino que encontré que era mejor emplear una pequeña bobina de inducción de Keiser y Schmidt; las chispas más largas que daba esta bobina entre las puntas eran de 4,5 cm. de largo. Se alimentaba con la corriente de tres acumuladores, que hacían saltar chispas de 1 a 2 cm. de largo entre los terminales esféricos del conductor primario. Para estos experimentos se redujo la separación del chispero a 3 mm.

Para detectar las fuerzas eléctricas en el espacio también se usaron las pequeñas chispas inducidas en un conductor secundario. Usé, como antes, un círculo que se podía girar y que tenía el mismo periodo de oscilación que el conductor primario. Estaba hecho de hilo de cobre de 1 mm. de grosor, y en el ejemplo presente tenía un diámetro de tan sólo 7,5 cm. Un extremo del hilo tenía una esfera de latón pulido de pocos milímetros de diámetro; el otro extremo estaba en punta y podía ajustarse, por medio de un tornillo aislado del hilo, hasta una distancia extremadamente corta de la esfera de latón. Como puede ser comprendido sin dificultad, debemos tratar sólo con diminutas chispas de una longitud de unas pocas centésimas de mm.; y con un poco de práctica se puede juzgar mejor con el brillo de las chispas y no con su longitud. El conductor circular sólo da un efecto diferencial, y no se adapta bien para su uso en la línea focal de un espejo cóncavo. Por tanto en su mayor parte los trabajos se hicieron con otro conductor preparado de la siguiente manera:— Se dispusieron en línea recta dos trozos de hilo, cada uno de una longitud de 50 cm. y 5 mm. de diámetro, con sus extremos próximos separados por 5 cm. Desde estos extremos se llevaron en paralelo entre sí y perpendicular con los

primeros, dos hilos, de 15 cm. de longitud y 1 mm. de diámetro, hasta un chispero como el del conductor circular. En este conductor se producía el efecto de resonancia, que en este caso juega un pequeño papel. Hubiera sido más sencillo colocar el chispero en medio del hilo recto; pero el observador hubiera debido manejar y observar el chispero en el foco del espejo sin tapar la apertura. Por esta razón se prefirió el primer montaje descrito al otro a pesar que hubiera tenido más ventajas.

La producción del rayo

Si se monta el oscilador primario en un espacio libre bastante grande se puede, con la ayuda del conductor circular, detector en sus proximidades a una escala más pequeña los fenómenos que ya había observado y descrito anteriormente que ocurrían en las proximidades de una oscilación mayor. (Ver V, VII, VIII). La mayor distancia a que pueden percibirse las chispas en el conductor secundario es de 1,5 metros, y cuando el chispero primario está en muy buenas condiciones, como máximo a 2 metros. Cuando se sitúa un plano reflector en un lado del oscilador primario, a la distancia adecuada y paralela a él, se refuerza la acción en el lado opuesto. Para ser más preciso:— Si la distancia elegida es muy pequeña, o algo mayor de 30 cm., la placa debilita el efecto; lo aumenta mucho a distancias de 8 a 15 cm., ligeramente a una distancia de 45 cm., y no ejerce ninguna influencia a distancias mayores. He llamado la atención sobre este fenómeno en un papel anterior, y podemos deducir de él que la onda en el aire que corresponde a la oscilación tiene una semilongitud de onda de 30 cm. Podríamos esperar un posterior refuerzo si sustituyéramos la superficie plana por un espejo cóncavo que tuviera la forma de cilindro parabólico, y en cuya línea focal se encontrara el eje de la oscilación primaria. La longitud focal del espejo debería ser lo menor posible, si se desea concentrar la acción de forma adecuada. Pero si la onda directa no ha de anular inmediatamente la acción de la onda reflejada, la longitud focal no debe ser mucho menor de un cuarto de longitud de onda. Por tanto fijé la longitud focal en 12,5 cm., y construí el espejo curvando una hoja de cinc de 2 metros de largo, 2 metros de ancho y $\frac{1}{2}$ mm. de grosor dando la forma deseada sobre un molde de madera con la curvatura

exacta. La altura del espejo tenía 2 metros, la anchura de esta apertura tenía 1,2 metros, y 0,7 metros de fondo. El oscilador primario estaba fijado en medio de la línea focal. Los hilos que conducían la descarga pasaban por el espejo; la bobina de inducción y las pilas estaban situadas detrás del espejo para estar fuera del camino. Si investigamos ahora las proximidades del oscilador con nuestros conductores, veremos que no se observa ninguna acción detrás del espejo o a los lados; pero en la dirección del eje óptico del espejo pueden percibirse las chispas hasta una distancia de 5 a 6 metros. Cuando se sitúa una superficie conductora en ángulo de forma que se oponga al paso de las ondas, pueden detectarse las chispas en sus proximidades e incluso a distancias mayores –hasta 9 o 10 metros. Las ondas reflejadas en la superficie conductora refuerzan en ciertos puntos las ondas que avanzan. En otros puntos se debilitan las dos ondas. Enfrente del plano podemos reconocer claramente los máximos y los mínimos con el conductor rectilíneo, y con el conductor circular el fenómeno de interferencia característico llamado ondas estacionarias que he descrito en un papel anterior. He sido capaz de distinguir cuatro puntos nodales, que estaban situados en la pared y a 33, 65 y 98 cm. de ella. Con esto calculamos la semilongitud de onda aproximada de 33 cm. y su periodo de oscilación de 1,1 milmillonésima de segundo, suponiendo que viajen a la velocidad de la luz. En los hilos la oscilación da una longitud de onda de 29 cm. Por tanto parece que estas ondas cortas tienen una velocidad algo menor en los hilos que en el aire, pero la relación de las dos velocidades es muy próxima al valor teórico –unidad– y no es muy diferente del que aparece como probable en nuestros experimentos con ondas más largas. Todavía debe aclararse este notable fenómeno. Viendo que este fenómeno sólo se presenta cerca del eje óptico del espejo, podemos decir que el resultado es la producción de un rayo eléctrico que procede del espejo cóncavo.

Después construí un segundo espejo, exactamente similar al primero, y unido al conductor rectilíneo secundario de tal modo que los dos hilos de 50 cm. de largo estuvieran en la línea focal, y los dos hilos conectados al chispero pasaban directamente por las paredes del espejo sin tocarlo. De esta forma el chispero estaba situado directamente detrás del espejo, y el observador lo podía ajustar y examinar sin obstruir el paso de las ondas.

Esperaba que al interceptar el rayo con este aparato, lo podría observar a distancias incluso mayores; y los hechos demostraron que no me equivocaba. En las habitaciones a mi disposición podía percibir perfectamente las chispas desde un extremo al otro. La mayor distancia a la que conseguí trazar al rayo, aprovechándome de una puerta, fueron 16 metros; pero según los resultados de los experimentos de reflexión (que se describirán a continuación), no hay duda que se hubieran podido obtener en espacio abierto chispas hasta una distancia de 20 metros. En los experimentos restantes no es necesario distancias tan grandes, y es conveniente que las chispas no sean demasiado débiles en el conductor secundario; para la mayor parte de los experimentos la distancia más adecuada es de 6 a 10 metros. Observaremos sin ninguna dificultad los fenómenos que pueden presentar el rayo. Cuando no se indica lo contrario, se debe suponer que la línea focal de ambos espejos es vertical.

Propagación rectilínea

Si se coloca en línea recta entre ambos espejos una pantalla de cinc de 2 metros de alto y 1 metro de ancho, y en ángulo recto a la dirección del rayo, desaparecen por completo las chispas en el secundario. Se obtiene una sombra exactamente igual con una pantalla de papel de estaño o de oro. Si un ayudante se pasea por el camino del rayo, se oscurecen las chispas en el secundario cuando intercepta el rayo, y vuelven a iluminarse tan pronto deja libre el camino. Los aisladores no detienen el rayo —pasa a través de un tabique o puerta de madera, y se observa con asombro que se pueden ver las chispas dentro de una habitación cerrada. Si dos pantallas conductoras, de 2 metros de alto y 1 metro de ancho, se colocan simétricamente a izquierda y derecha del rayo, y perpendicular a él, no interfieren en absoluto con la chispa secundaria siempre que la anchura de la abertura entre ellas no sea menor que la abertura de los espejos, a saber, 1,2 metros. Si se hace más estrecha la abertura las chispas se debilitan, y desaparecen cuando la abertura se reduce por debajo de 0,5 metros, se cambian a un lado de la línea que une los espejos. Si se gira 10° el eje óptico del espejo que contiene el oscilador, se debilitan las chispas en el secundario, y un giro de 15° las hace desaparecer.

No hay un límite geométrico exacto del rayo o de las sombras; es fácil reproducir el fenómeno que corresponde a la difracción (Ver Nota 25 al final del libro). Pero todavía no he conseguido observar el máximo y el mínimo en el borde de las sombras.

Polarización

Con el modo en que producimos nuestro rayo no podemos dudar que se trata de vibraciones transversales polarizadas en el sentido óptico. También podemos demostrar experimentalmente que sucede eso. Si se gira el espejo receptor sobre el eje del rayo hasta que su línea focal, y también el conductor secundario, se encuentren en el plano horizontal, se debilitan las chispas en el secundario, y cuando las dos líneas focales se encuentran en ángulo recto, no se observan chispas incluso aunque los espejos se encuentren muy próximos. Los dos espejos se comportan igual que el polarizador y el analizador de los aparatos de polarización.

Después hice un marco octogonal, de 2 metros de alto y 2 metros de ancho; dispuse en él hilos de cobre de 1 mm. de grueso, todos los hilos en paralelo entre sí y separados por 3 cm. Cuando se situaban los espejos con sus líneas focales en paralelo, y se interponía la pantalla de hilos perpendicularmente al rayo, y la dirección de los hilos era perpendicular a la dirección de las líneas focales, la pantalla no interfería prácticamente con las chispas en el secundario. Pero si se situaba la pantalla de tal forma que sus hilos estuvieran en paralelo a las líneas focales, detenía por completo al rayo. En este aspecto la pantalla se comportaba ante la energía transmitida por nuestro rayo igual que se comporta una placa de turmalina ante un rayo de luz polarizado. El espejo receptor se volvió a colocar otra vez para que su línea focal fuera horizontal; en estas circunstancias, como se ha mencionado, no aparecían las chispas. No aparecía chispa alguna cuando la interponía la pantalla en el trayecto del rayo, bien estuvieran los hilos de la pantalla horizontales o verticales. Pero si se situaba el marco de tal forma que los hilos estuvieran inclinados 45° respecto a la línea horizontal, bien a un lado u otro, la interposición de la pantalla hacía aparecer inmediatamente las chispas en el chispero secundario. Esto demuestra

claramente que la pantalla divide la oscilación en dos componentes y transmite solamente la componente horizontal a la dirección de sus hilos. Esta componente está inclinada 45° a la línea focal del segundo espejo, y por tanto, después de haberse resuelto por el espejo, actúa sobre el conductor secundario. Este fenómeno es exactamente análogo al aumento de brillo del campo oscuro de dos prismas de Nicol cruzados cuando se interpone una placa cristalina en la posición adecuada.

Respecto a la polarización podemos observar además que, con los medios empleados en la presente investigación, sólo somos capaces de reconocer la fuerza eléctrica. Cuando el oscilador primario está en posición vertical las oscilaciones de esta fuerza en el rayo tienen lugar indudablemente en el plano vertical, y no en el plano horizontal. Los resultados de los experimentos con oscilaciones alternas lentas no dejan lugar a duda que las oscilaciones eléctricas están acompañadas de oscilaciones de fuerza magnética que en el rayo tiene lugar en el plano horizontal y es cero en el plano vertical. Por tanto la polarización del rayo no consiste principalmente de una sucesión de oscilaciones en el plano vertical, sino más bien en que las oscilaciones en el plano vertical son de naturaleza eléctrica, mientras que las que tienen lugar en el plano horizontal son de naturaleza magnética. Por tanto a la pregunta obvia de en cual de los dos planos tiene lugar realmente la oscilación en nuestro rayo, no podemos responder a menos que especifiquemos si la pregunta es para la oscilación eléctrica o magnética. Herr Kolaček (F. Kolaček, *Wied. Ann.* 34, pág. 676, 1888) fue el primero que apuntó claramente que esta consideración todavía no ha sido respondida en una vieja disputa óptica.

Reflexión

Antes hemos demostrado en la interferencia entre la onda que avanza y la onda reflejada la reflexión de las ondas en las superficies conductoras, y también nos hemos aprovechado de la reflexión para construir nuestros espejos cóncavos. Pero ahora vamos a avanzar algo más y separar los dos sistemas de ondas. Primero coloqué los dos espejos en una habitación grande, uno al lado del otro con sus aperturas enfrentadas en la misma dirección, y sus ejes apuntando a un punto a unos 3 metros de

distancia. Por supuesto que el chispero del espejo receptor estaba en la oscuridad. Después preparé un plano vertical con una delgada hoja de cinc, de 2 metros de alto y 2 metros de ancho, y la coloqué en el punto de intersección de los ejes, y la ajusté para que presentara la misma inclinación a ambos. Obtuve un vigoroso chorro de chispas que se debían a la reflexión del rayo en la pared. Las chispas cesaban tan pronto se desplazaba unos 15° de la posición correcta con respecto a su eje vertical; de esto se deduce que la reflexión es regular, no difusa. Cuando se apartaba la pared de los espejos, manteniendo que los ejes del último convergieran hacia la pared, las chispas se debilitaban muy poco. Todavía podían observarse chispas cuando las paredes estaban a 10 metros de los espejos, es decir, cuando las ondas debían recorrer una distancia de 20 metros. Debe adoptarse este montaje por presentar varias ventajas para comparar la velocidad de propagación a través del aire con otras velocidades de propagación inferiores, p. ej. por los cables.

Para producir la reflexión del rayo con ángulos de incidencia mayores de cero, hice que pasara el rayo paralelamente a la pared de la habitación donde había una puerta. En la habitación de al lado a donde daba la puerta preparé el espejo óptico de tal forma que su eje óptico estuviera centrado hacia la puerta y cortaba la dirección del rayo en ángulo recto. Si se situaba la superficie conductora en posición vertical en el punto de intersección, y ajustado para que tuviera un ángulo de 45° con el rayo y también con el eje del espejo receptor, en el conductor secundario aparecía un chorro de chispas que no se interrumpía al cerrar la puerta. Cuando giré la superficie reflectora unos 10° de la posición correcta desaparecían las chispas. Por tanto la reflexión es regular, y los ángulos de incidencia y reflexión son iguales. La acción que procede de la fuente de perturbaciones del espejo plano, y por tanto del conductor secundario, puede verse colocando pantallas de sombras en diferentes puntos de su trayecto. Las chispas secundarias cesan inmediatamente; y no se produce ningún efecto cuando se coloca la pantalla en cualquier otro lugar de la habitación. Con la ayuda del conductor circular secundario es posible determinar la posición del frente de onda del rayo; se observó que está en ángulo recto al rayo antes y después de la reflexión, en la reflexión se giraba 90° .

Hasta este momento las líneas focales de los espejos cóncavos eran verticales, y por tanto el plano de oscilación era perpendicular al plano de incidencia. Para producir la reflexión con las oscilaciones en el plano de incidencia, coloqué ambos espejos con sus líneas focales horizontales. Observé el mismo fenómeno como en la posición anterior; y, además, no pude reconocer ninguna diferencia en la intensidad del rayo reflejado en los dos casos. Por otra parte, si la línea focal de un espejo es vertical, y el otro horizontal, no se observan chispas en el espejo secundario. La inclinación del plano de oscilación respecto al plano de incidencia no se ve alterada por la reflexión, siempre que esta inclinación tenga uno de los dos valores especiales referidos; pero esto no es válido en general. Incluso se puede cuestionar si el rayo después de la reflexión continúa polarizado. Las interferencias que se producen frente al espejo al interactuar los dos sistemas de onda, y que, como he indicado, hacen aparecer un fenómeno característico en el conductor circular, es muy probable que aclare todos los problemas relacionados con el cambio de fase y amplitud producidos por la reflexión.

Puede mencionarse un experimento posterior relativo a la reflexión sobre una superficie eléctricamente eolotrópica. Se volvieron a situar otra vez los dos espejos cóncavos uno al lado del otro, como en los experimentos de reflexión descritos antes; pero ahora se situó frente a ellos, como superficie reflectora, la pantalla de hilos de cobre paralelos que hemos referido antes. Se observó que el chispero del secundario permanecía oscuro cuando los hilos cortaban la dirección de las oscilaciones en ángulo recto, pero aparecían las chispas tan pronto coincidían los hilos con la dirección de las oscilaciones. Por tanto se ve confirmada la analogía entre la placa de turmalina y nuestra superficie con conductores en una dirección en la parte transmitida del rayo (Ver Nota 26 al final del libro). La placa de turmalina absorbe la parte que no se transmite; nuestra superficie la refleja. Si en este último experimento se situan los dos espejos con sus líneas focales en ángulo recto, no pueden excitarse chispas en el conductor secundario mediante reflexión en una pantalla isotrópica; pero demostré, para satisfacción mía, que se presentan las chispas cuando se produce la reflexión en la rejilla de hilos, siempre que esté ajustada de tal forma que sus hilos

estén inclinados 45° respecto a las líneas focales. Todo lo que se ha dicho antes explica este fenómeno.

Refracción

Para averiguar si se obtiene alguna refracción en el rayo al pasar del aire a otro medio aislante, disponía de un gran prisma de pez dura, un material parecido al asfalto. La base era un triángulo isósceles de 1,2 metros de lado, y con un ángulo de refracción cercano a 30° . Se colocó verticalmente el borde refractor, la altura del prisma era de 1,5 metros. Pero como el prisma pesaba cerca de 12 cwt (547 kg), y era demasiado grande para moverlo, se dividió en tres piezas, cada una de 0,5 metros de altura, situadas una encima de la otra. El material se colocó en cajas de madera que no pareció interferir. El prisma se situó en un soporte a una altura tal que el centro de su borde refractor estaba a la misma altura que los chisperos primario y secundario. Cuando me satisfizo la refracción que tenía lugar, y me había hecho alguna idea de lo que alcanzaba, preparé el experimento de la siguiente manera:— El espejo productor estaba a una distancia de 2,6 metros frente al prisma y frente a una de las superficies refractoras, de esta forma el eje del haz se dirigía lo más exactamente posible al centro de masa del prisma, y se encontraba con la superficie refractora con un ángulo de 25° (en el lado normal hacia la base). Cerca del borde refractor y también en el lado opuesto del prisma se situaron dos pantallas conductoras para impedir que pasara el rayo por ningún otro camino excepto por el prisma. En el lado del rayo emergente se marcó en el suelo un círculo de un radio de 2,5 metros, que tenía su centro en el centro de masa de la parte inferior del prisma. Se trasladó el espejo receptor a lo largo de este círculo, con su abertura mirando siempre hacia la dirección del rayo incidente; en esta dirección el prisma daba una sombra completa. Pero aparecían las chispas cuando se movía el espejo hacia la base del prisma, comenzando cuando la desviación angular respecto a la primera posición era de 11° . Las chispas aumentaban de intensidad hasta que la desviación llegaba a 22° , y volvía a decrecer. Las últimas chispas se observaban con una desviación de 34° . Cuando el espejo se colocaba en la posición de máximo efecto, y se alejaba del prisma siguiendo el radio del círculo, se podían

observar las chispas hasta una distancia de 5 a 6 metros. Cuando un ayudante se mantenía frente al prisma o detrás de él cesaban siempre las chispas, lo que muestra que la acción llega al conductor secundario a través del prisma y no por ningún otro camino. Se repitió el experimento después de colocar ambos espejos con sus líneas focales horizontales, pero sin alterar la posición del prisma. No se observó ninguna diferencia en el fenómeno observado. Un ángulo de refracción de 30° y una desviación de 22° cerca de la desviación mínima corresponde a un índice de refracción de 1,69. El índice de refracción de los materiales similares a la pez para la luz está entre 1,5 y 1,6. No debemos dar ninguna importancia a la magnitud o al sentido de esta diferencia (Ver Nota 27 al final de este libro), si tenemos en cuenta que nuestro método no es exacto, y que el material empleado era impuro.

Hemos aplicado el nombre de fuerza eléctrica al fenómeno que hemos investigado. Quizás sea mejor llamarlos rayos de luz de longitudes de onda muy larga. Los experimentos descritos me parecen que se adaptan notablemente para eliminar cualquier duda sobre la identidad de la luz, del calor radiante y del movimiento ondulatorio electromagnético. Creo que desde ahora debemos tener más confianza para aprovechar las ventajas que se derivan de esta identidad para estudiar la óptica y la electricidad.

Explicación de las figuras.— Para facilitar la repetición y extensión de estos experimentos, incluyo las Figs. 35, 36_a y 36_b de los aparatos que he empleado, aunque se construyeron de forma sencilla para experimentar en aquel momento y sin ninguna intención de durabilidad. La Fig. 35 muestra en alzado (sección) el espejo productor. Se verá que el marco consiste en dos marcos horizontales (a, a) de forma parabólica, y cuatro soportes verticales (b, b) que están atornillados a estos marcos para sujetarlos. La hoja reflectora metálica se encuentra entre los marcos y los soportes, y se atornilla a ambos con numerosos tornillos. Los soportes salen por encima y por debajo de la hoja metálica, de esta forma se pueden emplear para manejar y colgar el espejo. La Fig. 36_a representa el conductor primario a una escala algo mayor. Las dos partes metálicas deslizantes con

fricción son dos tiras de papel fuerte que se mantienen juntas por medio de gomas elásticas. Las dos mitades están sujetas a cuatro varillas de lacre que a su vez están atadas con gomas elásticas a listones de madera que forman parte del marco que hemos visto

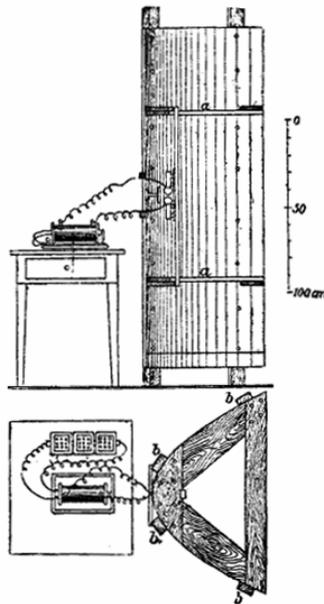


Fig. 35.

en la Fig. 35. Los dos hilos conductores (cubiertos con guta-percha) terminan en dos agujeros hechos en los terminales del conductor primario. Este montaje permite todo movimiento necesario durante el ajuste de las diversas partes del conductor; puede desmontarse y volverse a montar en pocos minutos, y es esencial que los terminales se limpien y pulan con frecuencia. Justo en las puntas donde pasan los hilos a través del espejo, se encuentran rodeados por un resplandor azulado durante la descarga. Se ha introducido la pantalla de madera fina para impedir que esta luz llegue al chispero, en caso contrario interferiría seriamente con la producción de oscilaciones. Finalmente, la Fig. 36_b representa el chispero secundario. Ambas partes del conductor secundario se encuentran sujetas también con varillas de lacre y gomas elásticas a una hendidura que forma parte del marco de madera. Pueden verse en los extremos

interiores de estas partes los hilos de conexión, rodeados por tubos de vidrio, que pasan por el espejo y se curvan entre sí. El hilo superior es un polo y lleva un pequeño terminal de latón. El hilo inferior está soldado a un muelle de espiral que lleva el segundo polo, que se trata de una punta fina de cobre. Se ha elegido intencionadamente un metal blando para este terminal; a menos que se tome esta precaución la punta penetra fácilmente en el otro polo, y las diminutas chispas quedan ocultas a la vista en el agujerito que se forma. La figura muestra cómo se ajusta la punta con un tornillo que comprime el muelle por medio de una placa de vidrio que los aísla. El muelle está doblado de una forma en particular para permitir el movimiento fino de la punta empleando tan sólo el tornillo.

No hay duda que pueden modificarse los aparatos descritos aquí sin estorbar al éxito de los experimentos. Siguiendo un sabio consejo, he intentado sustituir el chispero del conductor secundario por las ancas de una rana preparadas para detectar corriente; pero este montaje que es muy sensible bajo otras condiciones no parece adaptarse para este uso (Ver Nota 28 al final del libro).

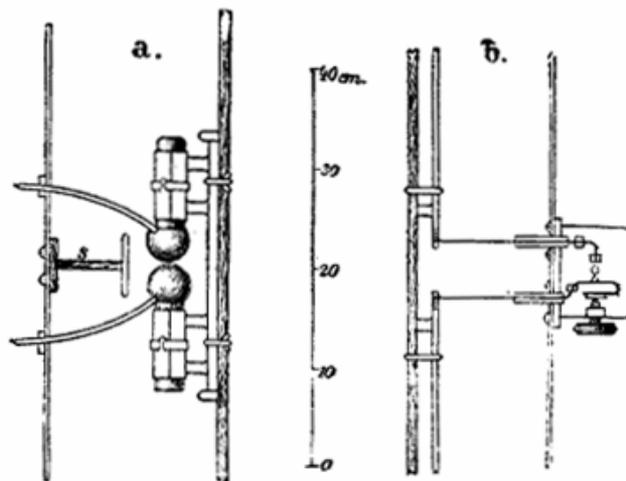


Fig. 36.

XII

SOBRE LA ACCIÓN MECÁNICA DE LAS ONDAS ELÉCTRICAS EN LOS HILOS

(*Wiedemann's Ann.* 42, pág. 407, 1891)

La investigación de las fuerzas mecánicas a las que está sujeto un conductor bajo la acción de una serie de ondas eléctricas me parece deseable por varias razones. En primer lugar, estas fuerzas pueden permitir la investigación cuantitativa de estas fuerzas, siempre que los efectos observados tengan la suficiente magnitud y regularidad. Hasta ahora las únicas determinaciones cuantitativas se han basado en el efecto térmico de las ondas. Este método ha dado excelentes resultados en las manos de los Sres. Rubens y Ritter (H. Rubens y R. Ritter, *Wied. Ann.*, 40, pág. 55, 1890); pero la observación de las fuerzas mecánicas ofrece en muchos casos la ventaja de la simplicidad. En segundo lugar, al examinar la naturaleza y distribución de las fuerzas mecánicas, espero encontrar el medio de demostrar la existencia de la fuerza magnética además de la fuerza eléctrica. En las observaciones que he hecho hasta ahora sólo se ha manifestado esta última (en las numerosas ocasiones que se me ha ocurrido hablar de la observación de nodos en las ondas magnéticas, este modo de expresión sólo está justificado por la teoría y no por experimentos); y como los métodos ordinarios para detectar la fuerza magnética no valen aquí, me pareció que valdría la pena buscar nuevos métodos que fueran más útiles. En tercer y último lugar —y este es en especial el objeto de la investigación— esperaba poder diseñar algún modo para observar las ondas en el aire libre, es decir, de tal manera que pudiera observarse cualquier perturbación que no se refiera de ningún modo a ninguna acción a distancia. Esta última esperanza se vio frustrada por la debilidad de los efectos producidos bajo las circunstancias. Tenía que contentarme con examinar los

efectos producidos por las ondas que viajan por los hilos, aunque al hacer esto fracasó el objetivo más importante de los experimentos. Las acciones mecánicas producidas por las ondas en los hilos puede y debe considerarse que se deben a las atracciones causadas por la electrificación de los hilos y por las corrientes que fluyen por ellos. Por esta razón no se puede usar las investigaciones en los hilos para decidir entre las nuevas ideas y las viejas. Sin embargo, si comenzamos con la idea de considerar simplemente las ondas en los hilos como una forma especial de ondas que viajan en el aire, es indiferente si hacemos nuestros experimentos empleando una u otra forma.

1. *El sistema de ondas empleado*

Después de probar diversas formas de disponer las ondas, y después de haber obtenido resultados en su mayoría concordantes, decidí que el montaje de Herr Lecher como el más limpio y adecuado para la investigación (E. Lecher, Wied. Ann. 41, pág. 850, 1890). La Fig. 37 muestra el montaje.

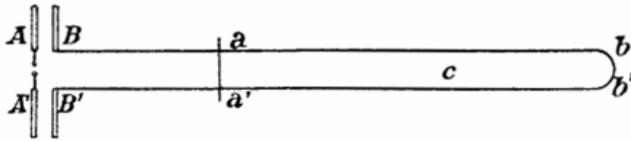


Fig. 37.

AA' es el mismo conductor que se ha usado hasta ahora como conductor primario, y consiste de dos placas cuadradas, cada una de 40 cm. de lado, conectadas por un hilo de 60 cm. de largo que contiene un chispero de 2 mm. Se usa una bobina de inducción pequeña como excitador; esta bobina se alimenta por dos acumuladores, y su máxima longitud de chispa es tan sólo de 4 cm. Las descargas de este aparato pequeño son verdaderamente menos eficaces que las de una bobina de inducción grande, pero este inconveniente se ve compensado por una sucesión más rápida de descargas. Opuestos a las placas A y A', y a una distancia de 10 cm. de ellas, se encuentran las placas B y B', que están conectadas a dos hilos en paralelo, separados por 30 cm., que llegan a una distancia de 6,8 metros, y están

conectados entre sí en b y b' . Estos hilos están conectados entre sí a una distancia variable aa' respecto a su origen por medio de una segunda conexión o *punte*. Cuando el puente está en una cierta posición, a una distancia de 1,2 metros de BB' , en el intervalo entre aa' y bb' se presenta una oscilación muy enérgica. Esto indica la semilongitud de una onda estacionaria, y, como ha demostrado Herr Lecher, se produce por resonancia entre esta oscilación y la oscilación primaria, que tiene lugar en el intervalo entre AA' por un lado y $Ba a'B'$ por el otro lado. Cualquier movimiento del puente aumenta uno de los dos periodos de oscilación, y al mismo tiempo reduce el otro; de aquí la peculiar exactitud del ajuste con este montaje. Aparte de su excelencia general, este montaje ofrece ventajas especiales para nuestro propósito. Además de que las fuerzas que se han de observar son muy pequeñas, tenemos que proteger con cuidado los conductores que están sujetos a efectos electrostáticos externos. Con este montaje es posible, ya que los hilos que deben situarse necesariamente cerca del cuerpo de prueba forman un sistema conductor. Si en nuestros experimentos rodeamos las partes en trabajo (del aparato) con una red de hilos, y conectamos esta con el punto nodal en aa' y bb' , la protección es completa sin interferir con la vibración. Por esta razón los experimentos se han hecho de esta forma. También, ya que los conductores están sujetos a las fuerzas, como lo resonadores usados anteriormente, captan una vibración definida de todas las perturbaciones, sólo podríamos esperar resultados confusos de no haber tenido la precaución de producir una oscilación simple de una longitud de onda definida con nodos en posiciones conocidas. Esta condición se cumple plenamente con este montaje, ya que aquí no hay duda que los puntos aa' y bb' son puntos nodales en todas las oscilaciones excitadas entre ellos, y entre ellas sólo la oscilación más larga, reforzada por resonancia, aumenta hasta una magnitud considerable. Está claro que no podemos acotar el alcance de los experimentos al contentarnos con investigar media longitud de onda. Felizmente, las condiciones de nuestra oscilación son prácticamente las mismas sin importar si los hilos están tendidos en línea recta, o si están doblados siguiendo cualquier modo deseado; como es el caso en las vibraciones acústicas aéreas en los tubos, no tiene mucha importancia que los tubos estén rectos o encorvados. Podemos

llevar nuestra oscilación fácilmente a todas posiciones posibles respecto al cuerpo en prueba que se mantiene en una posición fija. De hecho, se obtienen las diversas posiciones relativas moviendo el hilo, incluso en los casos que puedan aparecer en el texto que se ha desplazado el cuerpo en prueba.

2. La fuerza eléctrica

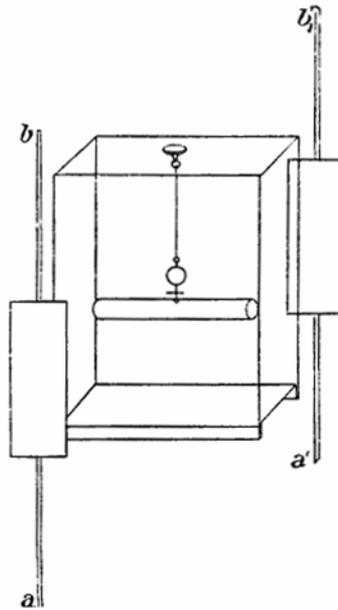


Fig. 38

Para medir la acción mecánica de la fuerza eléctrica, usé un pequeño tubo cilíndrico de papel de oro de 55 cm. de largo, 0,7 cm. de diámetro. Este estaba suspendido en el eje horizontal por medio de una fibra de seda; un imán muy pequeño da al tubo una posición definida, y se observa con un espejito cualquier desviación de esta posición. Todo el sistema cuelga en una caja de vidrio, como se muestra en la Fig. 38. Cuando el aparato está sujeto a la acción de la oscilación, la aguja que está tendida en la dirección principal de la fuerza eléctrica, se desvía de esta posición de reposo. Para aumentar estas desviaciones situé los dos hilos en la proximidad del aparato y cerca del cuerpo en prueba,

de hecho a unos centímetros; ya para reforzar la acción situé unas placas pequeñas en los hilos opuestos a los extremos del cuerpo de prueba, en la figura podemos ver un caso especial. Bajo estas circunstancias se pueden obtener desviaciones de unas pocas unidades en la escala de 100 divisiones. Las primeras pruebas presentan una regularidad satisfactoria cuando se repite varias veces el mismo experimento, los resultados independientes sólo difieren entre sí un pequeño porcentaje. Las diferencias entre las descargas simples deben ser mucho mayores, pero la aguja da el efecto medio de muchas descargas. Para demostrar cómo se pueden usar estas descargas en experimentos cuantitativos citaré dos series de observaciones. El primero de estos está pensado para ilustrar el efecto de la resonancia. El aparato está preparado para obtener en c el antinodo de una oscilación, y los hilos ab y $a'b'$ están cerca entre sí, como se puede ver en la Fig. 38. El puente aa' se sitúa a diversas distancias e del origen BB' de los hilos, se pone en funcionamiento el aparato de inducción, y se mide la magnitud i . Los valores respectivos de e y i en la proximidad del máximo son:—

$e =$	80	90	100	110	120	130	140	150	160cm.
$i =$	5.3	10.0	21.8	51.2	44.1	19.3	10.3	5.7	4.2 div.

Cuando se representan gráficamente estos valores puede verse que su curso es regular y presenta un máximo pronunciado entre 110 y 120. De hecho, las mediciones alcanzan su máximo valor en $i = 60,6$ en la escala de divisiones en $e = 114$ cm.

La segunda serie de observaciones está pensada para presentar el descenso de intensidad de la oscilación desde el antinodo c al nodo b . Por esta razón se dividió la distancia en 12 divisiones iguales, y el aparato se colocó en el punto final 13. Se han obtenido los siguientes valores primeros para i :—

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
80.5	80.5	79.0	77.0	65.6	57.8	50.0	38.5	27.5	17.05	7.0	1.0	0

Estos valores nos dan una curva suave y nos da una idea de la naturaleza de la oscilación, y sirve para convencernos que se diferencia apreciablemente de la oscilación senoidal sencilla.

Otros experimentos que ideé se refieren a la dirección de la fuerza eléctrica en las proximidades de los hilos. Estos experimentos no proporcionan más información aparte de la que ya conocemos. En el intervalo entre los hilos la aguja tiende a seguir la línea más corta entre los dos hilos; fuera de este espacio tiende a tomar la dirección hacia el hilo más cercano. Por tanto siempre tenemos una atracción aparente entre los extremos del tubo y las partes más cercanas de los hilos.

3. La fuerza magnética

Para investigar la fuerza magnética empleé un bucle circular de hilo de aluminio. El diámetro de este bucle era de 65 mm., y el grosor del hilo era 2 mm. El bucle estaba suspendido para que pudiera girar sobre su diámetro vertical, y, al igual que el cilindro en esta última sección, contaba con un imán, un espejo y una caja de vidrio. La Fig. 39 es un bosquejo del aparato.

Si hacemos caso omiso por un momento de la fuerza magnética, bajo la influencia de la oscilación, el bucle se debería comportar como el cilindro, y por tanto la dirección de las partes que están más alejadas del eje de rotación, es decir, el diámetro horizontal del bucle debería equivaler al eje longitudinal del cilindro. Por tanto podremos esperar que los puntos extremos del diámetro horizontal se vean atraídos por las zonas más cercanas de los hilos por los que pasan las ondas, esta acción sería más fuerte en el antinodo de la oscilación, y cesaría cerca de los nodos donde desaparece la fuerza eléctrica. Pero cuando colgamos el bucle en el nodo bb' , de la manera indicada en la Fig. 39, observamos otro fenómeno inesperado. El anillo no permanece en reposo bajo la influencia de la oscilación, sino que presenta desviaciones del mismo orden de magnitud que los mostrados por el cilindro en el antinodo de la oscilación. En segundo lugar, la desviación no indica una atracción sino una repulsión entre los puntos cercanos del bucle y los hilos. Esta repulsión es consecuencia de la propia oscilación como indica el hecho que su magnitud está determinada por la resonancia según la misma ley que la de la acción eléctrica. Si llevamos el bucle al interior del hilo doblado bb' , pero alteramos las posiciones relativas de los dos, encontraremos que el diámetro horizontal, en todos los

lados, se mueve siempre para tomar una posición perpendicular al plano del hilo curvado.

Sólo después de estos experimentos, y dejando aparte cualquier otro conocimiento obtenido, podemos afirmar que, además de la oscilación eléctrica, se encuentra una oscilación de otro tipo cuyos puntos nodales no coinciden con los de la oscilación eléctrica, y que esta oscilación, al igual que la oscilación eléctrica sola, presenta un cambio de dirección en las condiciones espaciales, pero la dirección característica de esta nueva oscilación es perpendicular a la eléctrica.

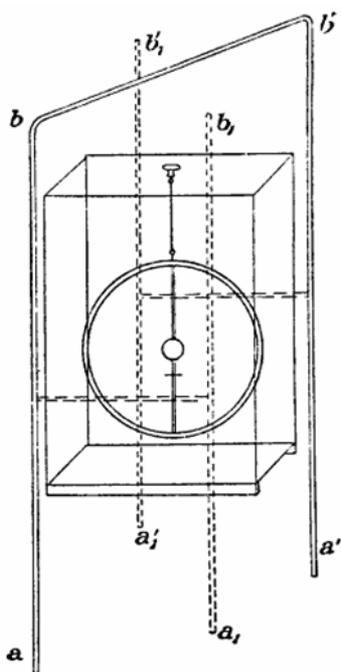


Fig. 39.

Además podemos avanzar más que la mera observación, e identificar esta nueva oscilación con la oscilación magnética exigida por la teoría. La fuerza magnética rápidamente alterna debe inducir una corriente alterna rítmica con ella en el bucle cerrado, y la reacción entre ellas es la causa de la desviación del bucle. La fuerza magnética tiene su valor máximo en los nodos de la oscilación eléctrica, y esta dirección es justamente perpen-

dicular al plano del hilo doblado. Podemos entender fácilmente la repulsión entre los hilos fijos en las partes cercanas del bucle si las consideramos como el efecto de corrientes que fluyen por estos caminos. La corriente inducida en el bucle debe anular continuamente el efecto de la corriente inducida en el interior del bucle; por tanto, en todo momento, debe estar en la dirección opuesta a esta última, y por esta razón se repelen.

Todos los fenómenos de perturbaciones que se han observado con el bucle suspendido, pueden relacionarse sin dificultad con la explicación anterior. Bajo ciertas circunstancias surgen complicaciones. Por ejemplo, si dejamos el montaje en el estado mostrado por la Fig. 39, y movemos el bucle desde el nodo bb' hacia el antinodo de la oscilación, la repulsión disminuye rápidamente; a cierta distancia se vuelve cero, y después cambia en atracción que aumenta hasta llegar al antinodo. En un caso especial, por ejemplo, la repulsión en bb' llega a 20 divisiones de la escala, desaparece a una distancia de 95 cm. del final, y después cambia a atracción cuyo valor máximo medido era de 44 divisiones de escala. Está claro que estos cambios no se explican tan sólo por el comportamiento de la fuerza magnética, sino por la acción conjunta de la fuerza magnética con la fuerza eléctrica; esta última es muy superior en c a la primera en bb' . Eliminando la fuerza eléctrica podemos confirmar esta idea y seguir el curso de la oscilación magnética. Para ello preparamos otros dos hilos en paralelo a los hilos ab y $a'b'$, pero sólo de 20 cm. de largo, y en una posición para que sean simétricos hacia los hilos ab y $a'b'$ en referencia a la posición del resto del bucle, como indican las líneas de puntos a_1b_1 y $a'_1b'_1$ en la Fig. 40. Conectamos ab con a_1b_1 y $a'b'$ con $a'_1b'_1$. Esto anula prácticamente la acción eléctrica, y apenas afecta a la magnética. De hecho, observamos ahora que a todas las distancias el anillo móvil es repelido por los hilos fijos. Esta repulsión disminuye continuamente desde los extremos hacia el centro de la oscilación; allí alcanza un mínimo que, en el ejemplo en particular al que nos referimos, es de 4 divisiones en la escala. Si la oscilación eléctrica fuera realmente una oscilación senoidal, la fuerza magnética desaparecería en el antinodo; pero vemos inmediatamente, por la distribución de la fuerza eléctrica, que no vale esta suposición sencilla, y podemos comprender fácilmente

la existencia de una fuerza magnética residual en el antinodo de la oscilación.

Como exige la teoría, los efectos mecánicos de la fuerza eléctrica y magnética demuestran ser, en general, del mismo orden de magnitud; el predominio de una sobre la otra en cada caso particular viene determinado principalmente por las proporciones de las partes cercanas del anillo y los hilos conductores fijos. Cuando más nos aproximamos al infinito con hilos finos, más predomina la fuerza magnética; al aumentar las superficies que están unidos a ellos, más predomina la fuerza magnética sobre la fuerza eléctrica. Es evidente que con las formas sencillas de conductores que se han elegido para la investigación, un conductor de cualquier forma en el interior de un tren de ondas electromagnéticas debe estar sujeto a la acción de fuerzas que son complicadas y no siempre son fáciles de entender.

XIII

SOBRE LAS ECUACIONES FUNDAMENTALES DEL ELECTROMAGNETISMO EN LOS CUERPOS EN REPOSO

(*Göttinger Nachr.* 19 Marzo 1890; *Wiedemann's Ann.* 40, pág. 577)

El sistema de ideas formuladas por Maxwell representan el fenómeno electromagnético con sus posibles desarrollos de una forma más rica y completa que ningún otro sistema que se ha ideado con el mismo propósito. Ciertamente es deseable que un sistema que es tan perfecto, en lo que a su contenido se refiere, también sea lo más perfecto posible en su forma. Ese sistema debe estar construido para permitir que se reconozcan fácilmente sus fundamentos lógicos; deben eliminarse todas las ideas no esenciales, y las relaciones de las ideas esenciales deben reducirse a su forma más sencilla. En este aspecto la propia representación de Maxwell no representa la meta más importante; hay frecuentes dudas entre las concepciones que existen según Maxwell, y las que he llegado. Maxwell comienza suponiendo la acción a distancia directa; investiga las leyes que según las hipotéticas polarizaciones del éter dieléctrico varían bajo la influencia de estas fuerzas a distancia; y termina diciendo que estas polarizaciones varían realmente, pero estas variaciones no están causadas por las fuerzas a distancia (Al mismo resultado se refiere al papel de von Helmholtz en el vol. 72 del *Journal* de Crelle, —no en todo, sino que se refiere a los valores especiales de las constantes, que permiten hacer desaparecer a las fuerzas a distancia de los resultados finales, y que, por tanto, llevan a la teoría apoyada aquí). Este procedimiento lleva en sí el sentimiento poco satisfactorio que debe haber algo equivocado sobre si es el resultado final o el modo de llegar a él. Otro efecto de este procedimiento es que en las fórmulas hay muchas ideas superfluas, y en sentido rudimentarias que sólo

adquieren su significación propia en la vieja teoría de acción a distancia. Entre las ideas rudimentarias de naturaleza física podría mencionar la del desplazamiento dieléctrico en el éter libre, que se distingue de la fuerza eléctrica que lo produce y la relación entre las dos –la capacidad inductiva específica del éter. Esta diferenciación tiene un significado siempre que podamos eliminar el éter del espacio y permitir que la fuerza persista en él. Esto es concebible, según la concepción de la que partió Maxwell; no es concebible según la concepción a la que hemos llegado siguiendo sus investigaciones. Podría mencionar como idea rudimentaria de naturaleza matemática el predominio del vector potencial en las ecuaciones fundamentales. En la construcción de la teoría nueva el potencial sirve de andamiaje; con su introducción las fuerzas a distancia aparecen discontinuamente en puntos particulares que son reemplazados por magnitudes en todos los puntos del espacio determinados sólo por las condiciones en los puntos cercanos. Pero después de haber aprendido a considerar las propias fuerzas como magnitudes de este último tipo, no hay motivo alguno para sustituirlas por potenciales a menos que se consiga alguna ventaja matemática. Y no me parece que haya ninguna ventaja con la introducción del vector potencial en las ecuaciones fundamentales; además en estas ecuaciones debería haber relaciones entre las magnitudes físicas que se observan realmente, y no entre las magnitudes que sirven solamente para el cálculo.

También, el referido fallo de forma dificulta aplicar la teoría de Maxwell a casos especiales. Con vistas a estas aplicaciones investigué durante un tiempo cambiar las ecuaciones de Maxwell para separar su significado especial de la forma particular en que aparecieron por primera vez. En el presente papel se incluyen los resultados a los que he llegado. Mr. Oliver Heaviside ha estado trabajando en la misma dirección desde 1885. Ha eliminado de las ecuaciones de Maxwell los mismos símbolos que yo, y sus ecuaciones son esencialmente las mismas a las que he llegado yo pero con una forma más simple (Estas ecuaciones se encontrarán en *Phil. Allay*, de Febrero de 1888. Hay referencias en papeles anteriores en *Electrician* en 1885, pero no me ha sido posible acceder a esta fuente). En este aspecto, Mr. Heaviside tiene la prioridad, espero que la siguiente representación no parezca

demasiado superflua. No reclamo haber llegado a la forma final; tan sólo admito mejoras que la hacen más sencilla que hasta ahora.

He dividido el tema en dos partes. En la primera parte (A) doy las ideas fundamentales y las fórmulas relacionadas con ellas. Se añadirán explicaciones a las fórmulas; pero estas explicaciones no se consideran como pruebas de la fórmula. Más bien se tratan como hechos derivados de los experimentos; y debe considerarse a los experimentos como prueba. Es cierto que no puede probarse cada fórmula por separado por medio de experimentos, sino todo el sistema. Pero esto mismo es válido para el sistema de ecuaciones de la dinámica ordinaria.

En la segunda parte (B) indico la manera que se observaron los hechos directamente observados y que pueden deducirse sistemáticamente de la fórmula; por tanto, con qué experimentos puede comprobarse si es correcto el sistema. Un tratamiento completo de esta parte tendría dimensiones muy grandes, y por tanto es suficiente con unas meras indicaciones.

A. LAS IDEAS FUNDAMENTALES Y SU CONEXIÓN

1. *Fuerza eléctrica y magnética*

Comenzando, el interior de todos los cuerpos, incluyendo el éter libre, puede padecer perturbaciones que podemos indicar unas como eléctricas y otras como magnéticas. No sabemos la naturaleza de estos cambios de estado, sino sólo el fenómeno que origina su presencia. Al considerar estas últimas con lo que sabemos, con su ayuda podemos determinar las relaciones geométricas del propio cambio de estado. Las perturbaciones del tipo eléctrico y magnético están relacionadas entre sí de tal forma que las de un tipo pueden existir independientemente del otro tipo; pero, por otra parte, no es posible que las perturbaciones de cualquiera de los dos tipos experimenten alteraciones temporales sin excitar simultáneamente perturbaciones del otro tipo. La producción de un cambio de estado necesita un aporte de energía; esta energía se ve liberada cuando desaparece la perturbación; por esto la presencia de la perturbación representa un gasto de energía. En cualquier punto dado puede distinguirse el cambio de estado de cualquier tipo como cambio de dirección,

sentido y magnitud. Por tanto, para la determinación del estado eléctrico y magnético, es necesario especificar una magnitud dirigida de las tres componentes. Pero en nuestra teoría presente hay una hipótesis esencial e importante que dice que es suficiente con especificar una única magnitud dirigida para determinar totalmente el cambio de estado. Ciertos fenómenos, p. ej. el magnetismo permanente, dispersión, etc., no son inteligibles desde este punto de vista, esto exige que las condiciones eléctricas o magnéticas en cualquier punto deban representarse por más de una variable (Ver Nota 29 al final del libro). Por esta razón estos fenómenos están excluidos de nuestra consideración en su estado actual.

A la magnitud dirigida por los medios que determinamos el estado eléctrico le llamamos fuerza eléctrica. El fenómeno por el cual definimos la fuerza eléctrica es la fuerza mecánica que experimentan ciertos cuerpos cargados eléctricamente en un espacio vacío bajo tensión eléctrica. Es decir, en un espacio vacío podemos hacer que la componente de la fuerza eléctrica en cualquier dirección dada sea proporcional al componente de su fuerza mecánica en la misma dirección.

Entendemos por fuerza eléctrica en un cuerpo ponderable la fuerza eléctrica de este punto en un espacio cilíndrico infinitamente pequeño, infinitamente estrecho comparado con su longitud, fuera del cuerpo y de tal forma que su dirección coincida con la de la fuerza, una necesidad que, como muestra la experiencia, puede satisfacerse siempre. Y cualquiera que sea la relación entre la fuerza medida y el cambio de estado del cuerpo, según nuestra hipótesis, debe determinar el cambio de estado sin ambigüedad. Si sustituimos la palabra “eléctrico” por la palabra “magnético”, y el cuerpo electrificado de medición por el polo de una aguja magnética, obtenemos la definición de fuerza magnética. Para sentar el sentido de ambas fuerzas en la forma convencional, vamos a estipular que el cuerpo electrificado de medición está cargado con electricidad vítrea, y el polo de la aguja magnética usada apunta hacia el norte. Todavía se reservan las unidades de fuerza. Los componentes de la fuerza eléctrica en las direcciones x , y , z se indicarán como X , Y , Z , y los componentes de la fuerza magnética correspondientes serán L , M , N .

2. La energía del campo

La reserva de energía eléctrica en una parte de un cuerpo, en que la fuerza eléctrica tiene un valor constante, es una función homogénea cuadrática de las tres componentes de la fuerza eléctrica. Esto es válido también para la fuente de la energía magnética. El total de energía suministrado lo indicaremos como electromagnética; es la suma de la energía eléctrica y magnética.

Según esto, la cantidad de energía de cualquier tipo por unidad de volumen para un cuerpo isotrópico es igual al producto del cuadrado de la fuerza total considerada y una constante. La magnitud de esta última puede ser diferente para la energía eléctrica y magnética; depende del material del cuerpo y la elección de las unidades de energía y de fuerzas. Podríamos medir la energía en unidades absolutas de Gauss; y deberíamos fijar ahora las unidades de fuerza estipulando que en éter libre el valor de las constantes debe ser igual a $1/8\pi$, de esta forma la energía por unidad de volumen del éter bajo tensión será

$$\frac{1}{8\pi}(X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{1}{8\pi}(L^2 + M^2 + N^2).$$

Cuando se miden las fuerzas de esta forma, decimos que se miden en unidades absolutas de Gauss (Ver H. Helmholtz, *Wied. Ann.* 117, pág. 42, 1882). Las dimensiones de la fuerza eléctrica se convierten en las mismas de la fuerza magnética. En ambas su cuadrado tiene las dimensiones de energía por unidad de volumen; o, expresadas de la forma usual, las dimensiones de ambos son tales que para todo cuerpo eléctrico ponderable podemos, según lo que hemos dicho, hacer la energía por unidad de volumen igual a

$$\frac{\epsilon}{8\pi}(X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{\mu}{8\pi}(L^2 + M^2 + N^2).$$

Las nuevas constantes (ϵ y μ) introducidas son necesariamente positivas, y son simplemente números. Podemos llamar ϵ a la capacidad específica inductiva (*Dielektricitätsconstante*) y μ la permeabilidad magnética (*Magnetisirungsconstante*) de la sustancia. Claramente ϵ y μ son relaciones numéricas, por medio de las cuales comparamos la energía de un material con la energía de otro material. Un valor definido de ambos no sigue

simplemente la naturaleza de la propia sustancia. Lo que queremos indicar cuando decimos que la capacidad inductiva específica y la permeabilidad magnética es que no son constantes intrínsecas de una sustancia. No hay nada erróneo al decir que estas constantes son iguales a la unidad para el éter; pero esto no se deriva de la experiencia; es tan sólo una estipulación arbitraria por nuestra parte.

Para los cuerpos cristalinos la energía por unidad de volumen será igual a

$$\frac{1}{8\pi}(\epsilon_{11}X^2 + \epsilon_{22}Y^2 + \epsilon_{33}Z^2 + 2\epsilon_{12}XY + 2\epsilon_{23}YZ + 2\epsilon_{13}XZ) \\ + \frac{1}{8\pi}(\mu_{11}L^2 + \mu_{22}M^2 + \mu_{33}N^2 + 2\mu_{12}LM + 2\mu_{23}MN + 2\mu_{13}LN).$$

Mediante una elección detallada de los ejes se puede transformar una parte o la otra de esta expresión en una suma de tres cuadrados. Incluso es probable que la misma elección de ejes pueda transformar ambas partes. μ y ϵ deben tener un valor tal para que en la transformación de una suma de cuadrados todos los coeficientes sean positivos.

3. Conexión de las fuerzas en el éter

Suponemos que el sistema de coordenadas es tal que la dirección de la x positiva es una recta que parte de nosotros, la dirección de la z positiva es hacia arriba, e y aumenta de izquierda a derecha (Desgraciadamente para el lector inglés este no es el sistema empleado por Maxwell, sino el simétrico. Por tanto hay algunas diferencias en las fórmulas de Maxwell en cuanto a los signos + y -. El sistema es el que empleó von Helmholtz en sus papeles). Suponiendo esto, las fuerzas eléctricas y magnéticas en el éter están relacionadas entre sí según las siguientes ecuaciones:—

$$(3_a) \left\{ \begin{array}{l} A \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{array} \right. \quad (3_b) \left\{ \begin{array}{l} A \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}, \end{array} \right.$$

además tenemos las ecuaciones (que no son consistentes con las anteriores)–

$$(3_c) \quad \frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} = 0, \quad \frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0$$

como un modo de distinguir el éter de la materia ponderable.

Después de desentrañar estas ecuaciones, no parece necesario deducirlas (de acuerdo su curso histórico) de conjeturas como la constitución eléctrica y magnética del éter y la naturaleza de las fuerzas que actúan, –todo esto es por completo desconocido. Más bien es aconsejable comenzar desde estas ecuaciones en búsqueda de otras conjeturas respecto a la constitución del éter.

Al ser las dimensiones de X, Y, Z y de L, M, N las mismas, la constante A debe ser la inversa de la velocidad. En realidad es una constante intrínseca del éter; al decir esto podemos afirmar que su magnitud es independiente de la presencia de cualquier otro cuerpo, o de cualquier estipulación arbitraria por nuestra parte.

Podemos multiplicar todas nuestras ecuaciones por $(\frac{1}{4}\pi A).d\tau$; y multiplicar después los miembros de las series separadamente por L, M, N, X, Y, Z respectivamente, y sumarlas todas. Integramos ambos lados de la ecuación resultante en cualquier espacio definido, del cual el elemento de superficie $d\omega$ crea, con el eje de coordenadas, el ángulo n_x, n_y, n_z . La integración puede hacerse en el lado derecho de la ecuación, y obtenemos–

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int \left\{ \frac{1}{8\pi} (X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{1}{8\pi} (L^2 + M^2 + N^2) \right\} d\tau \\ & = \frac{1}{4\pi A} \int \left\{ (NY - MZ) \cos n_x + (LZ - NX) \cos n_y \right. \\ & \quad \left. + (MX - LY) \cos n_z \right\} d\omega. \end{aligned}$$

La integral del lado izquierdo es la energía electromagnética del espacio; por tanto la ecuación da la variación de esta energía, expresada en magnitudes que se relacionan sólo de la frontera de la superficie del espacio.

4. Conductores no isotrópicos

En un no conductor homogéneo isotrópico el fenómeno es cualitativamente idéntico al del éter libre. Difieren cualitativamente en dos aspectos: en primer lugar, la constante intrínseca tiene un valor diferente del que tiene en el éter; y en segundo lugar, la expresión para la energía por unidad de volumen contiene, como se ha explicado antes, las constantes ϵ y μ . Las siguientes ecuaciones representan esto, y son de acuerdo con la experiencia:—

$$(4_a) \begin{cases} A\mu \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A\mu \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A\mu \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases} \quad (4_b) \begin{cases} A\epsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A\epsilon \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A\epsilon \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}. \end{cases}$$

Por que si, por un momento, determinados la medida de las fuerzas en el no conductor como hemos hecho anteriormente en el éter, y sustituimos X, Y, Z por $X/\sqrt{\epsilon}, Y/\sqrt{\epsilon}, Z/\sqrt{\epsilon}$, y L, M, N por $L/\sqrt{\mu}, M/\sqrt{\mu}, N/\sqrt{\mu}$ las ecuaciones toman exactamente la forma de las ecuaciones para el éter —con esta única diferencia, la magnitud A es sustituida por la magnitud $A/\sqrt{\epsilon\mu}$. Si, por otra parte, mantenemos nuestra medición de las fuerzas, podemos asignar de forma consistente a la energía el valor necesario. Al hacer las mismas operaciones que hemos hecho en la sección anterior, obtenemos—

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int \left\{ \frac{\epsilon}{8\pi} (X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{\mu}{8\pi} (L^2 + M^2 + N^2) \right\} d\tau \\ &= \frac{1}{4\pi A} \int \{ (NY - MZ) \cos n_x + (LZ - NX) \cos n_y \\ & \quad + (MX - LY) \cos n_z \} d\omega. \end{aligned}$$

La idea general que nos ha guiado a las ecuaciones (4) no vale cuando el conductor no es homogéneo. Por tanto surge la cuestión —¿Nuestras ecuaciones son buenas en este caso? La experiencia responde afirmativamente a esta cuestión; por tanto

podemos considerar las magnitudes ε y μ en ecuaciones (4_a) y (4_b) como variable punto a punto.

5. No conductores cristalinos

Podemos obtener una representación del proceso que tiene lugar en los cuerpos cuya estructura difiere en direcciones diferentes, pero cuyas propiedades electromagnéticas se funden en los no conductores isotrópicos así como desaparece la electrostática —considerando las variaciones temporales de las fuerzas del lado izquierdo en nuestras ecuaciones como funciones perfectamente lineales de las variaciones espaciales del tipo opuesto a las del lado derecho. La forma general de estas funciones lineales y la elección de sus constantes está restringida: 1- se supone que la misma operación que nos ha permitido antes disponer de una ecuación para la variación de energía que hay siempre, y 2- se estipula que la energía debe expresarse de la forma preestablecida. Con estas consideraciones llegamos a las siguientes ecuaciones, que, de hecho, son suficientes para la representación de los fenómenos más importantes:—

$$(5_a) \begin{cases} A \left(\mu_{11} \frac{dL}{dt} + \mu_{12} \frac{dM}{dt} + \mu_{13} \frac{dN}{dt} \right) = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \left(\mu_{12} \frac{dL}{dt} + \mu_{22} \frac{dM}{dt} + \mu_{23} \frac{dN}{dt} \right) = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \left(\mu_{13} \frac{dL}{dt} + \mu_{23} \frac{dM}{dt} + \mu_{33} \frac{dN}{dt} \right) = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases}$$

$$(5_b) \begin{cases} A \left(\epsilon_{11} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{12} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{13} \frac{dZ}{dt} \right) = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A \left(\epsilon_{12} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{22} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dZ}{dt} \right) = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A \left(\epsilon_{13} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{33} \frac{dZ}{dt} \right) = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}. \end{cases}$$

La ecuación para la variación de la energía en un espacio da el mismo resultado en las secciones (3) y (4). La experiencia también demuestra que no es necesario considerar ε y μ en las ecuaciones de la sección presente al ser una constante en todo el espacio; puede ocurrir que varíe la magnitud de punto a punto.

6. Distribución de las fuerzas en conductores

En los cuerpos considerados hasta ahora, toda variación de la fuerza eléctrica aparece a consecuencia de la presencia de fuerzas magnéticas. Si en una región finita las fuerzas magnéticas son igual a cero, están a la espera de cualquier causa para una variación; y toda distribución existente de fuerza eléctrica es permanente, siempre que no llegue al interior ninguna perturbación de fuera de los límites de la región. Las fuerzas eléctricas no se comportan igual en todos los cuerpos. En muchos cuerpos cuando se deja una fuerza eléctrica se desvanece con mayor o menor rapidez; en estos cuerpos son necesarias las fuerzas magnéticas u otras causas para contrarrestar el cambio que sufre la distribución existente. Por razones que aparecerán más tarde, llamamos conductores a estos cuerpos. La suposición más simple que podemos hacer con respecto a ellos es la siguiente: En primer lugar, que las pérdidas por unidad de tiempo que experimenta una fuerza eléctrica cuando se deja es proporcional a la propia fuerza; y, en segundo lugar, que independientemente de estas pérdidas las fuerzas magnéticas tienen tendencia a producir las mismas variaciones en todos los cuerpos considerados hasta ahora. Si introducimos una constante nueva λ , la primera suposición nos permite afirmar que la componente X de la fuerza cuando se deja varía según la ecuación—

$$A\epsilon \frac{dX}{dt} = -4\pi\lambda AX.$$

La segunda suposición apoya a la primera de la siguiente manera:— Cuando se encuentran presentes fuerzas magnéticas, la variación tendrá lugar según la ecuación—

$$A\epsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi\lambda AX.$$

La constante λ significa la conductividad específica del cuerpo, medido en unidades electrostáticas. Su dimensión es la inversa del tiempo. Por tanto la magnitud $\epsilon/4\pi\lambda$ es un tiempo; es el tiempo que tarda la fuerza en caer por sí sola a $1/e$ de su valor inicial, es el tiempo de caída. Hr. E. Cohn fue el primero que

observó y llamó la atención al hecho que este tiempo, y no tan sólo λ , es una constante intrínseca del cuerpo considerado; se puede decidir sin ambigüedad e independiente de cualquier otro medio (Con respecto a esto, y a la manera en que la magnitud λ se ha introducido aquí, Hr. E. Cohn, *Berl. Ver.* 26, pág. 405, 1889).

Estas consideraciones nos llevan a conjeturar las siguientes ecuaciones que están de acuerdo con la experiencia—

$$(6_a) \begin{cases} A\mu \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A\mu \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A\mu \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases} \quad (6_b) \begin{cases} A\epsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi\lambda AX, \\ A\epsilon \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - 4\pi\lambda AY, \\ A\epsilon \frac{dZ}{dt} = \frac{dX}{dy} - \frac{dM}{dx} - 4\pi\lambda AZ. \end{cases}$$

Estas ecuaciones se refieren sólo al medio isotrópico; sin embargo no es necesario, en lo que respecta a las hipótesis relacionadas, que los cuerpos sean homogéneos. Pero para representar con exactitud la distribución actual de las fuerzas en un cuerpo no homogéneo, es necesario extender en cierto modo nuestras ecuaciones. Si la constitución de un cuerpo varía de punto a punto, generalmente la fuerza eléctrica no cae por completo a cero, sino que toma un cierto valor final que no es cero. A este valor, cuyos componentes pueden ser X' , Y' , Z' , podemos llamarlo fuerza electromotriz que actúa en este punto en cuestión. Consideramos que es independiente del cuerpo; en general es mayor, al aumentar la variación de la naturaleza química del cuerpo por unidad de longitud. Explicamos la acción de la fuerza electromotriz de la siguiente forma:— En vez de disminuir la fuerza eléctrica cuando es proporcional a su valor absoluto, la hacemos proporcional a la diferencia que queda entre este valor absoluto y el valor final. En el caso de conductores cuya estructura admite la producción de fuerzas electromotrices, nuestras ecuaciones se convierten en—

$$(6_c) \begin{cases} A\mu \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A\mu \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A\mu \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases} \quad (6_d) \begin{cases} A\epsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi\lambda A(X - X'), \\ A\epsilon \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - 4\pi\lambda A(Y - Y'), \\ A\epsilon \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} - 4\pi\lambda A(Z - Z'). \end{cases}$$

7. Conductores eolotrópicos

Si el conductor se comporta de forma diferente en diferentes direcciones, no podemos suponer mucho por tiempo que la disminución de cada componente de la fuerza cuando se deja depende tan sólo de esta misma componente; más bien debemos suponer que es una función lineal de las tres componentes. Si suponemos además que cuando desaparece la conductividad, las ecuaciones se reducen a las de un conductor no eolotrópico, llegamos al siguiente sistema:—

$$(7_a) \left\{ \begin{aligned} A \left(\mu_{11} \frac{dL}{dt} + \mu_{12} \frac{dM}{dt} + \mu_{13} \frac{dN}{dt} \right) &= \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \left(\mu_{12} \frac{dL}{dt} + \mu_{22} \frac{dM}{dt} + \mu_{23} \frac{dN}{dt} \right) &= \frac{dX}{dz} - \frac{dX}{dx}, \\ A \left(\mu_{13} \frac{dL}{dt} + \mu_{23} \frac{dM}{dt} + \mu_{33} \frac{dN}{dt} \right) &= \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}, \end{aligned} \right.$$

$$(7_b) \left\{ \begin{aligned} A \left(\epsilon_{11} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{12} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{13} \frac{dZ}{dt} \right) &= \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \\ &\quad - 4\pi A \{ \lambda_{11}(X - X') + \lambda_{12}(Y - Y') + \lambda_{13}(Z - Z') \}, \\ A \left(\epsilon_{12} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{22} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dZ}{dt} \right) &= \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} \\ &\quad - 4\pi A \{ \lambda_{21}(X - X') + \lambda_{22}(Y - Y') + \lambda_{23}(Z - Z') \}, \\ A \left(\epsilon_{13} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{33} \frac{dZ}{dt} \right) &= \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} \\ &\quad - 4\pi A \{ \lambda_{31}(X - X') + \lambda_{32}(Y - Y') + \lambda_{33}(Z - Z') \}; \end{aligned} \right.$$

Es muy probable que en todos los cuerpos actuales $\lambda_{12} = \lambda_{21}$, $\lambda_{31} = \lambda_{13}$, $\lambda_{23} = \lambda_{32}$. Podemos considerar a las constantes ϵ , μ , λ en las ecuaciones de esta sección que varían de valor en cada lugar.

8. Condiciones límite

Puede verse fácilmente que las ecuaciones (7a) y (7b) incluyen a todas las anteriores como casos particulares; y que incluso pueden deducirse las ecuaciones para el éter libre mediante una adecuada elección de las constantes. Pero al ser estas constantes funciones del espacio, podemos considerar la superficie de separación de dos cuerpos heterogéneos como una capa de

transición, en que las constantes pasan con una rapidez extraordinaria de un valor a otro, pero esto sucede de una forma que incluso en la propia capa tienen validez las ecuaciones anteriores, y expresan relaciones finitas entre los valores finitos de las constantes y las fuerzas que también permanecen finitas. Para deducir las condiciones límites a partir de esta hipótesis, que están de acuerdo con la experiencia, vamos a suponer para simplificar que el elemento de la superficie de separación considerada coincide con el plano xy .

Sin considerar por el momento la aparición de fuerzas electromotrices entre los cuerpos en contacto, encontraremos, al examinar las primeras dos ecuaciones (7_a) y (7_b), que las

$$\frac{dX}{dz}, \quad \frac{dY}{dz}, \quad \frac{dM}{dz}, \quad \frac{dL}{dz}$$

magnitudes también deben permanecer infinitas en la capa, a consecuencia de nuestra hipótesis. De esta forma, si el índice 1 se refiere a un lado de la capa límite, y el índice 2 al otro lado, debemos tener

$$(8_a) \quad \begin{aligned} Y_2 - Y_1 &= 0, \\ X_2 - X_1 &= 0. \end{aligned} \quad (8_b) \quad \begin{aligned} M_2 - M_1 &= 0, \\ L_2 - L_1 &= 0. \end{aligned}$$

Las componentes de la fuerza que son tangenciales a la superficie límite continúan por ella sin discontinuidad. Al aplicar esto a la tercera ecuación (7_a) y (7_b), descubrimos que las expresiones

$$\begin{aligned} \mu_{13} \frac{dL}{dt} + \mu_{23} \frac{dM}{dt} + \mu_{33} \frac{dN}{dt} & \quad y \\ \epsilon_{13} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{33} \frac{dZ}{dt} + 4\pi(\lambda_{31}X + \lambda_{32}Y + \lambda_{33}Z) & \end{aligned}$$

deben tener el mismo valor en ambos lados de la capa límite. Esta afirmación, que expresa la dependencia recíproca de las componentes normales de las fuerzas en ambos lados de la superficie límite, toma para el caso de los cuerpos isotrópicos la forma sencilla

$$(8_c) \quad \mu_1 \frac{dN_1}{dt} - \mu_2 \frac{dN_2}{dt} = 0,$$

$$(8_d) \quad \epsilon_1 \frac{dZ_1}{dt} - \epsilon_2 \frac{dZ_2}{dt} = -4\pi(\lambda_1 Z_1 - \lambda_2 Z_2).$$

En siguiente lugar, si no excluimos la aparición de las fuerzas electromotrices en la capa límite, observaremos que, según la experiencia, la componente de estas fuerzas que es normal a la superficie límite, p. ej. Z' , se vuelve infinita en la capa de transición, y de tal forma que la integral $\int Z/dz$ toma en toda la superficie límite un valor finito; puede obtenerse este valor en los experimentos, aunque esto nos lleva a seguir a oscuras el curso de Z' . Vamos a satisfacer ahora la hipótesis de la presente sección suponiendo que, con L, M, N, X, Y , que la magnitud $Z - Z'$ permanece finita en la capa de transición. Z se convierte infinito, no obstante, podemos hacer que dZ/dt permanezca finita. Además, podemos poner

$$(8_e) \quad \int Z dz = \int Z' dz \Rightarrow \phi_{1,2},$$

Vamos a integrar las primeras dos ecuaciones (7a) y (7b) después multiplicarlas por dz en toda la capa de transición. Debido al camino tan corto, la integral de todas las magnitudes finitas desaparecen, y obtenemos las condiciones—

$$(8_f) \quad \begin{cases} Y_2 - Y_1 = \frac{d\phi_{1,2}}{dy}, \\ X_2 - X_1 = \frac{d\phi_{1,2}}{dx}; \end{cases} \quad (8_g) \quad \begin{cases} M_2 - M_1 = 0, \\ N_2 - N_1 = 0. \end{cases}$$

Al aplicar estas a la tercera ecuación (7a) y (7b) obtenemos como condiciones para las fuerzas normales, en ambos lados de la superficie límite, los valores de las expresiones

$$\begin{aligned} & \mu_{13} \frac{dL}{dt} + \mu_{23} \frac{dM}{dt} + \mu_{33} \frac{dN}{dt}, \\ & \epsilon_{13} \frac{dX}{dt} + \epsilon_{23} \frac{dY}{dt} + \epsilon_{33} \frac{dZ}{dt} + 4\pi \{ \lambda_{31}(X - X') \\ & \quad + \lambda_{32}(Y - Y') + \lambda_{33}(Z - Z') \} \end{aligned}$$

deben ser iguales. Si los cuerpos en ambos lados de la superficie límite son homogéneos, la presencia de las fuerzas electro-motrices no tiene efecto sobre las condiciones por las cuales están conectadas las fuerzas existentes en ambos lados.

Nuestras condiciones límites no son nada más que las ecuaciones generales (7_a) y (7_b) transformadas para satisfacer las circunstancias especiales. Por tanto podemos imaginar todas las operaciones relativas a estas ecuaciones generales en una región definida y extenderlas inmediatamente a los límites de los cuerpos heterogéneos en esta región; esto siempre que este procedimiento no caiga en imposibilidades matemáticas, y por tanto nuestras ideas y operaciones, bien sea directamente o por transformación, no dejen de ser finitos y definidos. Con frecuencia debemos contentarnos con la conveniencia que surge de esto. Y si, en general nos ahorramos demostrar que todas las expresiones que surgen son finitas y definidas, no debemos suponer que esto ocurre porque consideramos esas pruebas como superfluas, sino sólo porque se ha obtenido la prueba, o puede obtenerse de ejemplos conocidos, en todos los casos que se tengan que considerar.

Cada una de las secciones anteriores significa un aumento en el número de hechos abarcados por la teoría. Por otra parte, las secciones siguientes tratan sólo con nombres y notaciones. Como su introducción no aumenta el número de hechos abarcados, solamente es accesoria a la teoría, su valor consisten en parte para posibilitar una forma de expresión más concisa, y también en parte simplemente para llevar a nuestra teoría a su relación más adecuada respecto a los antiguos puntos de vista de la teoría eléctrica.

9. Polarización eléctrica y magnética

En lo que nuestras ecuaciones se relacionan con el medio isotrópico, cada una por separado da el valor que tendrán todas las magnitudes físicas consideradas en el momento siguiente, expresadas como una función definida de las condiciones existentes en el momento presente. Esta forma de ecuación es muy perfecta desde un punto de vista matemático, ya que nos permite averiguar desde el principio y sin ninguna ambigüedad las ecuaciones que determinan el curso de todo proceso que se

excite arbitrariamente. Esto aparece también muy perfecto desde el punto de vista filosófico; ya que nos permite reconocer en el lado izquierdo de la ecuación el estado futuro –la consecuencia– mientras, al mismo tiempo, en la parte derecha de la ecuación, presenta el estado actual –la causa. Pero nuestras ecuaciones que se relacionan con los cuerpos eolotrópicos no tienen esta perfección; en la parte izquierda no contienen las variaciones de una única magnitud física, sino las funciones de estas variaciones. Al ser lineales estas funciones, las ecuaciones pueden disponerse en la forma deseada resolviéndolas para cada variación por separado. Otro medio de llegar al mismo fin –que simplifica al mismo tiempo la ecuación– es introducir las magnitudes que podemos llamar polarizaciones. Podemos poner

$$(9_c) \begin{cases} \mathfrak{E} = \mu_{11}\mathfrak{L} + \mu_{12}\mathfrak{M} + \mu_{13}\mathfrak{N}, \\ \mathfrak{M} = \mu_{12}\mathfrak{L} + \mu_{22}\mathfrak{M} + \mu_{23}\mathfrak{N}, \\ \mathfrak{N} = \mu_{13}\mathfrak{L} + \mu_{23}\mathfrak{M} + \mu_{33}\mathfrak{N}; \end{cases} \quad (9_d) \begin{cases} \mathfrak{X} = \epsilon_{11}\mathfrak{X} + \epsilon_{12}\mathfrak{Y} + \epsilon_{13}\mathfrak{Z}, \\ \mathfrak{Y} = \epsilon_{12}\mathfrak{X} + \epsilon_{22}\mathfrak{Y} + \epsilon_{23}\mathfrak{Z}, \\ \mathfrak{Z} = \epsilon_{13}\mathfrak{X} + \epsilon_{23}\mathfrak{Y} + \epsilon_{33}\mathfrak{Z}; \end{cases}$$

y llamar a la resultante de \mathfrak{E} , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} polarización magnética, y a la resultante de \mathfrak{X} , \mathfrak{Y} , \mathfrak{Z} polarización eléctrica. Para los cuerpos isotrópicos las polarizaciones y las fuerzas tienen la misma dirección, y la relación entre la primera y la última es la capacidad inductiva específica o permeabilidad magnética. En el caso del éter coinciden las polarizaciones y las fuerzas. Si introducimos las polarizaciones en la parte izquierda de nuestras ecuaciones, cada ecuación nos da la variación de un único componente de polarización como resultado de las fuerzas que se encuentran presentes instantáneamente. Al ser las fuerzas funciones lineales de la polarización, tampoco hay dificultad alguna en introducir las polarizaciones en el lado derecho de las ecuaciones. Por tanto hemos reemplazado la magnitud dirigida en particular –la fuerza– que hemos usado antes para determinar el estado electromagnético por otra magnitud dirigida –la polarización– que también nos servirá igual para nuestro propósito, sino mejor. La introducción de las polarizaciones y las fuerzas a cada lado simplifica considerablemente las ecuaciones; y esta es nuestra primera indicación de que, para representar por completo las condiciones en los cuerpos ponderables, al menos es necesario especificar dos magnitudes dirigidas por la condición eléctrica y dos por la condición magnética.

Para simplificar más nuestras ecuaciones, podemos poner

$$(9_e) \begin{cases} u = \lambda_{11}(X - X') + \lambda_{12}(Y - Y') + \lambda_{13}(Z - Z'), \\ v = \lambda_{21}(X - X') + \lambda_{22}(Y - Y') + \lambda_{23}(Z - Z'), \\ w = \lambda_{31}(X - X') + \lambda_{32}(Y - Y') + \lambda_{33}(Z - Z'). \end{cases}$$

Por razones que se dirán en la siguiente sección, podemos llamar u , v , w , a las componentes (medidas en unidades electrostáticas) de la densidad de corriente eléctrica.

Nuestras ecuaciones más generales toman ahora la forma

$$(9_a) \begin{cases} A \frac{d\mathfrak{X}}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \frac{d\mathfrak{N}}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases} \quad (9_b) \begin{cases} A \frac{d\mathfrak{X}}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi Au, \\ A \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - 4\pi Av, \\ A \frac{d\mathfrak{N}}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} - 4\pi Aw, \end{cases}$$

y al introducir las polarizaciones, la energía electromagnética por unidad de volumen de cualquier cuerpo sin importar la forma, es:

$$\frac{1}{8\pi}(\mathfrak{X}X + \mathfrak{M}M + \mathfrak{N}N) + \frac{1}{8\pi}(\mathfrak{L}L + \mathfrak{M}M + \mathfrak{N}N).$$

En estas expresiones no aparece ninguna cantidad que se refiera a ningún cuerpo en particular. La exigencia de que estas ecuaciones deben satisfacerse en todos los puntos del espacio infinito abarca a todos los problemas del electromagnetismo; y la multiplicidad infinita de estos problemas sólo surge por el hecho que las constantes ϵ , ϵ , λ , X' , Y' , Z' de las relaciones lineales (9c), (9d) (9e) pueden ser funciones del espacio de múltiples modos, que varían de punto a punto en parte continua, y en parte discontinuamente.

10. Electricidad y magnetismo

Supongamos un sistema de cuerpos ponderables en que tiene lugar un proceso electromagnético, y que está separado de otros sistemas por un espacio vacío. Si diferenciamos las tres ecuaciones (9b) respecto a x , y , z , y las sumamos; obtendremos por tanto la siguiente ecuación para todos los puntos del sistema

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) = -4\pi \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right).$$

Multiplicamos esta ecuación por el elemento de volumen $d\tau$, y lo integramos sobre el volumen encima de cualquier superficie, que abarque por completo al sistema ponderable. Si $d\omega$ es el elemento de esta superficie, y hacemos que $d\omega$ sea normal a los ejes en los ángulos n_x, n_y, n_z . Al ser u, v, w cero en la superficie, tenemos

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) d\tau &= \frac{d}{dt} \int (\mathfrak{X} \cos n_x + \mathfrak{Y} \cos n_y + \mathfrak{Z} \cos n_z) d\omega \\ &= -4\pi \int \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) d\tau \\ &= -4\pi \int (u \cos n_x + v \cos n_y + w \cos n_z) d\omega = 0. \end{aligned}$$

Por tanto, si e indica una cantidad que es independiente del tiempo—

$$(10_a) \left\{ \begin{aligned} &\int \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) d\tau \\ &= \int (\mathfrak{X} \cos n_x + \mathfrak{Y} \cos n_y + \mathfrak{Z} \cos n_z) d\omega = 4\pi e. \end{aligned} \right.$$

La cantidad e es obviamente una función del estado eléctrico del sistema —una función de un tipo que no puede aumentar o disminuir ningún proceso interno o externo de naturaleza puramente electromagnética. Esta indestructibilidad que presenta la cantidad e —que también se cumple en otros procesos puramente electromagnéticos, y que se limitan al interior del sistema— impulsa la idea que e representa la cantidad de cierta sustancia contenida en el sistema. Según esta idea podemos llamar e a la cantidad de electricidad contenida en el sistema ponderable. Pero debemos permitir que e sea positiva o negativa, por el contrario la cantidad de una sustancia es necesariamente positiva. Por esta razón la hipótesis se apoya suponiendo la existencia de dos electricidades de propiedades opuestas, y haciendo que e sea la diferencia entre las dos; también se ha resuelto la dificultad suponiendo que e representa sólo la desviación entre la cantidad de electricidad contenida y la cantidad

normal. Pero si e representa la cantidad de una sustancia en una de estas formas o cualquier otra, cada elemento de volumen $d\tau$ debe disponer de su parte definida de la cantidad total de e . Sólo se puede distribuir hipotéticamente el volumen integral, que proporciona e , entre los elementos de volumen independientes. Una distribución posible –la única que se ha sugerido por el momento –asigna al elemento de volumen $d\tau$ la cantidad de electricidad–

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) d\tau.$$

Podemos llamar a la cantidad de electricidad integrada de esta forma como la electricidad verdadera del elemento de volumen; según ello, en el interior de un cuerpo debemos tener la expresión

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right)$$

como densidad de volumen verdadera, y en la superficie de separación de cuerpos diferentes la expresión

$$\frac{1}{4\pi} \{ (\mathfrak{X}_2 - \mathfrak{X}_1) \cos n_x + (\mathfrak{Y}_2 - \mathfrak{Y}_1) \cos n_y + (\mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_1) \cos n_z \}$$

como la densidad de la electricidad verdadera

Otra posible distribución de e entre los elementos de volumen sugiere que lo que observamos en un espacio vacío son polarizaciones y fuerzas idénticas, y por tanto podemos escribir en vez de (10_a)–

$$(10_b) \left\{ \begin{aligned} 4\pi e &= \int (\mathfrak{X} \cos n_x + \mathfrak{Y} \cos n_y + \mathfrak{Z} \cos n_z) d\omega \\ &= \int \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) d\tau, \end{aligned} \right.$$

y además podemos considerar la expresión

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) d\tau$$

que representa la cantidad con que el elemento de volumen $d\tau$ contribuye a e . Según esto, podemos llamar la cantidad de

electricidad determinada así electricidad libre del elemento de volumen, y

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} \right)$$

la densidad de volumen libre, y en la superficie de separación—

$$\frac{1}{4\pi} \{ (X_2 - X_1) \cos n_x + (Y_2 - Y_1) \cos n_y + (Z_2 - Z_1) \cos n_z \}$$

la densidad en la superficie de electricidad libre. A la diferencia entre la electricidad verdadera y la libre la podemos llamar electricidad en el borde. Nuestra nomenclatura sigue la nomenclatura familiar que tiene su origen en las ideas sostenidas hasta ahora sobre una acción a distancia eléctrica (Ver Nota 30 al final del libro). Según estas ideas, una parte de la cantidad de electricidad extraña o verdadera introducida en un no conductor permanece unida por el desplazamiento eléctrico (Esto no es idéntico con nuestras polarizaciones [Ver la parte teórica de la Introducción]) en las moléculas del medio que le rodea; mientras que el resto permanece “libre” para ejercer su acción a distancia hacia el exterior. Aún así nuestra nomenclatura difiere de la usual en muchos aspectos. Pero al ser esta última ambigua en muchos aspectos y no siempre consistente, no me es posible encontrar un sistema de notación que armonice en todos los casos con el uso común de términos. La fraseología común también es ambigua. Uso la palabra electricidad sin aclarar si se refiere en ocasiones a la verdadera, y en ocasiones a la libre; incluso cuando se dictamina algo importante.

De acuerdo con lo que se ha indicado hasta ahora, indicamos que la integral

$$\int (\mathfrak{X} \cos n_x + \mathfrak{Y} \cos n_y + \mathfrak{Z} \cos n_z) d\omega,$$

se extiende sobre cualquier superficie cerrada y dividida por 4π , que es la electricidad verdadera contenida en su superficie. Esta misma integral extendida sobre una superficie no cerrada nos puede representar el número de líneas de fuerza eléctrica que atraviesan su superficie en dirección normal positiva. Con esta notación seguimos la concepción de Faraday, según la cual las líneas de fuerza son líneas que en un cuerpo homogéneo isotró-

pico viajan siempre en la dirección de la fuerza que prevalece, y el número de ellas es proporcional a la magnitud de la fuerza. Es cierto que con nuestra notación hemos hecho esta concepción más completa o precisa en este sentido, —que en todos los cuerpos hacemos que las líneas de fuerza corran siempre en la dirección de la polarización, no de la fuerza, y que su densidad sea en todos los casos proporcional a la magnitud de la polarización, no de la fuerza. De nuestras definiciones se sigue que la cantidad de electricidad verdadera contenida en cualquier espacio, multiplicada por 4π , es igual al exceso de líneas de fuerza que entran en la superficie sobre el número que parten de él. Toda línea de fuerza que tiene un final, según esto debe tener un final en electricidad verdadera; y podemos definir la electricidad verdadera como los extremos libres de las líneas de fuerza. Si un espacio dado en las proximidades de la superficie sobre la cual se extiende nuestra integral está libre de electricidad verdadera, el valor de la integral es independiente de la posición en particular de la superficie en este espacio; sólo depende de la posición del borde de la superficie. En este caso, cuando indicamos el valor de la integral como el número de líneas de fuerza que cruzan el borde —aún hay alguna ambigüedad en esta expresión que se suponía eliminada con restricciones especiales.

Lo siguiente que debemos hacer es calcular la variación de la electricidad verdadera e_ω en la parte de nuestro sistema unido de algún modo. Si hacemos nuevamente $d\omega$ un elemento de la superficie del borde en esta parte, tenemos

$$\begin{aligned} (10_c) \frac{de_\omega}{dt} &= - \int \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) d\tau \\ &= - \int (u \cos n_x + v \cos n_y + w \cos n_z) d\omega. \end{aligned}$$

Ahora, si nuestra superficie de separación corre totalmente en cuerpos para los cuales λ es igual a cero, u , v , w desaparecerán en la superficie, y por tanto la cantidad de electricidad verdadera contenida en el espacio unido por ella permanece constante. Según esto, la electricidad verdadera no puede escapar por medio de un proceso puramente electromagnético a un espacio que está rodeado por completo por cuerpos cuya λ es igual a cero. Por esta razón podemos llamar, y

hemos llamado, a estos cuerpos no conductores. Pero en el borde de la superficie total o parcial para los cuerpos cuya λ no es cero, es posible que la cantidad de electricidad en el espacio unido varíe por medio de perturbaciones puramente eléctricas; por esta razón podemos llamar conductores a los cuerpos de este último tipo. Esta división de cuerpos en conductores y no conductores se refiere por tanto a la electricidad verdadera; respecto a la electricidad libre pueden considerarse todos los cuerpos como conductores (ver también conductores de desplazamiento). La cantidad de una sustancia en un espacio dado sólo puede variar pasando hacia adentro o hacia fuera a través de la superficie; y está claro que debe pasar una cantidad definida de la sustancia a través de cada elemento de la superficie. Consistente con el hecho que la cantidad de electricidad dada por nuestra integral pasa por unidad de tiempo por toda superficie cerrada, podemos suponer que

$$u \cos n_x + v \cos n_y + w \cos n_z$$

pasa por unidad de superficie de todo elemento de superficie. Según esta hipótesis podemos llamar, y hemos llamado, u , v , w a las componentes de la densidad de corriente eléctrica, y a la integral

$$\int (u \cos n_x + v \cos n_y + w \cos n_z) d\omega,$$

tomada sobre una superficie no cerrada, como la corriente eléctrica fluye a través de esta superficie. Por tanto, destacamos esto —incluso si admitimos la materialidad de la electricidad— la determinación especial de ellos cuando fluyen por conductores abraza otra hipótesis más. Sobre el sistema de perturbaciones podemos suponer un sistema de corrientes cerradas arbitrarias en todo momento, si alterar por tanto el aumento o disminución de electricidad en ningún punto.

Si una parte de nuestro sistema ha alcanzado esta condición partiendo de una condición no electrificada, sólo por procesos puramente electromagnéticos, o si puede regresar al estado no electrificado por cambios puramente electromagnéticos, entonces la electricidad verdadera es igual a cero en todos los no conductores de esta parte. En estas partes tenemos, además de las ecuaciones generales, las siguientes ecuaciones como límites

de las condiciones iniciales permitidas que no son inconsistentes con las ecuaciones generales, a saber:—

$$\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} = 0$$

para el interior de los no conductores; y

$$(\mathfrak{X}_2 - \mathfrak{X}_1) \cos n_x + (\mathfrak{Y}_2 - \mathfrak{Y}_1) \cos n_y + \\ + (\mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_1) \cos n_z = 0$$

para el borde entre dos no conductores heterogéneos.

Puede considerarse el fenómeno magnético de una forma exactamente igual al fenómeno eléctrico. Vamos a examinarlo con la ayuda de las ecuaciones (9_a). Tenemos

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\mathfrak{L}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right)$$

como densidad de volumen verdadera para el interior de un cuerpo; la expresión

$$\frac{1}{4\pi} \{ (\mathfrak{L}_2 - \mathfrak{L}_1) \cos n_x + (\mathfrak{M}_2 - \mathfrak{M}_1) \cos n_y + \\ + (\mathfrak{N}_2 - \mathfrak{N}_1) \cos n_z \}$$

es la verdadera densidad del magnetismo en las superficie de separación de dos cuerpos; y la integral de estas magnitudes se extiende sobre una porción de espacio definida, el verdadero magnetismo se encuentra en esta porción. La integral

$$\int (\mathfrak{L} \cos n_x + \mathfrak{M} \cos n_y + \mathfrak{N} \cos n_z) d\omega,$$

tomada sobre una superficie no cerrada, indica el número de líneas de fuerza magnética que penetran esta superficie, o el borde de esta superficie. Además, tenemos

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\mathfrak{L}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right)$$

como la densidad de volumen libre del interior de un cuerpo, y

$$\frac{1}{4\pi} \{ (\mathfrak{L}_2 - \mathfrak{L}_1) \cos n_x + (\mathfrak{M}_2 - \mathfrak{M}_1) \cos n_y + (\mathfrak{N}_2 - \mathfrak{N}_1) \cos n_z \}$$

la densidad de superficie libre del magnetismo en la superficie de separación de dos cuerpos. Aquí desaparece la distinción entre conductores y no conductores. La distinción entre conductores y no conductores desaparece; ya que las ecuaciones (9_a) no contienen términos que corresponden a u, v, w de las ecuaciones (9_b). Con respecto al magnetismo verdadero todos los cuerpos son no conductores; con respecto al magnetismo libre puede considerarse a todos los cuerpos como conductores.

Supongamos que un sistema o una parte de él emerge del estado no magnético por medio de procesos puramente electromagnéticos, o bien que por estos procesos regrese a este estado. Para este sistema, o la porción de él, se obtienen las siguientes ecuaciones, a saber—

$$\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} = 0$$

para el interior de los cuerpos; y

$$\begin{aligned} (\xi_2 - \xi_1) \cos n_x + (\eta_2 - \eta_1) \cos n_y + \\ + (\zeta_2 - \zeta_1) \cos n_z = 0 \end{aligned}$$

para la superficie de separación de los cuerpos heterogéneos. Estas son suplementarias a las ecuaciones generales como estipulaciones consistentes respecto a las posibles condiciones iniciales.

11. Conservación de la energía

Supongamos que S indica la energía electromagnética en un volumen τ , que está rodeado por la superficie ω . Podemos calcular la variación de S multiplicando todas las ecuaciones (9_a) y (9_b) por $(1/4\pi A)d\tau$, después las multiplicamos por separado por L, M, N, X, Y, Z , las sumamos entre sí, y las integramos sobre el volumen τ . Obtenemos

$$(11_a) \left\{ \frac{dS}{dt} = \frac{1}{4\pi A} \int \{ (NY - MZ) \cos n_x + (LZ - NX) \cos n_y + (MX - LY) \cos n_z \} d\omega - \int (uX + vY + wZ) d\tau. \right.$$

Si extendemos el espacio τ a un sistema electromagnético completo, es decir, hasta donde se desvanecen las fuerzas, la ecuación se convierte en

$$\frac{dS}{dt} = -\int(uX + vY + wZ)d\tau.$$

Según esto, la conservación de la energía exige que en todos los sistemas que no están sujetos a acciones externas, aparezca una cantidad de energía por unidad de tiempo que corresponde a la integral de la parte derecha en otra forma diferente a la electromagnética. La experiencia indica que se satisface esta condición, y además nos enseña que cada elemento de volumen por separado $d\tau$ aporta una cantidad de energía a la cantidad total

$$(uX + vY + wZ)d\tau,$$

y nos dice la forma en la que aparece esta energía. O hablando con propiedad, la experiencia no dice que es cierto en todos los casos, sino tan sólo en los casos especiales. Según la teoría y la experiencia, la cantidad de energía que aparece por unidad de tiempo y unidad de volumen en el interior de un conductor isotrópico homogéneo toma la forma

$$\lambda(X^2 + Y^2 + Z^2) = \frac{1}{\lambda}(u^2 + v^2 + w^2).$$

Siempre es positiva y representa un avance sobre el calor —el efecto Joule. En el borde entre dos cuerpos isotrópicos homogéneos, la cantidad de energía por unidad de volumen que aparece en la capa de transición toma la forma

$$uX' + vY' + wZ';$$

de aquí, por integración sobre el espesor total de la capa de transición, se sigue que la cantidad de energía que aparece por unidad de superficie en el borde es de

$$(u \cos n_x + v \cos n_y + w \cos n_z) \cdot \phi_{1,2},$$

esta expresión también está confirmada experimentalmente. Esta expresión puede ser positiva o negativa; puede corresponder a una aparición o a una desaparición de una cantidad de energía exterior. Esta energía exterior se puede transformar en calor —el

efecto Peltier; en cuyo caso observamos las fuerzas electro-motrices como termoeléctricas. O también se transforma en energía química y en calor; en cuyo caso se denominan a estas fuerzas como electroquímicas. Vamos a considerar toda porción limitada de nuestro sistema y calcular el aumento de su energía total, a saber, la cantidad

$$\frac{dS}{dt} + \int (uX + vY + wZ) d\tau.$$

Según lo indicado, observaremos que este aumento es igual a la integral de la superficie del espacio. La variación de la cantidad de energía acumulada en este (y por tanto en cualquier) espacio se calculará correctamente si suponemos que la energía entra como una sustancia a través de la superficie, y en una cantidad que a lo largo de toda la superficie vale

$$\frac{1}{4\pi A} \{ (NY - MZ) \cos n_x + (LZ - NX) \cos n_y \\ + (MX - LY) \cos n_z \}$$

y que entra por unidad de superficie. Una discusión geométrica de esta expresión muestra que nuestra suposición es idéntica a suponer que la energía se mueve siempre en dirección perpendicular a las direcciones de las fuerzas magnéticas y eléctricas, y en una cantidad que en esta dirección es igual al producto de las dos fuerzas, el seno del ángulo formado, y al factor $1/4\pi A$, que pasa por cada unidad de superficie por unidad de tiempo. Esta es la notable teoría del Dr. Poynting sobre la transferencia de energía en el campo electromagnético (J.H. Poynting, *Phil. Trans.* 2, pág. 343, 1884). Al examinar su significado físico no debemos olvidar en nuestro análisis de la integral de superficie que sus elementos son hipotéticos, y que por tanto el resultado no siempre es probable. Si un imán permanece continuamente en reposo en presencia de un cuerpo cargado, según este resultado la energía en las proximidades debe estar siempre en un estado de movimiento continuo, siguiendo caminos cerrados. Según nuestros conocimientos actuales sobre la energía me parece que es muy dudoso que este significado se refiera a su localización y lo que se sigue de punto a punto. Todavía no se han aplicado con éxito a los casos más simples de transferencia de energía en la

mecánica ordinaria; y por esta razón todavía hay una pregunta abierta sobre si se puede admitir, y en qué medida, tratar la concepción de la energía de esta manera (Ver Nota 31 al final del libro).

12. *Fuerzas ponderomotrices.*

Las fuerzas mecánicas, que percibimos entre los cuerpos ponderables en el campo en tensión electromagnética, las consideramos como las resultantes de las presiones mecánicas que son excitadas por la existencia de tensiones electromagnéticas en el éter y en otros cuerpos. Según este punto de vista las fuerzas mecánicas que actúan sobre un cuerpo ponderable están determinadas por completo por el estado electromagnético de su proximidad más inmediata; y no debe considerarse qué causa a distancia puede haberle llevado a este estado. Suponemos además que las presiones supuestas son de un tipo que no pueden dar ninguna resultante que tienda a establecer el interior del éter en movimiento. Sin esta hipótesis nuestro sistema es incorrecto, o al menos incompleto; ya que sin él no podemos hablar en general de ninguna fuerza electromagnética en el éter en reposo. Es necesario en esta hipótesis que las fuerzas en observación, que actúan sobre cuerpos ponderables, satisfagan el principio de la igualdad de acción y reacción.

La pregunta es ahora —¿Pueden especificarse qué presiones responden a estas necesidades, y son capaces de producir los resultados que se observan realmente? Maxwell, y de forma más general, von Helmholtz han descrito formas de presiones que satisfacen todas las exigencias de los estados estático y estacionario. Pero estas presiones, si se suponen para el estado general variable, podrían poner al éter en movimiento. Por tanto debemos suponer que todavía no se han descubierto las formas definitivas, y evitando cualquier declaración definitiva relativa a la magnitud de las presiones, debemos deducir que las fuerzas ponderomotrices con la ayuda de las hipótesis establecidas, del principio de conservación de la energía, y del siguiente hecho derivado de los experimentos:— Si los cuerpos ponderables de un sistema excitado eléctrica o magnéticamente, que siempre permanece infinitamente próximo a la condición estática, se

desplaza en relación a otro, y si al mismo tiempo la cantidad de electricidad verdadera y de magnetismo verdadero en cada elemento de los cuerpos permanece invariable y se comporta como si estuviera unido al elemento, el trabajo mecánico consumido en el desplazamiento de los cuerpos sólo encuentra compensación con el aumento de la energía electromagnética del sistema, y por tanto es igual a esta última (Ver Nota 32 al final del libro).

Todavía permanece una pregunta abierta sobre qué tipos de presión pueden especificarse que satisfagan, de forma general y precisa, las necesidades que hemos sentado. Si este no es el caso, nuestro cuerpo de hipótesis contiene una contradicción intrínseca que debe eliminarse para corregir una o más de nuestras hipótesis. Pero en todos los casos las correcciones necesarias serán de un tipo que no puede observarse en ninguno de los efectos observados hasta ahora. Y debe indicarse que si falta algo en nuestra teoría, no es un defecto en el fundamento de la teoría, sino en una parte de la superestructura. Ya que, desde nuestro punto de vista, las fuerzas mecánicas excitadas son consecuencias secundarias de las fuerzas electromagnéticas. Podemos discutir la teoría de esta última sin mencionar incluso la anterior; además hemos excluido de la discusión a todos los demás fenómenos de poca importancia que resultan del estado electromagnético.

B. DEDUCCIÓN DEL FENÓMENO A PARTIR DE LAS ECUACIONES FUNDAMENTALES

Dividimos el fenómeno representado por nuestras ecuaciones en estático, estacionario y dinámico. Para que un fenómeno pueda encuadrarse como estático o estacionario, es necesario que no haya ninguna variación temporal de las fuerzas eléctrica y magnética, es decir, que desaparezca la parte izquierda de las ecuaciones (9_a) y (9_b). Además, para que pueda encuadrarse al fenómeno como estático, es necesario que no venga acompañado por ningún cambio en todo el tiempo, y por esta razón, más en especial, que no se pueda determinar ningún cambio permanente de energía en otras formas. La condición suficiente y necesaria para esto es que las cantidades u , v , w en las ecuaciones (9_a) y (9_b) también desaparezcan.

Fenómeno estático

Si en las ecuaciones (9_a) y (9_b) desaparece la parte izquierda y también las cantidades u , v , w , el sistema se divide en dos sistemas mutuamente independientes, uno de los cuales contiene sólo las fuerzas eléctricas y el otro sólo las fuerzas magnéticas. De esta forma tenemos dos grupos de problemas, uno se llama electrostática y el otro magnetostática.

Electrostática

En esta sección debemos hacer caso omiso de las fuerzas electromotrices; ya que si admitimos la existencia del estado estático en todos, su acción es demasiado débil como para tenerse en cuenta en los problemas que nos interesan. Según esto, en los conductores en que no desaparecen las cantidades λ , deben desaparecer las fuerzas X , Y , Z . En los no conductores las ecuaciones (9_a) toman la forma

$$(13_a) \quad \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} = 0.$$

Por tanto la fuerza posee un potencial Φ , y puede hacerse igual al coeficiente diferencial negativo de este potencial. Al ser siempre finitas las fuerzas, Φ siempre es continua; por tanto puede continuar por los conductores, y se considera como una constante en ellos. En la superficie de separación el coeficiente diferencial de Φ es tangencial a la superficie continua en toda ella sin discontinuidad. También e_f indica la densidad de volumen de la electricidad libre, según la sección (10) el potencial Φ siempre satisface en el espacio la ecuación $\Delta\Phi = -4\pi e_f$. En el éter libre esto supone la forma $\Delta\Phi = 0$; y después de la transformación adecuada en la superficie de separación entre los cuerpos heterogéneos se da la condición

$$\left(\frac{d\Phi}{dn}\right)_2 - \left(\frac{d\Phi}{dn}\right)_1 = -4\pi e'_f,$$

donde e'_f indica la densidad superficial de la electricidad libre. Con todas estas condiciones se obtiene que el valor de Φ , con una constante arbitraria, es definida e igual a $\int(e_f/r)d\tau$, la integral

se extiende por todo el espacio considerado como superficie de separación. Así cuando el potencial y las fuerzas se distribuyen del mismo modo en diferentes no conductores, la electricidad libre es la misma. Pero las cantidades correspondientes de la electricidad verdadera son diferentes, y para el interior de dos conductores no homogéneos dependen de la relación de las capacidades inductivas específicas. Manteniéndonos por el momento a los cuerpos isotrópicos, la condición que la densidad de la electricidad verdadera en el interior de los no conductores debe tener los valores e_{ω} , que expresa la ecuación

$$\frac{d}{dx}\left(\epsilon\frac{d\phi}{dx}\right) + \frac{d}{dy}\left(\epsilon\frac{d\phi}{dy}\right) + \frac{d}{dz}\left(\epsilon\frac{d\phi}{dz}\right) = -4\pi e_{\omega},$$

y que en el borde de dos cuerpos isotrópicos toma la forma

$$\epsilon_2\left(\frac{d\phi}{dn}\right)_2 - \epsilon_1\left(\frac{d\phi}{dn}\right)_1 = -4\pi e'_{\omega},$$

donde e'_{ω} indica la densidad superficial de la electricidad verdadera

Dirijamos ahora nuestra atención a la cantidad de energía almacenada en un sistema electrostático. Podemos obtener esto sucesivamente en la forma

$$\begin{aligned} \frac{1}{8\pi}\int(\mathfrak{X}X + \mathfrak{Y}Y + \mathfrak{Z}Z)d\tau &= -\frac{1}{8\pi}\int\left(\mathfrak{X}\frac{d\phi}{dx} + \mathfrak{Y}\frac{d\phi}{dy} + \mathfrak{Z}\frac{d\phi}{dz}\right)d\tau \\ &= \frac{1}{8\pi}\int\phi\left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz}\right)d\tau = \frac{1}{2}\int\phi e_{\omega}d\tau = \frac{1}{2}\int\int\frac{e_{\omega}e_f}{r}d\tau d\tau. \end{aligned}$$

Se ha supuesto que las integraciones se extienden a todo el espacio donde hay una tensión eléctrica, y por tanto hasta los bordes donde desaparece la tensión, y se supone implícitamente la transformación adecuada de las integrales en los bordes de las superficies. Cuando tiene lugar cualquier movimiento de los cuerpos ponderables, y la cantidad de electricidad verdadera unida a los elementos de estos cuerpos permanece constante, de acuerdo a la sección (12), el aumento del valor de cualquiera de estas expresiones es igual al trabajo hecho por las fuerzas mecánicas en su movimiento. Por tanto, si nuestro sistema consiste de dos cantidades de electricidad E_1 y E_2 , separadas por el éter y separados por una distancia R que es muy grande

comparada con sus propias dimensiones, y si esta distancia se aumenta en una cantidad dR , la energía eléctrica del espacio se reduce en una cantidad

$$\frac{1}{2}(\mathbf{E}_1\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_2\mathbf{E}_1) \frac{dR}{R^2}.$$

Así la expresión E_1E_2/R^2 representa la fuerza mecánica que tienden a separar las dos electricidades. La ley de Coulomb, que en las viejas teorías es el punto de partida de toda discusión, hace su aparición como un resultado final lejano.

Considerando la determinación general de las fuerzas ponderomotrices, debemos contentarnos con la siguiente anotación:— Las dos últimas expresiones obtenidas para la energía son justo esas cuyas variaciones representan el trabajo hecho por el movimiento de los cuerpos en la electrostática ordinaria. Por tanto se deduce de las variaciones de estas expresiones que podemos calcular los valores de las fuerzas que son el punto de partida de la electrostática ordinaria y están probadas por experimentación. En particular, puede demostrarse que el elemento de un cuerpo que contiene una cantidad e de electricidad verdadera actúa sobre las componentes eX , eY , eZ de fuerza mecánica. Con esto regresamos a las mismas ideas por medio de las cuales hemos introducido las fuerzas eléctricas.

14. *Magnetostática*

Las ecuaciones que conectan los componentes de las fuerzas magnéticas son las mismas que las que se obtienen entre las componentes de las fuerzas estáticas. Por tanto deben repetirse aquí todas las ideas de la sección precedente, con los cambios de notación necesarios. No obstante, los problemas magnéticos que nos interesan son matemáticamente diferentes de los problemas electrostáticos, esto se debe a las siguientes causas:—

(1) Se necesita la clase de cuerpos conocido como conductores.

(2) En ningún cuerpo, excepto en los que presentan un magnetismo permanente o remanente, no aparece un magnetismo verdadero. Por tanto en el interior de estos cuerpos, siempre que sean isotrópicos, el potencial magnético Ψ debe satisfacer siempre y necesariamente la ecuación

$$\frac{d}{dx}\left(\mu \frac{d\psi}{dx}\right) + \frac{d}{dy}\left(\mu \frac{d\psi}{dy}\right) + \frac{d}{dz}\left(\mu \frac{d\psi}{dz}\right) = 0,$$

que en el borde entre dos de estos cuerpos se convierte en

$$\mu_2 \left(\frac{d\psi}{dn}\right)_2 - \mu_1 \left(\frac{d\psi}{dn}\right)_1 = 0.$$

Las ecuaciones que se aplican al interior y los bordes de los cuerpos cristalinos son algo más complicadas, pero pueden obtenerse fácilmente; se considerarán estas ecuaciones cuando discutamos el fenómeno llamado fuerza magnecristalina.

(3) La capacidad inductiva específica de todos los cuerpos conocidos es mayor que la unidad; por otra parte, la permeabilidad magnética de muchos cuerpos es menor de la unidad. A estos cuerpos los podemos llamar diamagnéticos, y a todos los demás paramagnéticos. La densidad magnética libre en la superficie de un cuerpo isotrópico unido a un espacio vacío es igual a $(1 - \mu)$ veces la fuerza en el interior del cuerpo normal a la superficie. El signo del magnetismo superficial (*Belegung*) de un cuerpo diamagnético es opuesto al de un cuerpo paramagnético cuando el sentido de la fuerza es la misma.

El estudio del magnetismo estático adquiere además un aspecto peculiar, esto se debe al hecho que el hierro y el acero, que son las sustancias más importantes relacionadas con el fenómeno magnético, no cuadran tan bien con el tratamiento teórico. Estas sustancias presentan un magnetismo permanente y remanente; por tanto la polarización del material ponderable es en parte independiente de la fuerza que prevalece, y por tanto el estado magnético no puede definirse por completo con una única magnitud de dirección. Además, las relaciones entre la fuerza y las perturbaciones producidas no son lineales; así, por una razón doble, nuestra teoría no incluye por completo a estos cuerpos en su campo de acción. Para evitar excluirlos por completo de toda consideración, los sustituimos por otras dos sustancias ideales que se aproximan mucho a ellos —el hierro perfectamente dulce y el acero perfectamente duro. Definimos al primero como una sustancia que obedece a nuestras ecuaciones, y que tiene el valor de μ muy alto. Obtenemos una aproximación dando diferentes valores a μ según el problema que tratemos. Definimos el acero

perfectamente duro como una sustancia que obedece a nuestras ecuaciones y cuya permeabilidad magnética es la unidad, y en su interior puede existir el magnetismo distribuido de cualquier manera, siempre que la cantidad total del magnetismo verdadero que existe en cualquier trozo de acero no difiera de cero.

Estados estacionarios

Las mismas condiciones son válidas tanto para el estado de perturbaciones estacionarias en no conductores como para la condición estática; en los conductores, podemos suponer en esta sección para simplificar, que son isotrópicos, las ecuaciones (9_a), (9_b) y (9_c), que hemos visto, toman la forma

$$(15_a) \begin{cases} \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} = 0, \\ \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} = 0, \\ \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} = 0; \end{cases} \quad (15_b) \begin{cases} \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} = 4\pi Au, \\ \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} = 4\pi Av, \\ \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} = 4\pi Aw. \end{cases}$$

$$(15_c) \quad u = \lambda(X - X'), \quad v = \lambda(Y - Y'), \quad w = \lambda(Z - Z').$$

Diferenciando las ecuaciones (15_b) respecto a x , y , z , respectivamente, y sumándolas, obtenemos la ecuación

$$(15_d) \quad \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0,$$

que en la superficie donde varía abruptamente la corriente toma la forma

$$(15_e) \quad (u_2 - u_1) \cos n_x + (v_2 - v_1) \cos n_y + \\ + (w_2 - w_1) \cos n_z = 0.$$

Combinando las ecuaciones (15_d) y (15_e) con las ecuaciones (15_a) y (15_c) obtenemos un sistema que sólo contiene las fuerzas eléctricas. Así se puede tratar sin considerar las fuerzas magnéticas, y nos da la teoría de la distribución de corriente. Si se obtienen las componentes u , v , w de la corriente, el tratamiento

de las ecuaciones (15_b) nos proporciona además las fuerzas magnéticas ejercidas por estas corrientes.

15. Distribución de corrientes estables

En las ecuaciones (15_a) aparece que, en el interior del conductor por el que pasa una corriente, pueden representarse también las fuerzas como el coeficiente diferencial negativo de la función Φ , el potencial, que está determinado por la siguiente condición, que debemos obtener de cualquier modo:—

$$(15_f) \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{d\phi}{dx} \right) + \frac{d}{dy} \left(\lambda \frac{d\phi}{dy} \right) + \frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{d\phi}{dz} \right) &= - \frac{d}{dx} (\lambda X') \\ &- \frac{d}{dy} (\lambda Y') - \frac{d}{dz} (\lambda Z'). \end{aligned} \right.$$

En la superficie que separa dos conductores heterogéneos esta ecuación toma la forma

$$(15_g) \left\{ \begin{aligned} \lambda_2 \left(\frac{d\phi}{dn} \right)_2 - \lambda_1 \left(\frac{d\phi}{dn} \right)_1 &= - (\lambda_2 X'_2 - \lambda_1 X'_1) \cos n_x \\ - (\lambda_2 Y'_2 - \lambda_1 Y'_1) \cos n_y - (\lambda_2 Z'_2 - \lambda_1 Z'_1) \cos n_z, \end{aligned} \right.$$

y por tanto en la separación entre un conductor y un no conductor toma la forma

$$(15_h) \frac{d\phi}{dn} = - X' \cos n_x - Y' \cos n_y - Z' \cos n_z.$$

Además de estas condiciones límite tenemos, según la sección (8), en la superficie límite donde la fuerza electromotriz se vuelve infinita, la otra condición

$$(15_i) \left\{ \begin{aligned} \phi_1 - \phi_2 &= \int (X \cos n_x + Y \cos n_y + Z \cos n_z) dn, \\ &= \int (X' \cos n_x + Y' \cos n_y + Z' \cos n_z) dn, \\ &= \phi_{1,2}. \end{aligned} \right.$$

Estas condiciones juntas determinan Φ definitivamente como una constante que permanece independiente de las condiciones externas al conductor. Para los conductores homogéneos las ecuaciones entre la (15_f) y la (15_i) asume la forma más simple—

$$(15_k) \left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \text{ para el interior del conductor,} \\ \lambda_1 \left(\frac{d\phi}{dn} \right)_1 = \lambda_2 \left(\frac{d\phi}{dn} \right)_2 \text{ para la separación entre dos} \\ \text{conductores,} \\ \frac{d\phi}{dn} = 0 \text{ para el borde de un no conductor,} \\ \phi_1 - \phi_2 = \phi_{1,2} \text{ en la superficie de límite donde tienen} \\ \text{lugar efectos electromotrices.} \end{array} \right.$$

Las ecuaciones obtenidas así admiten una aplicación inmediata en los problemas de la distribución de corriente en los cuerpos de tres dimensiones. Su aplicación a los conductores laminares o lineales es sencilla, y da la definición de resistencia, la ley de Ohm para los circuitos cerrados, la ley de Kirchhoff para los circuitos en redes, y las demás leyes relacionadas con la distribución de corrientes constantes.

16. Fuerzas magnéticas de corrientes constantes

Para determinar las fuerzas L, M, N producidas por las componentes de la corriente u , v , w , que conocemos ahora, introducimos como subdivisiones las magnitudes llamadas vector potencial, aplicando

$$U = \int \frac{u}{r} d\tau, \quad V = \int \frac{v}{r} d\tau, \quad W = \int \frac{w}{r} d\tau.$$

Las integrales se han de extender a todo el espacio; de esto se obtiene que las condiciones para el estado constante son

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = 0.$$

Ahora aplicamos

$$(16_a) \left\{ \begin{array}{l} L = A \left(\frac{dV}{dz} - \frac{dW}{dy} \right), \quad M = A \left(\frac{dW}{dx} - \frac{dU}{dz} \right), \\ N = A \left(\frac{dU}{dy} - \frac{dV}{dx} \right). \end{array} \right.$$

Estas cantidades L , M , N son soluciones de las ecuaciones (15_b), y satisfacen la ecuación

$$\frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} = 0.$$

Por tanto, si las fuerzas realmente presentes difieren de estas, la diferencia entre las dos satisface todavía las condiciones de las fuerzas del magnetismo estático, y puede considerarse que surgen de esta última; sin embargo esto no excluye la suposición de que el propio magnetismo se debe a las corrientes. Pero si al final no se encuentra ningún magnetismo estático, las fórmulas dadas representan totalmente a las fuerzas magnéticas presentes.

Si sólo hemos de tratar con conductores lineales, donde fluye la corriente i , las expresiones $ud\tau$, $vd\tau$, $w d\tau$ en las cantidades U , V , W son substituidas por las expresiones idx , idy , idz , donde dx , dy , dz son las proyecciones del elemento ds del circuito en los tres ejes; y las integraciones deben incluir a todos los circuitos. Supongamos que queremos considerar las fuerzas magnéticas del total de la corriente como la suma de las acciones de los elementos de corriente por separado. Para simplificar la fórmula, supongamos que el elemento está en el origen y el punto $x' y' z'$ está en el plano xy ; por tanto, es admisible un análisis de nuestras integrales, en lo que respecta a los resultados, y da para la acción del elemento de corriente idx en el punto $x' y' z'$ -

$$L = 0, \quad M = 0, \quad N = Aidx \frac{d\frac{1}{r}}{dy'} = -\frac{Aidx}{r^2} \cdot \frac{y'}{r},$$

cuya fórmula contiene la expresión de la regla de Ampere y la ley de Bio-Savart.

Cuando desaparecen u , v , w , es decir, siempre en el exterior del conductor por donde fluye la corriente, los valores de las fuerzas deben, según las ecuaciones (15_b), tener un potencial Ψ , donde podemos igualar los coeficientes diferenciales negativos. Si las fuerzas surgen sólo de un circuito lineal cerrado, este potencial puede expresarse en la forma

$$(16_b) \quad \Psi = -Ai \int \frac{d^1 r}{dn} d\omega + \text{const.}$$

donde $d\omega$ designa al elemento de cualquier superficie a lo largo del circuito, n la normal a esta superficie cuando la integración se extiende por toda la superficie abarcada por el circuito. Podemos considerar como positivo el lado de la superficie por el que parece fluir la corriente en la dirección de las manecillas del reloj. Para los coeficientes diferenciales negativos de la expresión anterior podemos en todos los casos, y por medio de los métodos conocidos de transformación de integrales, convertirlos en las formas obtenidas para L, M, N. Excepto en el propio circuito estos coeficientes diferenciales son en todo momento finitos y continuos; e, incluso aunque la integral que contiene a Ψ se vuelva discontinua en la superficie ω , siempre puede conferirse la continuidad necesaria a Ψ si consideramos que la constante contenida en ella tiene un número de valores infinito, y al emplear un valor que varíe $4\pi Ai$ por donde atraviese la superficie ω . El potencial obtenido así alcanza un número de valores infinito, y cambia de valor $4\pi Ai$ cada vez que regresamos al mismo punto después de pasar por todo el circuito.

Pueden asignarse diversas interpretaciones a la integral que tiene lugar en Ψ . En primer lugar, puede considerarse como el potencial debido a la capa magnética. Prosiguiendo con esta idea llegamos a la teoría del magnetismo de Ampere. También podemos, como Gauss, considerar el valor de esta integral en un punto dado como el ángulo esférico que subtiende el circuito en ese punto. A partir de ahí, mediante una transición sencilla, llegamos a la siguiente idea:— Para cualquier punto dado esta integral representa el número de líneas de fuerza que proceden de un polo al punto y están abarcadas por el circuito. Podemos apoyar esto aplicando la siguiente idea al propio potencial (incluyendo su versatilidad):— La diferencia entre sus valores en los dos puntos es igual al producto de Ai con el número de líneas de fuerza que cortan al circuito en una dirección definida cuando se mueve un polo de un punto a otro en cualquier sentido.

Desde nuestro punto de vista esta última interpretación es la más adecuada; también nos permite, ayudándonos de las secciones (12) y (14), deducir las siguientes conclusiones:— Primero, el

trabajo mecánico que debe de hacerse para mover un polo magnético, o un sistema de magnetismo invariable, en las proximidades de una corriente cuya fuerza se mantenga constante, es igual al número de líneas de fuerza del polo magnético o sistema magnético que corta el circuito en una dirección definida, multiplicado por la corriente y la constante A. Segundo, el trabajo mecánico que debe hacerse para mover una corriente constante en un campo magnético es igual al número de líneas de fuerza que cortan al circuito durante el movimiento, multiplicado por la corriente y la constante A. Finalmente, y en particular, el trabajo mecánico que debe hacerse para mover una corriente constante 1 en la proximidad de una corriente constante 2, es igual al número de líneas de fuerza que proceden del circuito 2 y son cortadas por el circuito 1 durante el movimiento, multiplicado por la corriente 1 y la constante A. También es igual al número de líneas de fuerza que proceden del circuito 1 y corta al circuito 2 durante el movimiento, multiplicado por la corriente 2 y por la constante A. Ambas expresiones llevan al mismo resultado; podemos probar esto representando el producto de la corriente en un circuito y el número de líneas de fuerza del otro circuito que pasan por él, por una expresión que es simétrica a ambos. De aquí los símbolos i, ds referidos al circuito 1; y los símbolos $i', ds', U', Y', W', L', M', N'$, referidas al circuito 2. Así el producto de Ai por el número de líneas de fuerza de 2 que pasan por 1 es igual a

$$\begin{aligned}
 & Ai \int (L' \cos n_x + M' \cos n_y + N' \cos n_z) d\omega \\
 = & A^2 i \int \left\{ \left(\frac{dV'}{dz} - \frac{dW'}{dy} \right) \cos n_x + \left(\frac{dW'}{dx} - \frac{dU'}{dz} \right) \cos n_y \right. \\
 & \left. + \left(\frac{dU'}{dy} - \frac{dV'}{dx} \right) \cos n_z \right\} d\omega \\
 = & -A^2 i \int (U' \cos s_x + V' \cos s_y + W' \cos s_z) ds \\
 = & -A^2 i i' \iint \frac{\cos s_x \cos s'_x + \cos s_y \cos s'_y + \cos s_z \cos s'_z}{r} ds ds' \\
 = & -A^2 i i' \iint \frac{\cos \epsilon}{r} ds ds',
 \end{aligned}$$

donde ϵ designa el ángulo entre los dos elementos de corriente. La expresión obtenida es simétrica respecto a ambos circuitos. De hecho sabemos que las variaciones de esta expresión –

potencial de Neumann de un circuito sobre el otro multiplicado por $A^2 i i'$ da el trabajo necesario para el desplazamiento relativo de las corrientes cerradas, y por tanto las fuerzas ponderomotrices que existen entre las corrientes en reposo. También sabemos que esta idea contiene todo lo que puede afirmarse con certeza respecto a las fuerzas ponderomotrices que surgen entre las corrientes.

Lo siguiente que debemos calcular es la energía magnética de un espacio en que se distribuyen las componentes de la corriente estacionaria u, v, w y las densidades magnéticas inamovibles m , suponiendo la restricción que no se encuentran en el espacio cuerpos no magnetizables. Si Ψ representa ahora el potencial del magnetismo m , obtendremos sucesivamente la energía en la forma—

$$(16_c) \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{8\pi} \int (L^2 + M^2 + N^2) d\tau \\ & = \frac{A}{8\pi} \int \left\{ L \left(\frac{dV}{dz} - \frac{dW}{dy} - \frac{1}{A} \frac{d\Psi}{dx} \right) + M \left(\frac{dW}{dx} - \frac{dU}{dz} - \frac{1}{A} \frac{d\Psi}{dy} \right) \right. \\ & \quad \left. + N \left(\frac{dU}{dy} - \frac{dV}{dx} - \frac{1}{A} \frac{d\Psi}{dz} \right) \right\} d\tau \\ \\ & = \frac{A}{8\pi} \int \left\{ U \left(\frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \right) + V \left(\frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} \right) \right. \\ & \quad \left. + W \left(\frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} \right) \right\} d\tau \\ & \quad + \frac{1}{8\pi} \int \Psi \left(\frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} \right) d\tau \\ & = \frac{1}{2} A^2 \int (Uu + Vv + Ww) d\tau + \frac{1}{2} \int \Psi m d\tau, \\ & \text{o en el caso de corrientes lineales—} \\ & = \frac{1}{2} A^2 \iint \frac{i i' \cos \epsilon}{r} ds ds' + \frac{1}{2} \int \Psi m d\tau, \end{aligned} \right.$$

donde, en la primera parte de la última forma, la integración se hace respecto a ambas ds y ds' , para incluir a todas las corrientes presentes. Está claro en esta última forma que el desplazamiento de imanes inmutables respecto a corrientes inalterables no altera la energía magnética del espacio. Por tanto el trabajo mecánico

que se hace en este desplazamiento no encuentra su compensación en la variación de la energía magnética del espacio, como es el caso del desplazamiento de imanes inmutables contra ellos mismos; de otro modo debemos tener en cuenta el trabajo que se ha hecho. Además en la misma fórmula aparece que el desplazamiento relativo de corrientes que se mantienen constantes determina un cambio en la energía del espacio, que es igual al valor absoluto del trabajo hecho. Pero cuando prestamos atención a los signos, veremos que este cambio no tiene lugar de tal modo que pueda considerarse como compensación por la energía mecánica perdida, sino en sentido opuesto. Aquí, también, debemos contar doble la cantidad de trabajo que hacen las fuerzas en el desplazamiento relativo de los circuitos. Volveremos a esto al final de la sección siguiente.

Fenómeno dinámico

Entre el número infinito de formas posibles en el estado variable, hasta ahora se han observado un número relativamente reducido de fenómenos. Nos referiremos a estos grupos sin intentar ninguna clasificación exhaustiva y sistemática del tema.

Inducción en circuitos cerrados

Según las ecuaciones (9_a) en un campo magnético variable deben encontrarse necesariamente fuerzas eléctricas. Generalmente estas fuerzas serán muy débiles, ya que A tiene un valor muy pequeño; debido a ello sólo se pueden detectar las corrientes que se excitan en circuitos cerrados, o su acción acumulativa en circuitos lineales muy largos que están cerrados en una fracción muy pequeña de su longitud. Por esta razón los efectos que se pueden medir invariablemente de forma experimental nos dan sólo el efecto integral de la fuerza eléctrica en un circuito cerrado, es decir, la integral $\int(Xdx + Ydy + Zdz)$ tomada a lo largo de una línea cerrada. Según un conocido método de transformación en integrales, que ya hemos usado antes, esta integral lineal es igual a la integral de superficie

$$\int \left\{ \left(\frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \right) \cos n_x x + \left(\frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} \right) \cos n_y y + \right. \\ \left. + \left(\frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} \right) \cos n_z z \right\} d\omega,$$

tomada sobre cualquier superficie ω rodeada por la línea en cuestión. Aplicando las ecuaciones (9_a) esta expresión se hace igual a

$$A \frac{d}{dt} \int (\mathfrak{E} \cos n_x x + \mathfrak{M} \cos n_y y + \mathfrak{N} \cos n_z z) d\omega.$$

Podemos expresar esto en palabras de la siguiente manera:— La fuerza electromotriz que se manifiesta en un circuito cerrado es igual a la variación por unidad de tiempo del número de líneas magnéticas de fuerza que atraviesan el circuito multiplicado por A. En particular, si la inducción surge de una corriente variable cerrada, y si suponemos que se encuentran presentes cuerpos no magnéticos, según los resultados de la sección anterior la fuerza electromotriz inducida es igual al producto del potencial de Neumann de los dos circuitos en otro y la variación por unidad de tiempo de la corriente inducida, multiplicado por A². Estas leyes, de la cual la primera es la de consecuencias más generales, abarcan todos los fenómenos de inducción que se han observado en el caso de los conductores en reposo.

La inducción en los cuerpos en movimiento está lejos del alcance al que se limita la disertación presente. Pero en lo que se refiere a los conductores lineales, la transición desde el caso de los conductores en reposo puede hacerse como sigue:— Si varía el campo magnético en la inmediata proximidad de un circuito cerrado a consecuencia del movimiento de cuerpos ponderables, o a consecuencia de cambios de estado puramente electromagnéticos, la fuerza electromotriz producida en el circuito cerrado es la misma, siempre que el cambio en el campo electromagnético en su inmediata proximidad sea el mismo. Según esto y las anteriores ideas, la fuerza eléctrica inducida en un conductor en movimiento es igual al número de líneas de fuerza que corta el conductor en una dirección definida por unidad de tiempo, multiplicado por A. El producto de esta fuerza eléctrica

y de la corriente en el conductor en movimiento da, según la sección (11), el trabajo térmico o químico hecho por la inducción en el conductor. De los resultados de la sección anterior, podemos considerar el signo, que es igual al trabajo mecánico que deben hacer las fuerzas externas que actúan sobre el circuito. Por tanto, si se mantiene en un circuito una corriente de intensidad constante, y se mueve este circuito hacia un imán fijo, la energía química y térmica desarrollada en el circuito cuenta para el trabajo mecánico hecho; mientras que la energía magnética del sistema permanece constante. Pero, por otra parte, si se mueve este circuito hacia otro donde se mantiene una corriente constante, el aumento de energía química y térmica desarrollado en uno debido al movimiento cuenta para el trabajo mecánico hecho; y esta misma cantidad extra de energía que aparece en el otro circuito cuenta para la disminución de la energía magnética en el campo. Es decir, con más precisión, la suma de los primeros aumentos de energía equilibra la suma de la última. Esto sienta el punto al que se refiere el final de la sección (16).

18. *Electromagnetismo de las corrientes cerradas.*

Considerando los fenómenos posibles, esta es la región más rica de todas; ella incluye a todos los problemas que no podemos comprender excepto los casos especiales. Pero en lo que se refiere a la experiencia actual, es una región que hasta ahora se ha explorado poco. Las oscilaciones de los circuitos de inducción abiertos, o la descarga de las botellas de Leyden, pueden tratarse con la suficiente aproximación según las leyes de la sección precedente; y tan sólo las ondas eléctricas y las oscilaciones de longitud de onda corta, que se han descrito en los papeles anteriores, pertenecen estrictamente a esto. Considerando el tratamiento teórico de esta sección debemos referirnos a estos primeros papeles —explicando sin embargo, que la división de la fuerza eléctrica en electrostática y electromagnética no presenta ningún significado físico a estos problemas generales que nos convenza con claridad, no permite ningún uso amplio matemático; así que en vez de emplear los primeros métodos con que los hemos tratado, lo mejor es evitarlos.

18. *Fenómenos ópticos en los cuerpos isotrópicos.*

Incluimos en la óptica las perturbaciones electromagnéticas que son puramente periódicas en el tiempo, y cuyo periodo no supera una fracción muy pequeña, tal vez la billonésima parte (10^{-12}) de un segundo. En ninguno de los medios a nuestra disposición para detectar estas perturbaciones podemos reconocer las fuerzas magnéticas y eléctricas como tales; lo que podemos detectar es simplemente las relaciones geométricas según las cuales la perturbación existente se propaga en diferentes direcciones con diferentes intensidades. Por esta razón la representación matemática del fenómeno puede confinarse a la propagación de uno de los dos tipos de fuerza, después de eliminar al tipo opuesto; y no importa cuál de los dos tipos elijamos. Si nos limitamos a los cuerpos homogéneos no conductores y eliminamos en un caso el eléctrico, en el otro el magnético, y en otro las componentes de fuerza, obtenemos de las ecuaciones (4_a) y (4_b) las siguientes ecuaciones:—

$$(19_a) \begin{cases} A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 L}{dt^2} = \Delta L, \\ A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 M}{dt^2} = \Delta M, \\ A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 N}{dt^2} = \Delta N, \\ \frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} = 0, \end{cases} \quad (19_b) \begin{cases} A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 X}{dt^2} = \Delta X, \\ A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 Y}{dt^2} = \Delta Y, \\ A^2 \epsilon \mu \frac{d^2 Z}{dt^2} = \Delta Z, \\ \frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0. \end{cases}$$

Las soluciones de estas, suponiendo que las perturbaciones son puramente periódicas, son también siempre soluciones de las ecuaciones (4_a) y (4_b). En cada uno de los dos sistemas de ecuaciones (19_a) y (19_b) se puede ver que son posibles estas ondas transversales, y que son imposibles las longitudinales; cada uno de los dos sistemas da la siguiente velocidad de las posibles ondas

$$1/A \sqrt{\epsilon \mu};$$

que pueden deducirse para cada uno de los dos sistemas de propagación rectilínea, de difracción, de interferencia y de luz natural y polarizada, y pueden comprenderse los diferentes tipos de polarización. Regresando a las ecuaciones (4_a) y (4_b) puede

demostrarse que en las direcciones simultáneas de la fuerza eléctrica y magnética en todo punto de una onda plana son invariablemente perpendiculares entre sí.

Supongamos que la superficie de separación de dos cuerpos homogéneos isotrópicos coincide con el plano xy . Según la sección (8), y recordando en todo momento que sólo estamos tratando con perturbaciones periódicas, pueden obtenerse las siguientes condiciones en la superficie de separación

$$(19_c) \left\{ \begin{array}{l} L_1 = L_2, \\ M_1 = M_2, \\ \mu_1 N_1 = \mu_2 N_2; \end{array} \right. \quad (19_d) \left\{ \begin{array}{l} X_1 = X_2, \\ Y_1 = Y_2, \\ \epsilon_1 Z_1 = \epsilon_2 Z_2. \end{array} \right.$$

En cada uno de estos sistemas de ecuaciones con límites, junto con las ecuaciones correspondientes para el interior de estos cuerpos, se obtienen las leyes de reflexión, refracción o reflexión total, —de hecho, se obtienen las leyes fundamentales de la geometría óptica. Se deduce de ellas que la intensidad de las ondas reflejadas y refractadas depende de su polarización, y esta dependencia, así como el retraso de fase de las ondas totalmente reflejadas, sigue la fórmula de Fresnel. Si deducimos esta fórmula de las ecuaciones de las fuerzas eléctricas (19_b) y (19_d), se observará que el método de desarrollo que corresponde con el método de deducción de estas fórmulas está dado por la propia fórmula de Fresnel. Si partimos de la fuerza magnética (19_a) y (19_c), nos acercamos al método por el cual F. Neumann llegó a las ecuaciones de Fresnel. Desde nuestro punto de vista más general no tan sólo podemos ver desde el principio que ambos caminos deben llevar a la misma meta, sino que los dos son igualmente de satisfactorios. En los fenómenos realmente observados de reflexión de las fuerzas eléctricas y magnéticas no son intercambiables por completo, y los dos caminos parecen ser diferentes. Esto se debe a que las permeabilidades magnéticas son casi las mismas y muy cercanas a la unidad en todos los cuerpos que hemos considerado, mientras que la capacidad inductiva específica difiere considerablemente; por tanto el comportamiento óptico de los cuerpos está determinado en su mayor parte por sus propiedades eléctricas.

Si el plano xy es el borde entre un no conductor y un conductor perfecto, en ese plano se obtiene la siguiente ecuación:—

$$(19_e) \quad N = 0,$$

$$(19_f) \quad X = 0, \quad Y = 0.$$

En este, junto a las ecuaciones correspondientes para el interior del cuerpo no conductor, se obtiene que en todos los ángulos de incidencia y en todos los azimut de polarización la reflexión es total. Al ocupar todos los conductores reales una posición intermedia entre un conductor perfecto y un no conductor, la reflexión que se puede esperar es de un tipo intermedio entre la reflexión total y la reflexión de los cuerpos transparentes. No obstante se observa una reflexión metálica, nuestras ecuaciones parecen adaptarse para dar una imagen general de la reflexión metálica. Sin embargo hasta el momento presente, la investigación no nos permite establecer una representación, una elección detallada de las constantes puede darnos más detalles. En la primera sección se ha indicado que el fenómeno de la dispersión exige la introducción de al menos dos cantidades eléctricas o magnéticas, y esto está fuera de los límites de nuestra teoría actual.

20. Óptica de los cuerpos cristalinos

Podemos centrar nuestra atención al fenómeno óptico en el interior de un cristal homogéneo completamente transparente, — donde podemos suponer también que coincide el eje de simetría de la energía eléctrica y magnética. Si permitimos que los ejes coordenados sean paralelos a los ejes comunes de simetría, para simplificar, escribimos $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \mu_1, \mu_2, \mu_3$, en vez de $\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{33}, \mu_{11}, \mu_{22}, \mu_{33}$. Las ecuaciones (5_a) y (5_b), que estamos tratando, toman ahora la forma

$$(20_a) \quad \begin{cases} A\mu_1 \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A\mu_2 \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A\mu_3 \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases} \quad (20_b) \quad \begin{cases} A\epsilon_1 \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A\epsilon_2 \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A\epsilon_3 \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}. \end{cases}$$

Estas ecuaciones están integradas suponiendo que la luz consiste de planos de ondas de luz polarizada, que corresponden con lo siguiente:— La fuerza magnética es perpendicular a la

polarización eléctrica, la fuerza eléctrica es perpendicular a la polarización eléctrica, y la fuerza eléctrica es perpendicular a la polarización magnética. En general la dirección de ambas fuerzas no coincide con el plano de onda; la dirección de ambas polarizaciones reside en el plano de onda. Por esta razón la dirección que es perpendicular a ambas polarizaciones es la onda normal; la dirección que es perpendicular a ambas fuerzas es la dirección en que, según la sección (11), se propaga la energía; en óptica se llama el rayo. Para toda posición dada de la onda normal se corresponden dos ondas posibles de diferentes polarizaciones, diferentes velocidades, y diferentes posiciones de los rayos correspondientes. Si suponemos que en cualquier instante dado los planos de ondas comienzan desde el origen de coordenadas y se dirigen al exterior en todas direcciones posibles de las ondas normales, estos planos de onda después de una unidad de tiempo envuelven una superficie, la llamada onda de superficie. Cada plano de onda toca por separado la superficie de la onda en un punto del rayo correspondiente desde el origen. La ecuación de la superficie envuelta por el plano de onda es

$$(20_e) \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{x^2}{\epsilon_1} + \frac{y^2}{\epsilon_2} + \frac{z^2}{\epsilon_3} \right) \left(\frac{x^2}{\mu_1} + \frac{y^2}{\mu_2} + \frac{z^2}{\mu_3} \right) - \frac{x^2}{\epsilon_1 \mu_1} \left(\frac{1}{\epsilon_2 \mu_3} + \frac{1}{\epsilon_2 \mu_2} \right) \\ - \frac{y^2}{\epsilon_2 \mu_2} \left(\frac{1}{\epsilon_1 \mu_3} + \frac{1}{\epsilon_3 \mu_1} \right) - \frac{z^2}{\epsilon_3 \mu_3} \left(\frac{1}{\epsilon_1 \mu_2} + \frac{1}{\epsilon_2 \mu_1} \right) + \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \mu_1 \mu_2 \mu_3} = 0. \end{array} \right.$$

La superficie de cuarto grado representada por esta ecuación corta cada plano de coordenadas en dos elipses. En un plano de coordenadas las dos elipses cortan en cuatro puntos los cuatro puntos cónicos (*Nabelpunkte*) en la superficie; en los otros dos planos de coordenadas una de las elipses rodea a la otra; y esta enunciación es válida sin importar en valor de ϵ y μ . Para una buena aproximación $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$ en todos los cristales reales; en este caso la forma general de la ecuación se reduce a la onda de superficie de Fresnel, y de las dos elipses en que cortan la superficie el plano de coordenadas, una se reduce a un círculo.

Es muy conocido que la explicación de la doble refracción, de la reflexión en las superficies cristalinas, y muchos de los fenómenos de interferencia observados en los cristales está íntimamente relacionado con la consideración de la onda de superficie y las formas más simples que asume en los casos especiales. Pero pueden explicarse magistralmente otros hechos

de cristalografía óptica apoyando la idea de una única magnitud eléctrica y magnética dirigida; por esta razón estos hechos caen fuera de los límites presentes de nuestra teoría.

En las secciones (17) a la (20) hemos completado la enumeración de los casos de estado variable cuya importancia en el momento actual ha llevado al desarrollo de teorías especiales.

XIV

SOBRE LAS ECUACIONES FUNDAMENTALES DEL ELECTROMAGNETISMO PARA LOS CUERPOS EN MOVIMIENTO

(Wiedemann's Ann. 41, pág. 369, 1890)

Un trabajo que he publicado recientemente (Ver XIII, pág. 190) del proceso electromagnético en los cuerpos en reposo concuerda, en lo que se relaciona con el tema, con la teoría de Maxwell, pero en lo que respecta a la manera se aspira a una explicación más sistemática. Desde el inicio se ha insistido en la hipótesis de que las fuerzas eléctrica y magnética en todos los puntos deben su acción a la condición particular del medio que llena el espacio en cada punto; y las causas que determinan la existencia y variaciones de estas condiciones se han de postular sobre las condiciones de la proximidad inmediata, excluyendo todas las acciones a distancia. Además se ha supuesto que el estado eléctrico y magnético del medio que llena el espacio está determinado en todos los estados y en todos los puntos por una única magnitud dirigida; y se ha demostrado que la restricción que reside en esta hipótesis sólo excluye a los fenómenos relativamente poco importantes. Se ha evitado la introducción de potenciales en las ecuaciones fundamentales.

La cuestión que surge ahora, mientras seguimos pegados estrictamente a los mismos puntos de vista y a las mismas limitaciones, es si se puede extender la teoría para que abarque todos los fenómenos electromagnéticos en los cuerpos en movimiento. Debemos indicar, en primer lugar, que siempre que hablamos en general de cuerpos en movimiento, debemos recordar siempre que se trata tan sólo del movimiento de la materia ponderable. Sin embargo, según nuestros puntos de vista, las perturbaciones del éter que surgen simultáneamente, han de afectar, y no conocemos esto. Esto es equivalente a decir

que la cuestión que ha surgido ahora no puede ser tratada actualmente sin introducir hipótesis arbitrarias como el movimiento del éter. Además, las pocas indicaciones existentes sobre la naturaleza del movimiento del éter nos lleva a suponer que esta pregunta se responde negativamente de forma estricta, ya que parece que a partir de las indicaciones que tenemos, incluso en el interior de la materia tangible el éter se mueve independientemente de ella; además, difícilmente puede evitarse esta idea debido a que no podemos eliminar al éter de ningún espacio cerrado. Si deseamos adaptar nuestra teoría a esta idea, hemos de considerar las condiciones electromagnéticas del éter y de la materia tangible en todos los puntos del espacio que en cierto modo son independientes entre sí. El fenómeno electromagnético en los cuerpos en movimiento puede pertenecer a esta clase de fenómenos que no pueden tratarse satisfactoriamente sin introducir al menos dos magnitudes dirigidas para el estado eléctrico y dos para el estado magnético.

Pero el estado de este caso es diferente si nos contentamos explícitamente con representar el fenómeno electromagnético en un sentido limitado –hasta donde nuestra teoría se ha investigado satisfactoriamente. Podemos afirmar que entre los fenómenos abarcados no hay ninguno que exija admitir un movimiento del éter independiente de la materia ponderable; esto surge inmediatamente del hecho que en esta clase de fenómenos no se ha observado ningún indicio de la magnitud del desplazamiento relativo. Al menos esta clase de fenómenos electromagnéticos deben ser compatibles con la idea que no existen estos desplazamientos, sino que se supone que el éter existe hipotéticamente en el interior de la materia ponderable sólo si se mueve con él. Esta idea incluye la posibilidad de tomar en consideración en todos los puntos del espacio la condición de un único medio que llena el espacio; y esto admite que la pregunta se responda afirmativamente. Para el propósito de este papel debemos adoptar esta idea. Es cierto que una teoría construida con estos fundamentos no tiene la ventaja de dar a toda pregunta una respuesta correcta, o incluso dar tan sólo una respuesta definitiva; pero al menos da las respuestas posibles a todas las preguntas que puede proponerse, es decir, respuestas que no son inconsistentes con el fenómeno observado y con los criterios que hemos obtenido para los cuerpos en reposo.

Por tanto suponemos que en todos los puntos puede asignarse una velocidad definida al medio que llena el espacio; e indicamos las componentes de esto en las direcciones de x , y , z por α , β , γ . Consideramos estas magnitudes siempre finitas, y las tratamos como si variaran continuamente de un punto a otro. Por supuesto que admitimos variaciones discontinuas, pero consideramos que sólo son casos límite de variaciones continuas muy rápidas. Además podemos limitar cada continuidad permisible con restricciones que no lleven en ningún caso a la formación de espacios vacíos. La condición necesaria y suficiente es que los tres coeficientes diferenciales $d\alpha/dx$, $d\beta/dy$, $d\gamma/dz$ siempre deben ser finitos. Siempre que observemos materia tangible en el espacio deduciremos los valores de α , β , γ del movimiento de este. Si no observamos ninguna materia tangible en el espacio, podemos asignar a α , β , γ cualquier valor arbitrario consistente con los movimientos dados en el borde del espacio vacío, y del mismo valor de magnitud. Por ejemplo, damos a α , β , γ los valores que existirían en el éter si se moviera igual que cualquier gas. Además podemos usar aquí en el mismo sentido todos los símbolos que tenemos en el papel precedente. Hemos considerado la fuerza eléctrica y magnética como signos de la condición de la materia en movimiento y con el mismo sentido que los hemos considerado hasta ahora como signos de las condiciones de la materia en reposo. Puede considerarse la polarización eléctrica y magnética simplemente como un segundo modo equivalente para indicar las mismas condiciones. También asignamos a las líneas de fuerza, con las que representamos estas polarizaciones, el mismo sentido exacto.

1. *Expresiones de las ecuaciones fundamentales para los cuerpos en movimiento*

En todo punto de un cuerpo en reposo la variación temporal del estado magnético está determinada simplemente por la distribución de la fuerza eléctrica en las proximidades de este punto. En el caso de un cuerpo en movimiento, además de esto, hay una segunda variación en todo momento superpuesta con la primera, y que surge de la distorsión que experimenta en las proximidades del punto considerado durante el movimiento. Podemos afirmar ahora que la influencia del movimiento es de

un tipo que, sólo en el trabajo, arrastraría las líneas de fuerza magnéticas con la materia. O más exactamente:— Suponiendo en todo instante que el estado magnético de la sustancia está representado en magnitud y dirección por un sistema de líneas de fuerza; entonces un sistema de líneas de fuerza que pasen a través de los puntos materiales también representan la magnitud y dirección del estado magnético en cualquier momento, si sólo consideramos el efecto del movimiento. Esta indicación es válida para la variación que sufre la polarización eléctrica durante el movimiento. Esta indicación es suficiente para extender la teoría ya indicada en los cuerpos en reposo para los cuerpos en movimiento, esto satisface las condiciones que necesita nuestro sistema, y se verá que abarca a todos los hechos observados (Ver la Nota 33 al final de este libro).

Para representar simbólicamente nuestras ideas, primero, fijamos nuestra atención a un pequeño elemento de superficie en el interior de la materia en movimiento durante el elemento de tiempo dt , que en el inicio del elemento de tiempo está paralelo con el plano yz , y durante el movimiento se desplaza y distorsiona con la materia. Distribuimos y dibujamos las líneas de fuerza magnética para que el número de ellas que penetran el elemento de superficie en el inicio del tiempo dt sea \mathfrak{L} . Siempre y en todo lugar \mathfrak{L} , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} , indicarán el número de líneas de fuerza que atraviesan un elemento de superficie de la misma área paralela respectivamente a los planos yz , xz , xy . El número de líneas de fuerza que atraviesan nuestro elemento de superficie en particular varía ahora debido a varias causas; debemos considerar por separado la cantidad con que contribuye cada causa por separado. En primer lugar, el número varía incluso aunque cada elemento de superficie permanezca en su posición original; esta variación vale $(d\mathfrak{L}/dt)dt$, si $d\mathfrak{L}/dt$ indica la variación de \mathfrak{L} en un punto que, referente a nuestro sistema de coordenadas, está en reposo. En segundo lugar, al desplazar el elemento de superficie con la velocidad α , β , γ a otros sitios donde se obtienen otros valores de \mathfrak{L} , el índice de variación debido a esta causa vale $(\alpha d\mathfrak{L}/dx + \beta d\mathfrak{L}/dy + \gamma d\mathfrak{L}/dz)dt$. En tercer lugar, el plano del elemento gira con una velocidad da/dy sobre el eje z , y con una velocidad da/dz sobre el eje y , las líneas de fuerza estarán abarcadas por el elemento que originalmente eran paralelas a él; la cantidad debido a esta causa es $-(\mathfrak{M}da/dy +$

$\mathfrak{N}d\alpha/dz)dt$. Finalmente, la superficie del elemento aumenta con una velocidad $d\beta/dy + dy/dz$; y por esta causa el número aumenta en una cantidad $\mathfrak{E}(d\beta/dy + d\beta/dz)dt$. Si la suma de estas cantidades es igual a cero, no cambia el número, por tanto teniendo en cuenta todas las causas posibles de variación, y siendo todas las cantidades muy pequeñas, su suma representa la variación total. También podemos analizar la variación total de otra manera que tiene un significado claramente físico, a saber, la cantidad y el movimiento que contribuye la presencia de fuerzas eléctricas en la proximidad, suponiendo en cada caso la ausencia de la otra causa. Según las leyes que son válidas para los conductores en reposo, las primeras valen $(dZ/dy dY/dz)dt \cdot 1/A$; según lo que hemos dicho, la última es cero; la primera representa la variación total. Podemos igualar las dos expresiones para la variación total, dividida por dt , multiplicada por A , y restamos los términos $ad\mathfrak{N}/dy + ad\mathfrak{Z}/dz$, los reordenamos y obtenemos así, después de tratar de la misma forma los demás componentes de la fuerza magnética y la fuerza eléctrica, el siguiente sistema de las ecuaciones fundamentales para los cuerpos en movimiento:—

$$(1_a) \left\{ \begin{array}{l} A \left\{ \frac{d\mathfrak{E}}{dt} + \frac{d}{dy}(\beta\mathfrak{E} - \alpha\mathfrak{N}) - \frac{d}{dz}(\alpha\mathfrak{Z} - \gamma\mathfrak{E}) + \alpha \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{N}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \quad \quad \quad = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \left\{ \frac{d\mathfrak{N}}{dt} + \frac{d}{dz}(\gamma\mathfrak{N} - \beta\mathfrak{Z}) - \frac{d}{dx}(\beta\mathfrak{E} - \alpha\mathfrak{N}) + \beta \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{N}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \quad \quad \quad = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \left\{ \frac{d\mathfrak{Z}}{dt} + \frac{d}{dx}(\alpha\mathfrak{Z} - \gamma\mathfrak{E}) - \frac{d}{dy}(\gamma\mathfrak{N} - \beta\mathfrak{Z}) + \gamma \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{N}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \quad \quad \quad = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}, \end{array} \right.$$

$$(1_b) \left\{ \begin{array}{l} A \left\{ \frac{d\mathfrak{X}}{dt} + \frac{d}{dy}(\beta\mathfrak{X} - a\mathfrak{Y}) - \frac{d}{dz}(a\mathfrak{Z} - \gamma\mathfrak{X}) + a \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \qquad \qquad \qquad = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi Av, \\ A \left\{ \frac{d\mathfrak{Y}}{dt} + \frac{d}{dz}(\gamma\mathfrak{Y} - \beta\mathfrak{Z}) - \frac{d}{dx}(\beta\mathfrak{X} - a\mathfrak{Y}) + \beta \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \qquad \qquad \qquad = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - 4\pi Aw, \\ A \left\{ \frac{d\mathfrak{Z}}{dt} + \frac{d}{dx}(a\mathfrak{Z} - \gamma\mathfrak{X}) - \frac{d}{dy}(\gamma\mathfrak{Y} - \beta\mathfrak{Z}) + \gamma \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right\} \\ \qquad \qquad \qquad = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} - 4\pi Aw. \end{array} \right.$$

que se completan con las relaciones lineales que relacionan las polarizaciones y los componentes de corriente con las fuerzas. Deben considerarse las constantes de estas relaciones como funciones variables de las condiciones de la materia en movimiento, y esto también se extiende también a las funciones del tiempo (Ver Nota 34 al final del libro).

Nuestro método de deducir las ecuaciones (1_a) y (1_b) no exige que el sistema de coordenadas que usamos esté fijo en el espacio. Por tanto, sin cambiar la forma, debemos transformar nuestras ecuaciones del sistema de coordenadas elegido a un sistema de coordenadas que se mueven de cualquier modo por el espacio, tomando α , β , γ , para representar las componentes de velocidad en referencia al nuevo sistema de coordenadas, y referirnos en todo instante a las constantes ε , μ , λ , X' , Y' , Z' , que dependen de la dirección. De esto se sigue que el movimiento absoluto de un sistema rígido de cuerpos no afecta a ningún proceso electromagnético interno cualquiera que sea, siempre que *todos*, los cuerpos considerados, incluyendo también al éter, tengan realmente el movimiento. Además, de esta consideración se deduce que incluso aunque una única parte de un sistema en movimiento se mueva como un cuerpo rígido, el proceso que tiene lugar en esta parte seguirá exactamente el mismo curso que los cuerpos en reposo. No obstante, si el movimiento existente no ejerce ninguna influencia sobre esta parte, esta influencia sólo surge en las porciones del sistema en que tiene lugar la distorsión de los elementos, y por tanto debe propagarse en las partes que después se mueven a la manera de

los cuerpos rígidos. Por ejemplo, si se desplaza de repente en el campo magnético una masa sólida de metal, según nuestras ecuaciones, el único efecto directo o simultáneo de esta perturbación se encuentra en la superficie y en las proximidades de la masa metálica; por tanto aumentan las fuerzas eléctricas que después producen efectos secundarios —penetra en el interior de la masa y aparecen corrientes en él.

Las ecuaciones que hemos indicado están en forma y en intención muy relacionadas con las que presentó von Helmholtz en el Vol. LXXVIII del *Journal* de Borchardt, representan el comportamiento de las fuerzas eléctrica y magnética en los cuerpos en movimiento (v. Helmholtz, *Ges. Abhandl.* 1, pág. 745, *Journ. de Borchardt f. Mathem.* 78, pág. 273, 1874). Esta fuente de notación está parcialmente prestada. No obstante nuestras ecuaciones se diferencian de las dadas por von Helmholtz, no sólo en forma, sino también en significado, al menos en lo que se refiere a los miembros que no han sido demostrados hasta ahora por los experimentos. No parece tampoco que Maxwell haya buscado, en su tratado ningún tratamiento sistemático de los cuerpos en movimiento (Esta afirmación no es totalmente correcta. No es válida para el tratado de Maxwell, sino a su papel “Sobre la física de las líneas de fuerza” (*Phil. Mag.*, Abril de 1861) Maxwell da un tratamiento completo y sistemático del fenómeno en los cuerpos en movimiento. Desgraciadamente no tuve ninguna noticia de esto hasta después de escribir mi papel). Las numerosas referencias que he hecho a estos fenómenos se han limitado a aproximaciones, o sólo a los casos que no implican ninguna diferencia necesaria entre las teorías de la acción directa o indirecta.

2. El significado físico de los términos por separado

Las ecuaciones (1_a) y (1_b) nos dan el valor futuro de las polarizaciones en todo punto fijo en el espacio o, si lo preferimos a cada elemento de la materia en movimiento, como consecuencia definida y determinada del estado electromagnético presente y el movimiento presente en las cercanías del punto considerado. Este es el significado de ellos según la concepción que representa nuestro sistema. La concepción común de las relaciones expresadas por estas ecuaciones es muy diferente. Considera como causa las relaciones de la variación

de las polarizaciones del lado izquierdo, y las fuerzas inducidas en el lado derecho como si fuera la misma consecuencia. Esta concepción surge del hecho que las polarizaciones y sus variaciones generalmente nos son más claras y conocidas que las fuerzas que aparecen simultáneamente; en lo que respecta a nuestros conocimientos, la parte izquierda de las ecuaciones es anterior al lado derecho. En los casos principales que nos interesan esta idea tiene ventajas muy grandes; pero desde el punto de vista en general tiene la desventaja que las fuerzas no están determinadas por completo por las relaciones de variación de las polarizaciones del tipo opuesto, sino que contiene términos que son independientes de estas variaciones. La teoría común nos elimina esta dificultad al establecer estos términos como fuerzas que son sólo electrostáticas o magnéticas, según la teoría determinada por nuestras ecuaciones. Aunque no podemos aprobar esta separación, y por tanto no aceptamos la idea común como una relación causal, es interesante mostrar cómo se han introducido las fuerzas parciales en la teoría normal y los términos separados en nuestras ecuaciones. Por esta razón dividimos las fuerzas en la forma $X = X_1 + X_2$, etc., $L = L_1 + L_2$, etc., y ponemos—

$$(2) \begin{cases} X_1 = A(\gamma\mathfrak{M} - \beta\mathfrak{N}), & L_1 = A(\beta\mathfrak{Z} - \gamma\mathfrak{L}), \\ Y_1 = A(a\mathfrak{N} - \gamma\mathfrak{E}), & M_1 = A(\gamma\mathfrak{X} - a\mathfrak{Z}), \\ Z_1 = A(\beta\mathfrak{E} - a\mathfrak{M}), & N_1 = A(a\mathfrak{L} - \beta\mathfrak{X}), \end{cases}$$

Así obtenemos para $X_2, Y_2, Z_2, L_2, M_2, N_2$ las ecuaciones que resultan de las ecuaciones (1_a) y (1_b) para X, Y, Z, L, M, N omitiendo el segundo y tercer término del lado izquierdo. Ahora la resultante de X_1, Y_1, Z_1 es una fuerza eléctrica que aparece tan pronto se mueve el cuerpo en el campo magnético. Es perpendicular a la dirección del movimiento y a la dirección de las líneas de fuerza magnéticas; esta fuerza es la que en sentido cerrado acostumbramos a indicar como fuerza electromotriz inducida por el movimiento. Pero debemos observar que, según nuestros puntos de vista, la separación entre esto y la fuerza total no tiene ningún significado físico; se encuentra en oposición a nuestra hipótesis de que el campo magnético de un cuerpo debe moverse en relación a él. La contrapartida de la fuerza X_1, Y_1, Z_1 es la fuerza L_1, M_1, N_1 , que también debe sentirse en un no conductor mientras se desplaza a través de las líneas de fuerza

de un campo eléctrico; pero esto todavía no se ha confirmado en los experimentos y no se encuentra en las viejas teorías del electromagnetismo. Vamos ahora a dirigir nuestra atención a la resultante de $L_2 M_2 N_2$, y suponer las soluciones generales de las ecuaciones que contienen estas cantidades representadas como funciones de las cantidades

$$u, d\mathfrak{X}/dt, a(d\mathfrak{X}/dx + d\mathfrak{Y}/dy + d\mathfrak{Z}/dz), \text{ etc.}$$

Pongamos ahora a cero todas estas últimas cantidades en las funciones; todavía queda una primera parte de la fuerza que no debe su origen a causas electromagnéticas. Necesariamente sus componentes poseen un potencial; representa la fuerza a distancia que, según los puntos de vista antiguos, procede de masas magnéticas. La segunda parte de la fuerza está dada por la parte de las funciones que se anulan cuando, y sólo cuando desaparecen u, v, w . Contiene la fuerza magnética a distancia que aparece cuando proviene de las corrientes eléctricas actuales. Obtenemos toda la parte electromagnética de la fuerza $L_2 M_2 N_2$ reemplazando en la expresión de la segunda parte la cantidad $4\pi Au$ por la cantidad

$$4\pi Au + A \frac{d\mathfrak{X}}{dt} + Aa \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right)$$

y se trata v y w de la misma forma. Esto corresponde a la aparición de una fuerza magnética a distancia, debe considerarse en primer lugar a la corriente actual como equivalente a la variación de una polarización eléctrica, y en segundo lugar al movimiento convectivo de la electricidad verdadera. Esta última parte se confirma en el experimento de Rowland.

Finalmente, consideremos la fuerza $X_2 Y_2 Z_2$. Podemos separar una parte de esta fuerza que es independiente de las variaciones temporales del sistema, posee un potencial, y que se trata como una fuerza a distancia electrostática. Del resto de la fuerza electromagnética que queda podemos separar una segunda parte, que se anula cuando, y sólo cuando, se anulan las cantidades $d\mathfrak{E}/dt, d\mathfrak{M}/dt, d\mathfrak{N}/dt$. Esto representa claramente a la fuerza de inducción que aparece cuando varían los momentos magnéticos, pero también contiene oculta a la fuerza eléctrica que se origina por las corrientes variables. Finalmente, queda

una tercera y última parte que puede interpretarse como una fuerza eléctrica producida por un movimiento convectivo del magnetismo, y que se explica con cierto fenómeno conocido sobre la inducción unipolar.

Estas consideraciones muestran que también podemos llegar al sistema de ecuaciones (1_a) y (1_b) sumando los efectos de las fuerzas separadas exigidos por las viejas teorías, y sumando una serie de términos hipotéticos que no pueden validarse o refutarse con los experimentos existentes. El modo que hemos seguido exige un número pequeño de hipótesis independientes. Vamos a seguir ahora deduciendo de nuestras ecuaciones los resultados generales más importantes.

3. Movimiento de imanes y cuerpos cargados electrostáticamente

En nuestro esquema aparecen como causas independientes de variación de la polarización eléctrica o magnética primero las fuerzas magnéticas o eléctricas, y segundo el movimiento de los cuerpos materiales. Según nuestras conclusiones en el caso de los cuerpos en reposo, la primera causa no desplaza la electricidad verdadera en los no conductores y ningún desplazamiento del magnetismo verdadero. La última causa produce un desplazamiento de electricidad y magnetismo hacia el espacio en reposo, pero no un desplazamiento hacia la materia en movimiento; con este movimiento esta materia arrastra las líneas de fuerza, y puede considerarse a la electricidad y el magnetismo como los extremos libres de estas líneas. Por esta razón cuando actúan juntos no hay ningún movimiento relativo de magnetismo verdadero con referencia a la materia que le rodea; tampoco hay ningún movimiento relativo de electricidad verdadera en los no conductores. Bajo estas circunstancias la electricidad y el magnetismo se mueve con la materia donde se encuentran como si fuera indestructible y por tanto se adhiere firmemente a ella. Para representar simbólicamente esta misma idea, primero vamos a diferenciar las ecuaciones (1_a) y después las ecuaciones (1_b) con respecto a x , y , z , multiplicar el elemento de volumen dt que hemos supuesto que permanece en reposo, y con las cantidades \mathfrak{E} , \mathfrak{M} , etc., referidas. Con dt' denominamos un elemento de volumen que encierra en todo momento a la

material contenida en el instante presente en $d\tau$; con de' y dm' denominamos las cantidades de electricidad y magnetismo verdaderos contenidos en $d\tau'$, y con \mathfrak{E}' , \mathfrak{M}' , etc., los valores de \mathfrak{E} , \mathfrak{M} , etc., en referencia a $d\tau'$. Por tanto obtenemos—

$$(3_a) \left\{ \begin{aligned} & \left\{ \frac{d}{dt} \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right) \right. \\ & + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right) + \beta \frac{d}{dy} \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right) \\ & \qquad \qquad \qquad + \gamma \frac{d}{dz} \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right) \\ & + \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \left(\frac{d\mathfrak{E}}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}}{dz} \right) \left. \right\} d\tau \\ & = \frac{d}{dt} \left\{ \left(\frac{d\mathfrak{E}'}{dx} + \frac{d\mathfrak{M}'}{dy} + \frac{d\mathfrak{N}'}{dz} \right) d\tau' \right\} = 4\pi \frac{dm'}{dt} = 0, \end{aligned} \right.$$

$$(3_b) \left\{ \begin{aligned} & \left\{ \frac{d}{dt} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \right. \\ & + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) + \beta \frac{d}{dy} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \\ & \qquad \qquad \qquad + \gamma \frac{d}{dz} \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \\ & + \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \left(\frac{d\mathfrak{X}}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}}{dz} \right) \left. \right\} d\tau \\ & = \frac{d}{dt} \left\{ \left(\frac{d\mathfrak{X}'}{dx} + \frac{d\mathfrak{Y}'}{dy} + \frac{d\mathfrak{Z}'}{dz} \right) d\tau' \right\} = 4\pi \frac{de}{dt} \\ & = 4\pi \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right). \end{aligned} \right.$$

Estas ecuaciones abarcan todo lo dicho anteriormente, y están completas en lo que respecta a los conductores. Si las velocidades α , β , γ son más pequeñas que las condiciones eléctrica y magnética pueden estar infinitamente próximas al estado estacionario en todo instante, y si nos limitamos a considerarlos como estado cuasi estacionario, los resultados que se han obtenido son suficientes y necesarios para determinar la interdependencia de los diversos estados que pueden surgir entre ellos. La introducción de estos resultados en los problemas nos permite sustituir las ecuaciones completas y muy complicadas

(1_a) y (1_b) por las ecuaciones equivalentes más simples que son válidas para los problemas de estática en los cuerpos en reposo, y que se pueden deducir de las ecuaciones (1_a) y (1_b) igualando a cero las velocidades y variaciones temporales en todos los puntos del espacio. No es posible esta simplificación de lo dicho sin introducir la idea de la electricidad y el magnetismo; y me parece que esta es la principal razón de por qué estas ideas son indispensables en el estudio de la electrostática y en la representación de los fenómenos magnéticos.

4. *Inducción en circuitos cerrados*

Las velocidades más elevadas que podemos asignar a los cuerpos cercanos son pequeñas comparadas con la velocidad de la luz —la inversa que aparece como multiplicador de α , β , γ en las ecuaciones (1_a) y (1_b)— los efectos electromagnéticos debidos únicamente al movimiento sólo se pueden investigar con precisión en el caso particular en que estos efectos consisten en la inducción de una corriente eléctrica en un conductor metálico cerrado. Para determinar la magnitud de estos efectos en los conductores cerrados, vamos a considerar cualquier porción abierta ω de una superficie en el interior de la materia considerada, y que se desplaza con las partículas materiales durante el movimiento. Hagamos que s represente la curva límite instantánea de este elemento de superficie. Hagamos que ζ' indique el número de líneas de fuerza magnética que atraviesan en todo momento la superficie ω . Vamos a considerar que las causas que producen una variación en ζ' (independientemente entre sí) son dos —en primer lugar, las fuerzas eléctricas; y en segundo lugar, el movimiento de la materia. Si la primera causa sólo fuera un trabajo, el sistema estaría en reposo, de esta forma la velocidad de variación de ζ' multiplicada por A será igual a la integral de la fuerza eléctrica tomada en toda la extensión de s ; la integral, vista desde el lado positivo normal en sentido de las agujas del reloj. Si el movimiento fuera tan sólo un trabajo, no produciría ninguna variación de ζ' , transportaría las líneas de fuerza que atraviesan la superficie ω junto con la propia superficie. Por esta razón en el caso actual en que las dos causas actúan juntas, la integral de la fuerza eléctrica tomada en el sentido dado alrededor de cualquier curva s cerrada es igual a A multiplicada

por la velocidad de variación del número de líneas magnéticas de fuerza que atraviesan cualquier superficie que estuviera unida originalmente a la curva s , pero que sigue el movimiento. Esta ley también se cumple para el caso especial —el único caso que es importante desde un punto de vista experimental— en que la curva s sigue el camino de un conductor lineal; no se invalida cuando el movimiento es lo suficiente lento para permitir todos los estados que surgen para aparecer como constantes, y la corriente es uniforme en todas las partes del conductor.

Para representar esto simbólicamente, hagamos que n',x , n',y , n',z indiquen el ángulo que la normal al elemento $d\omega$ de la superficie móvil ω hace en todo momento con los ejes. Hagamos que ξ' , η' , ζ' tenga los valores de ξ , η , ζ en este elemento. Además, hagamos que $d\omega$, n,x , n,y , n,z indiquen los valores de $d\omega$, n',x , n',y , n' , en la posición original. Observamos que, siguiendo consideraciones puramente geométricas, tenemos

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(d\omega \cos n',x) &= d\omega \left\{ \left(\frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \cos n,x - \frac{d\beta}{dx} \cos n,y - \frac{d\gamma}{dx} \cos n,z \right\}, \\ \frac{d}{dt}(d\omega \cos n',y) &= d\omega \left\{ -\frac{da}{dy} \cos n,x + \left(\frac{da}{dx} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \cos n,y - \frac{d\gamma}{dy} \cos n,z \right\}, \\ \frac{d}{dt}(d\omega \cos n',z) &= d\omega \left\{ -\frac{da}{dz} \cos n,x - \frac{d\beta}{dz} \cos n,y + \left(\frac{da}{dx} + \frac{d\beta}{dy} \right) \cos n,z \right\},\end{aligned}$$

y obtenemos así

$$\begin{aligned}\frac{d\xi'}{dt} &= \frac{d}{dt} \int (\xi' \cos n',x + \eta' \cos n',y + \zeta' \cos n',z) d\omega \\ &= \int \left(\frac{d\xi}{dt} + a \frac{d\xi}{dx} + \beta \frac{d\xi}{dy} + \gamma \frac{d\xi}{dz} \right) \cos n,x d\omega \\ &+ \int \left(\frac{d\eta}{dt} + a \frac{d\eta}{dx} + \beta \frac{d\eta}{dy} + \gamma \frac{d\eta}{dz} \right) \cos n,y d\omega \\ &+ \int \left(\frac{d\zeta}{dt} + a \frac{d\zeta}{dx} + \beta \frac{d\zeta}{dy} + \gamma \frac{d\zeta}{dz} \right) \cos n,z d\omega \\ &+ \int \xi \left(\frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \cos n,x d\omega - \int \xi \frac{d\beta}{dx} \cos n,y d\omega - \int \xi \frac{d\gamma}{dx} \cos n,z d\omega \\ &- \int \eta \frac{da}{dy} \cos n,x d\omega - \int \eta \left(\frac{da}{dx} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \cos n,y d\omega - \int \eta \frac{d\gamma}{dy} \cos n,z d\omega \\ &- \int \zeta \frac{da}{dz} \cos n,x d\omega - \int \zeta \frac{d\beta}{dz} \cos n,y d\omega + \int \zeta \left(\frac{da}{dx} + \frac{d\beta}{dy} \right) \cos n,z d\omega ;\end{aligned}$$

y a partir de aquí, con la ayuda de las ecuaciones (1_a) y (1_b) obtenemos la última integral

$$A \frac{d\zeta'}{dt} = \int \left\{ \left(\frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \right) \cos n_x + \left(\frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} \right) \cos n_y + \right. \\ \left. + \left(\frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} \right) \cos n_z \right\} d\omega = \int (Xdx + Ydy + Zdz),$$

tomada en toda la extensión s de la superficie $d\omega$.

En los casos especiales se puede simplificar el resultado. Si se puede cerrar el espacio con una única conexión que contenga por completo la curva móvil s y donde no haya magnetismo verdadero, es inmaterial si la superficie auxiliar ó sigue el movimiento de las partes materiales o si sufre un desplazamiento independiente de ellas, siempre que se mantenga en el espacio referido, y esté circunscrito a la curva s . En este caso podemos simplificar y afirmar categóricamente que la integral de la fuerza eléctrica tomada sobre la curva cerrada es igual a la variación temporal del número de líneas de fuerza magnética abarcadas por la curva s multiplicada por A . Si mantenemos esta misma hipótesis, y si además es constante la polarización magnética en todos los puntos fijos del espacio a pesar del movimiento de la curva s , podemos afirmar que la fuerza inducida a lo largo de la curva es igual a A multiplicada por el número de líneas de fuerza magnética, considerado como si estuviera en reposo, y que la curva s lo corta en una dirección dada durante su movimiento. Si las fuerzas magnéticas, bajo la influencia de la curva s en movimiento, se debe sola y únicamente a la influencia de una corriente uniforme a lo largo de un camino t , el número de líneas de fuerza que atraviesan s es, como hemos visto (Ver pág. 230), igual al producto del potencial de Neumann de las curvas s y t , y de la corriente en t . En este caso, la variación del producto antes mencionado por unidad de tiempo multiplicado por A da la fuerza que actúa a lo largo de la curva s .

De una u otra forma estos teoremas abarcan todos los casos conocidos de inducción que se han investigado en detalle. Además, las leyes de la inducción unipolar pueden deducirse fácilmente de las proposiciones generales. Las investigaciones

cuantitativas de los fenómenos de la inducción en los cuerpos de tres dimensiones sólo se han hecho de forma limitada. Las ecuaciones con que Jochmann (Jochmann, *Crelle's Journ.* 63, pág. 1, 1863) y otros han conseguido representar los hechos conocidos, se deducen directamente de nuestras ecuaciones generales omitiendo varios términos que desaparecen de forma natural a consecuencia de la naturaleza especial del problema.

No podemos dejar de mencionar que representamos el teorema general de la inducción de otra forma más elegante que si hubiéramos hablado únicamente de un movimiento independiente de las líneas de fuerza, y considerando en general toda variación de la polarización magnética como resultado del movimiento de las líneas de fuerza. Si hacemos esto, podemos decir perfectamente que la fuerza electromotriz inducida en cualquier curva cerrada s es igual al producto de A por el número de líneas de fuerza magnética que cortan la curva s en un sentido definido por unidad de tiempo. Pero aunque no puede ponerse ninguna objeción al uso ocasional de la idea implícita, es mejor para nosotros evitarlo en el presente papel. A partir de la idea empleada por Faraday, y desarrollada por Poynting (J. H. Poynting, *Phil. Trans.* 2 pág. 277, 1885. [Ver también la note 35 al final del libro]) de un movimiento de las líneas de fuerza relativo al medio que le rodea, es notable, y puede funcionar, pero es totalmente diferente de los puntos de vista que hemos seguido, según los cuales las líneas de fuerza son simplemente un símbolo para las condiciones especiales de la materia. No tiene ningún significado hablar de un movimiento independiente de estas condiciones. También se ha de observar que el aumento y disminución controlable de las líneas de fuerza en todas las partes del espacio no determinan en absoluto el movimiento supuesto de las líneas de fuerza. Por esta razón la proposición antes mencionada no decide definitivamente en todo momento la magnitud de la inducción; más bien debe considerarse como una definición por medio de la cual sólo uno entre los movimientos posibles de las líneas de fuerza es el movimiento efectivo.

5. *Tratamiento de las superficies que se deslizan*

En la separación entre dos cuerpos homogéneos las constantes electromagnéticas pueden pasar de un valor a otro de

forma discontinua; pero las componentes de velocidad α β γ no experimentan obligatoriamente al mismo tiempo cambios discontinuos en esta superficie de separación. Las superficies de separación entre cuerpos sólidos, o también entre fluidos, deben considerarse como superficies discontinuas; y también somos libres de suponer que la transición en la separación entre un cuerpo y el éter es de la misma naturaleza. La aparición del movimiento continuo en estas superficies de discontinuidad no plantea ninguna consideración nueva; las condiciones de las partes materiales a ambos lados de la superficie están conectadas por las mismas relaciones que se obtienen para los cuerpos en reposo.

Pero el caso es diferente cuando las componentes de velocidad también experimentan variaciones discontinuas en la superficie. Como se observó en nuestra Introducción, la discontinuidad sólo puede referirse a las componentes de la velocidad que son paralelas a la superficie de separación; por tanto denominamos correctamente a las superficies de este tipo como superficies de deslizamiento (*Gleitflächen*). Pueden existir entre cuerpos sólidos que están en contacto entre sí, en ocasiones es conveniente y también –a la vista de lo que ignoramos en las circunstancias actuales– permisible considerar la superficie de separación entre un cuerpo y el éter como una superficie de deslizamiento. Como hemos indicado en la Introducción, tratamos la superficie de deslizamiento como el caso límite de una capa de transición en que los movimientos, y tal vez las constantes electromagnéticas cambian muy rápidamente, pero de forma continua de un valor a otro. Esta hipótesis se justifica por el hecho de que no lleva a ningún resultado contradictorio con los experimentos; y nos permite afirmar que las proposiciones generales que hemos deducido no son inválidas en un sistema en que hay superficies de deslizamiento. Para que en nuestra hipótesis sea suficiente con determinar las condiciones en la superficie de separación, la naturaleza de la transición debe estar sujeta a ciertas limitaciones generales. Damos estas restricciones en forma de hipótesis respecto a la finura de ciertas magnitudes de la propia capa de transición. Suponemos que no hay fuerzas electromotrices en la superficie de deslizamiento. Colocamos el origen del sistema de coordenadas al que nos referimos en cualquier punto del elemento de la capa de transición considerada, y

seguimos también a este punto durante el movimiento. Además damos al eje z una dirección que sea perpendicular al elemento de la superficie de deslizamiento, y también permanece perpendicular durante el movimiento. Así la capa de transición siempre forma la proximidad inmediata del plano xy . Suponemos que incluso en la propia capa de transición las cantidades

$$\begin{array}{cccccc} X & Y & Z & L & M & N \\ \varkappa & \eta & \delta & \xi & \mu & \nu \\ u & v & w & a & \beta & \gamma \end{array}$$

permanecen infinitas; y del mismo modo los coeficientes diferenciales de estas cantidades paralelas a la superficie de deslizamiento, es decir, respecto a x e y , y también a los coeficientes diferenciales de las cantidades

$$\varkappa \quad \eta \quad \delta \quad \xi \quad \mu \quad \nu$$

con referencia al tiempo t , permanecen infinitas. Por otra parte, debemos permitir que los coeficientes diferenciales respecto a z se hagan infinitos, con la excepción de $d\gamma/dz$, que, según la anotación de la Introducción antes referida, debe permanecer finito. Según esto γ es despreciable en toda la capa de transición. Al hacer estas suposiciones, multiplicamos las dos primeras ecuaciones del sistema (1_a) y (1_b) por dz , integrada respecto a z en la capa de transición entre dos puntos que están muy cercanos entre sí, y observamos que debido al corto espacio de integración, se desvanece la integral de toda cantidad que permanece finita en la capa. Así obtenemos las siguientes cuatro ecuaciones, en que el índice 1 se refiere a un lado y el índice 2 al otro lado de la superficie de separación—

$$(5_a) \quad A \int_1^2 \varkappa \frac{da}{dz} dz = Y_2 - Y_1, \quad -A \int_1^2 \varkappa \frac{d\beta}{dz} dz = X_2 - X_1;$$

$$(5_b) \quad -A \int_1^2 \delta \frac{da}{dz} dz = M_2 - M_1, \quad A \int_1^2 \delta \frac{d\beta}{dz} dz = L_2 - L_1.$$

Estas ecuaciones dan las relaciones mutuas entre las componentes de fuerza tangenciales a la superficie de separación a ambos lados de ella. Aquí, como en el caso de los cuerpos en

reposo, las componentes normales a la superficie se relacionan por la condición que la densidad de superficie del verdadero magnetismo de separación no puede alterarse excepto por convección, y la densidad de superficie de la electricidad verdadera sólo se pueden alterar bien por convección o por una corriente actual.

Si el elemento de la superficie de separación considerada no está cargado ni con electricidad ni con magnetismo verdadero, \mathfrak{E} y \mathfrak{X} son constantes en el interior de la capa de transición. En este caso las ecuaciones (5_a) y (5_b) toman las formas más simples

$$\begin{aligned} (5_c) \quad X_2 - X_1 &= A\mathfrak{X}(\beta_1 - \beta_2), & Y_2 - Y_1 &= A\mathfrak{X}(a_2 - a_1), \\ (5_d) \quad L_2 - L_1 &= A\mathfrak{E}(\beta_2 - \beta_1), & M_2 - M_1 &= A\mathfrak{E}(a_1 - a_2). \end{aligned}$$

Como ejemplo de la aplicación de estas ecuaciones, vamos a considerar el caso de un sólido de revolución que gira sobre su eje dentro de un hueco en otro cuerpo sólido que le rodea muy próximo a él. Si este sistema se somete a la acción de un campo magnético que es simétrico respecto al eje de rotación, no habrá, respecto a nuestra concepción, bien en el interior del cuerpo giratorio, o en el interior de la masa que le rodea, ninguna causa para la aparición de fuerzas eléctricas. Estas fuerzas están, de hecho, ausentes cuando la excitación magnética se limita por completo al interior de un cuerpo o de otro. Pero si las líneas de fuerza penetran a través de la superficie en que se deslizan los dos cuerpos entre sí, se excitan fuerzas electromotrices expresadas por la ecuación (5_c) en esta superficie; estas fuerzas se dispersan hacia el interior de los cuerpos y producen la tensión y corriente eléctricas cuya existencia se demuestra experimentalmente. Si los cuerpos considerados son no conductores y están sujetos a la influencia de fuerzas eléctricas simétricamente distribuidas referidas al eje de rotación, y que no se desvanecen en la superficie de deslizamiento, la introducción de un movimiento excita fuerzas magnéticas en la proximidad según la ecuación (5_d). Es cierto que no se pueden observar efectos de este tipo con la misma claridad que los referidos anteriormente; pero hay al menos una indicación de ellos en los experimentos del profesor Röntgen (W. C. Röntgen, *Wied. Ann.* 35, pág. 264, 1888).

En el caso general en que hay cambios de electricidad y magnetismo verdaderos en la superficie de separación, no es

suficiente conocer la densidad de superficie para calcular las integrales de las ecuaciones (5_a) y (5_b); aparte de que es necesario saber la cantidad de electricidad y magnetismo que está en movimiento en la capa de transición de cada uno de los dos cuerpos contiguos. Esta indeterminación reside en la naturaleza de la materia. Consideremos por ejemplo el experimento de Rowland sobre el efecto del movimiento convectivo de la electricidad; y supongamos que el disco electrificado gira en el interior de un sólido aislante que le rodea íntimamente, en vez de girar en el aire. Está claro que el efecto magnético ha de disminuir, incluso hasta el punto de desaparecer por completo, ya que la electricidad se escapa gradualmente de la superficie del disco giratorio hacia la superficie continua del cuerpo en reposo.

6. *Conservación de la energía – Fuerzas ponderomotrices*

Debemos considerar la transición del sistema del estado inicial al final durante cualquier elemento de tiempo que se divide en dos etapas. En la primera etapa supondremos que todas las partes materiales se transfieren desde su posición inicial a su posición final, las líneas de fuerza siguen simplemente el movimiento de las partes materiales. En la segunda etapa supondremos que las fuerzas eléctrica y magnética, que en ese momento están presentes, entran en acción, y a su vez transfieren las condiciones electromagnéticas a su estado final. La variación que experimenta la energía electromagnética del sistema durante todo el periodo de transición es la suma de las variaciones que experimenta durante las dos etapas. El proceso que tiene lugar durante la segunda etapa es el proceso de los cuerpos en reposo; sabemos previamente cómo se compensan las variaciones de la energía electromagnética durante estos procesos por otras formas de energía. Pero durante la primera etapa, se altera la energía electromagnética de cada parte material del sistema; por tanto vamos a indicar cómo se reduce la energía electromagnética, o averiguar la fuente de cualquier incremento. En lo que respecta a toda la experiencia existente, se puede probar sin duda alguna que en cualquier sistema electromagnético la cantidad de energía en cuestión se equilibra con el trabajo mecánico que hacen las fuerzas ponderomotrices eléctrica y magnética del sistema durante el elemento de tiempo

considerado. No obstante, tomado como aplicación general, esto no es suficiente para permitirnos deducir de forma general las fuerzas ponderomotrices de las variaciones calculables de la energía electromagnética. Por esta razón introducimos dos hipótesis que no son consistentes con ello, no son necesarias en los experimentos sino para nuestros puntos de vista en particular. La primera hipótesis declara que la afirmación anterior —que la experiencia demuestra ser correcta para todo sistema electromagnético autocontenido— también es válida para cualquier parte material de tal sistema. La segunda hipótesis afirma que ninguna parte del sistema puede ejercer sobre el resto del sistema ninguna fuerza ponderomotriz excepto la presión que es ejercida por los elementos de la primera parte sobre los elementos contiguos de las partes restantes, y que en todos los puntos de la superficie de contacto depende simplemente de las condiciones electromagnéticas de la proximidad inmediata. La presión exigida por la segunda suposición viene determinada sin ambigüedad por la primera suposición; podremos deducir la magnitud de estas presiones, y demostrar que son suficientes para explicar los hechos que se han observado directamente. A partir del modo en que se han deducido las presiones se observa que el principio de conservación de energía también se satisface en el caso de cuerpos en movimiento.

Consideremos durante un elemento de tiempo dt la energía magnética de una partícula material, cuyo volumen variable puede designarse con $d\tau$, indica el valor de $d\tau'$ en el inicio del elemento de tiempo dt . Para simplificar hacemos que el origen de nuestro sistema de coordenadas se encuentre permanentemente en un punto material del espacio $d\tau$. Si $d\tau'$ se mueve como un cuerpo rígido, transportando sus líneas de fuerza con él, no se altera la cantidad de energía que contiene. Por tanto, la variación de energía debe ser simplemente una función de la distorsión que experimenta $d\tau'$ a consecuencia del movimiento; nuestro problema inmediato es representar la variación de esta forma. No son únicamente las polarizaciones las que alteran las distorsiones, sino también las propiedades del material del vehículo, es decir, las constantes magnéticas. Para calcular esta variación necesitamos extender nuestra notación. En primer lugar, además de las constantes μ , debemos definir una serie de constantes μ' con la condición que

$$\begin{aligned} & \mathfrak{L} + \mathfrak{M} + \mathfrak{N} \\ &= \mu_{11} L_2 + 2\mu_{12} LM + \text{etc.} \\ &= \mu_{11}' \mathfrak{L}_2 + 2\mu_{12}' \mathfrak{L}M + \text{etc.} \end{aligned}$$

Estas constantes μ' son por tanto los coeficientes de \mathfrak{L} , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} en las funciones lineales de estas cantidades en que se representan las fuerzas. Además indicamos por ξ η ζ los desplazamientos que experimenta el punto, cuyas velocidades son α β γ , desde su posición original en el inicio del tiempo dt . (Cf. G. Kirchhoff, *Mechanik*, pág. 123, 1877) Las cantidades

$$\frac{d\xi}{dx} = x_x, \quad \frac{d\xi}{dy} + \frac{d\eta}{dx} = x_y, \text{ etc.,}$$

son las componentes de las distorsiones del elemento $d\tau'$ que tienen lugar en los desplazamientos ξ η ζ . Las constantes μ' son funciones de estas cantidades; además, dependen de las rotaciones ρ , σ , τ que experimenta el elemento durante la distorsión. Durante el elemento de tiempo dt x_x , x_y , etc., y ρ , σ , τ permanecen despreciables; por tanto la dependencia es lineal y conocida, siempre que se den los coeficientes diferenciales de μ' respecto a ρ , σ , τ , x_x , x_y , etc. Se pueden calcular los coeficientes diferenciales respecto a ρ , σ , τ a partir de los valores instantáneos de μ' . Pero esto no es posible para los coeficientes diferenciales respecto a x_x , x_y , etc., por tanto suponemos que se han obtenido de otra forma las cantidades

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_{11}'}{dx_x} &= \mu_{11}',_{11}, & \frac{d\mu_{11}'}{dx_y} &= \mu_{11}',_{12}, \text{ etc.,} \\ \frac{d\mu_{12}'}{dx_x} &= \mu_{12}',_{11}, & \frac{d\mu_{12}'}{dx_y} &= \mu_{12}',_{12}, \text{ etc. etc.} \end{aligned}$$

Las 36 constantes definidas claramente corresponden a las propiedades magnéticas de la sustancia en particular que ocupa el espacio $d\tau'$ en este estado de deformación instantánea. Para nuestro propósito no podemos prescindir de ninguna de estas constantes; no podemos deducir *a priori* ninguna de ellas a partir de las propiedades magnéticas de la sustancia que hemos considerado. Mediante una orientación adecuada de nuestro sistema de coordenadas podemos reducir el número de constantes

necesarias; igualmente se obtiene una reducción cuando las relaciones son felizmente simétricas respecto al sistema de coordenadas usado. En el caso más simple, en que la sustancia no es sólo isotrópica en su estado inicial, sino que también permanece isotrópica a pesar de cualquier deformación que padece —a saber, un fluido— el número de las constantes nuevas se reduce a una, que junto con la permeabilidad magnética, es suficiente para definir las propiedades magnéticas. Aparte de esto, no parece improbable que incluso en el caso general las relaciones necesarias existentes entre las constantes se puedan reducir a un pequeño número de constantes independientes.

Con esta notación que asumimos ahora, obtenemos sucesivamente las siguientes expresiones para las variaciones por unidad de tiempo de aumento de energía magnética contenida en el espacio $d\tau'$:—

$$(6) \left\{ \begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{8\pi} (\mathfrak{E}L + \mathfrak{M}M + \mathfrak{N}N) d\tau' \right\} \\ & = \frac{1}{8\pi} \left\{ d\tau \frac{d}{dt} (\mu_{11}' \mathfrak{E}^2 + 2\mu_{12}' \mathfrak{E}\mathfrak{M} + \text{etc.}) \right. \\ & \quad \left. + (\mathfrak{E}L + \mathfrak{M}M + \mathfrak{N}N) \frac{d}{dt} d\tau' \right\} \\ & = \frac{1}{8\pi} d\tau \left\{ 2 \left(L \frac{d\mathfrak{E}}{dt} + M \frac{d\mathfrak{M}}{dt} + N \frac{d\mathfrak{N}}{dt} \right) \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{d\mu_{11}'}{dt} \mathfrak{E}^2 + 2 \frac{d\mu_{12}'}{dt} \mathfrak{E}\mathfrak{M} + \text{etc.} \right) \right. \\ & \quad \left. + (\mathfrak{E}L + \mathfrak{M}M + \mathfrak{N}N) \left(\frac{da}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) \right\}. \end{aligned} \right.$$

En la última de ellas eliminamos los coeficientes diferenciales respecto a t . Obtenemos las siguientes expresiones para $d\mathfrak{E}/dt$, $d\mathfrak{M}/dt$, $d\mathfrak{N}/dt$ de las ecuaciones (1_a) considerando sólo la influencia del movimiento en ellas, y haciendo igual a cero las velocidades α , β , γ considerando la elección especial de nuestro sistema de coordenadas—

$$\begin{aligned}\frac{d\xi}{dt} &= -\xi\left(\frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz}\right) + \eta\frac{da}{dy} + \zeta\frac{da}{dz}, \\ \frac{d\eta}{dt} &= -\eta\left(\frac{d\gamma}{dz} + \frac{da}{dx}\right) + \zeta\frac{d\beta}{dz} + \xi\frac{d\beta}{dx}, \\ \frac{d\zeta}{dt} &= -\zeta\left(\frac{da}{dx} + \frac{d\beta}{dy}\right) + \xi\frac{d\gamma}{dx} + \eta\frac{d\gamma}{dy}.\end{aligned}$$

Para la magnitud $d\mu'_{11}/dt$ tenemos además

$$\begin{aligned}\frac{d\mu'_{11}}{dt} &= \frac{d\mu'_{11}}{dx_x} \cdot \frac{dx_x}{dt} + \frac{d\mu'_{11}}{dx_y} \cdot \frac{dx_y}{dt} + \text{etc.} \\ &+ \frac{d\mu'_{11}}{d\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + \text{etc.} \\ &= \mu'_{11,11} \frac{da}{dx} + \mu'_{11,12} \left(\frac{da}{dy} + \frac{d\beta}{dx}\right) + \text{etc.} \\ &+ \frac{1}{2} \frac{d\mu'_{11}}{d\rho} \left(\frac{d\gamma}{dy} - \frac{d\beta}{dz}\right) + \text{etc.}\end{aligned}$$

Deducimos expresiones similares para $d\mu'_{12}/dt$, etc. Introducimos todas estas expresiones en la parte derecha de la ecuación (6), y esta parte se convierte ahora en una función lineal homogénea de los nueve coeficientes diferenciales de $\alpha \beta \gamma$ respecto a x y z . Pero podemos preparar esta función para que nos aparezca como función lineal homogénea de las seis relaciones de deformación da/dx , $da/dy + d\beta/dx$, etc., y de las tres relaciones de rotación $1/2(da/dy - d\beta/dx)$, etc. Indicamos que es necesario que se reduzcan idénticamente los coeficientes de las tres relaciones de rotación; el movimiento de una partícula como un cuerpo rígido no produce ninguna alteración en la cantidad de energía que contiene. Según esto, eliminamos sencillamente los términos en que tienen lugar estas relaciones de rotación, y esto proporciona nuestro resultado final, después de reducirlos a la unidad de volumen dividiéndolos por $d\tau$ —

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{1}{d\tau} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{8\pi} (\epsilon L + \gamma M + \gamma N) d\tau' \right\} \\
 & = \frac{1}{8\pi} \frac{da}{dx} (\epsilon L - \gamma M - \gamma N + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.}) \\
 & + \frac{1}{8\pi} \frac{d\beta}{dy} (-\epsilon L + \gamma M - \gamma N + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.}) \\
 & + \frac{1}{8\pi} \frac{d\gamma}{dz} (-\epsilon L - \gamma M + \gamma N + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.}) \\
 & + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{d\beta}{dz} + \frac{d\gamma}{dy} \right) (\gamma M + \gamma N + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.}) \\
 & + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{d\gamma}{dx} + \frac{da}{dz} \right) (\epsilon N + \gamma L + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.}) \\
 & + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{da}{dy} + \frac{d\beta}{dx} \right) (\gamma L + \epsilon M + \mu_{11}' \epsilon^2 + 2\mu_{12}' \epsilon \gamma + \text{etc.})
 \end{aligned} \right\} (6_a)$$

Está claro que en las funciones lineales de las relaciones de distorsión de la parte derecha, el coeficiente, tomando negativamente, de cada una de estas relaciones, da la componente de presión con que la materia en tensión magnética tiende a aumentar la distorsión correspondiente. Vamos a hacer, según la notación usual (G. Kirchhoff, *Mechanik*, Once Conferencia) indicamos por X_x , X_y , X_z las componentes de la presión que ejerce la materia del elemento $d\tau$ sobre una sección plana perpendicular al eje x ; y vamos a extender esta notación a las direcciones de los demás ejes. Así la expresión

$$\begin{aligned}
 & X_x \frac{da}{dx} + Y_y \frac{d\beta}{dy} + Z_z \frac{d\gamma}{dz} \\
 & + Y_z \left(\frac{d\beta}{dz} + \frac{d\gamma}{dy} \right) + X_z \left(\frac{d\gamma}{dx} + \frac{da}{dz} \right) + X_y \left(\frac{da}{dy} + \frac{d\beta}{dx} \right)
 \end{aligned}$$

representa el trabajo mecánico, por unidad de volumen y por unidad de tiempo, hecho por el contenido material del elemento $d\tau$ en la distorsión que ocurre. Según nuestras suposiciones este trabajo mecánico es igual a la energía magnética que se pierde a consecuencia de la distorsión. A la vista de que esto es válido para toda deformación posible nuestra afirmación es correcta. Cada componente de presión así obtenido es una función cuadrática homogénea de las tres componentes de la fuerza magnética presente, o de las tres componentes de la polarización magnética que prevalece. Consideraciones análogas pueden llevar a deducir

expresiones análogas para las presiones que surgen de las tensiones eléctricas. La presión total es igual a la suma de las presiones magnética y eléctrica.

Después de haber obtenido ahora los valores para las presiones ponderomotrices añadimos tres comentarios. El primer comentario se refiere a la diferencia entre nuestro sistema de presiones y el sistema que Maxwell da para el caso general en que las fuerzas y las polarizaciones tienen direcciones diferentes (Maxwell, *Treatise on. Elect. and Mag.*, 2, pág. 254, 1873). En primer lugar, la fórmula de Maxwell es sencilla, ya que en su deducción no presta atención a la posible deformación del medio. Una diferencia mucho más importante se encuentra en que las componentes de fuerza que, según la notación usada, se indican con X_y e Y_x , tiene valores diferentes para Maxwell, mientras que para nosotros son idénticas. Según nuestro sistema cada partícula material, cuando se abandonan, sencillamente cambian de forma; según el sistema de Maxwell deben comenzar a girar al mismo tiempo. Por esta razón las presiones de Maxwell no tienen su origen en procesos en el interior del elemento; y por tanto no tienen cabida en la teoría con que hemos trabajado. Al mismo tiempo es permisible, si comenzamos suponiendo que el éter permanece continuamente en reposo en el interior del cuerpo en movimiento y proporciona el punto de apoyo necesario para que tenga lugar la rotación.

El segundo comentario se refiere a la manera en que hemos simplificado nuestras fórmulas cuando las aplicamos a los cuerpos isotrópicos, y que, a pesar de cualquier deformación, continua siendo isotrópico —a saber, los fluidos. El sistema de constantes μ' se reduce por tanto a una constante $\mu' = 1/\mu$. Si representamos por σ la densidad del fluido, tenemos

$$\mu'_{11},_{11} = \mu'_{22},_{22} = \mu'_{33},_{33} = - \frac{d\left(\frac{1}{\mu}\right)}{d \log \sigma} = \frac{1}{\mu^2} \frac{d\mu}{d \log \sigma},$$

$$\mu'_{12},_{11} = \text{etc.} = 0.$$

Por tanto la componente de presión es —

$$(6_b) \begin{cases} X_x = \frac{\mu}{8\pi}(-L^2 + M^2 + N^2) - \frac{d\mu}{8\pi d \log \sigma}(L^2 + M^2 + N^2), \\ Y_y = \frac{\mu}{8\pi}(L^2 - M^2 + N^2) - \frac{d\mu}{8\pi d \log \sigma}(L^2 + M^2 + N^2), \\ Z_z = \frac{\mu}{8\pi}(L^2 + M^2 - N^2) - \frac{d\mu}{8\pi d \log \sigma}(L^2 + M^2 + N^2), \\ X_y = -\frac{\mu}{4\pi}LM, \quad X_z = -\frac{\mu}{4\pi}NL, \quad Y_z = -\frac{\mu}{4\pi}MN. \end{cases}$$

Von Helmholtz había obtenido para el mismo caso fórmulas casi idénticas (v. Helmholtz, *Wied. Ann.*, 13, p. 400, 1881) siguiendo una cadena de pensamientos similar. Nuestra fórmula se convierte en ella si alteramos la notación para reemplazar L, M, N y λ por λ/\mathfrak{D} , μ/\mathfrak{D} , ν/\mathfrak{D} , y $1 + 4\pi\mathfrak{D}$, además, observar que el θ de la fórmula de von Helmholtz es igual a $d\mathfrak{D}/d \log \sigma = d\mu/4\pi d \log \sigma$ (El signo es contrario debido a que v. Helmholtz considera que la tensión ha de ser positiva, mientras que nosotros razonamos que la presión es positiva).

El tercer comentario hace referencia a la siguiente cuestión, en qué medida los resultados de las presiones deducidas de nuestras hipótesis están en acuerdo con las fuerzas mecánicas y acoplamientos que observamos realmente en los cuerpos sujetos a las acciones electromagnéticas. Observamos primero que nuestras observaciones se limitan a sistemas que están infinitamente próximos al estado estático o inmóvil. Sin embargo, para estos sistemas, el principio de conservación de energía es suficiente para permitirnos calcular sin ambigüedad, a partir de la pérdida de energía electromagnética durante cualquier desplazamiento, la magnitud de la componente de la fuerza mecánica opuesta; y puede considerarse que se ha demostrado antes que las componentes de fuerza así calculadas están de acuerdo con lo observado. Un sistema de componentes de fuerza que satisface el principio de conservación de la energía es uno de los resultados de las presiones que hemos deducido. Este sistema debe ser uno que se deduzca directamente de este principio, y que esté en acuerdo con la experiencia. Para llegar *a posteriori* a este mismo resultado, observamos que bajo las circunstancias actuales la presión electromagnética es mucho más débil a causa de las deformaciones observables de los elementos de volumen de los cuerpos sólidos. En el estudio de la electricidad estamos

acostumbrados a las ligeras distorsiones que provocan para tratar por separado el fenómeno de la electrostricción, aparte del fenómeno de las propiedades electromagnéticas. Por tanto, si dejamos de lado este caso especial de fenómenos, no afectará al resultado si admitimos las presiones calculadas en el caso de los cuerpos sólidos, ninguna presión en absoluto, o ninguna del mismo orden de magnitud. Por tanto, normalmente debemos contentarnos con la fórmula simplificada (6_b) en la que tomamos μ para indicar en el caso de los cuerpos cristalinos cualquier constante del orden de la magnitud de μ_{11} , μ_{12} , etc. Pero podemos simplificar más la fórmula (6_b) despreciando los términos que contienen la cantidad $d\mu/d \log \sigma$. Estos términos, que representan una presión uniforme, no pueden producir ningún desplazamiento finito en los líquidos debido a su pequeña compresibilidad; sólo pueden hacer aparecer el fenómeno de la electrostricción o magnetostricción respectivamente. En el caso de los cuerpos gaseosos desaparecen estos términos, ya que la constante μ y la capacidad inductiva específica no cambian apreciablemente con la densidad σ . Estas fuerzas ponderomotrices que producen desplazamientos relativamente finitos de los cuerpos deben representarse según esto por las resultantes del siguiente sistema de presión, que debe considerarse que actúa en todas partes (Maxwell, *Treatise on Elect. and Mag.*, 1873, 2, pág. 256. Los signos son opuestos para nosotros, debido a que Maxwell considera la tensión positiva, sin embargo nosotros consideramos la presión como positiva):—

$$(6_c) \begin{cases} X_x = \frac{\mu}{8\pi} (-L^2 + M^2 + N^2), \\ Y_y = \frac{\mu}{8\pi} (L^2 - M^2 + N^2), \\ Z_z = \frac{\mu}{8\pi} (L^2 + M^2 - N^2). \end{cases}$$

$$X_y = -\frac{\mu}{4\pi} LM, \quad X_z = -\frac{\mu}{4\pi} NL, \quad Y_z = -\frac{\mu}{4\pi} MN.$$

Este sistema de presión magnética simplificado es el de Maxwell. Maxwell ha demostrado que esto, junto con el sistema eléctrico correspondiente, abarca las fuerzas ponderomotrices observadas entre imanes, corrientes uniformes, y cuerpos

uniformes. Y por esta razón nos hemos referido aquí a esta demostración sencilla.

No parece que se haya observado que este sistema de presiones sólo se encuentra normalmente en el interior de un cuerpo homogéneo en reposo, especialmente en el éter, si las fuerzas que actúan poseen un potencial, es decir, si las condiciones que prevalecen son estáticas o uniformes. En el caso de perturbaciones electromagnéticas admisibles, las presiones observadas deben establecer en el interior del éter —que hemos supuesto expresamente que puede ser puesto en movimiento— velocidades que podríamos calcular si tuviéramos una idea de su masa (Ver Nota 36 al final del libro). Este resultado parece que posee pocas posibilidades. Pero no hay razón alguna, desde el punto de vista de la disertación presente, de que debamos abandonar la teoría debido a esto. La pequeña cantidad de aire que permanece incluso en el vacío más elevado es ampliamente suficiente para mantener a todas las corrientes que se puedan excitar en esos espacios bajo las circunstancias existentes en una magnitud perceptible.

Finalmente, deseo indicar una vez más que sólo valoro la teoría propuesta aquí de las fuerzas electromagnéticas en cuerpos en movimiento desde el punto de vista sistemático. La teoría nos muestra que podemos tratar por completo al fenómeno electromagnético en los cuerpos en movimiento, bajo ciertas limitaciones que hemos impuesto arbitrariamente. Es poco probable que estas restricciones correspondan a los hechos actuales del caso. La teoría correcta quizás debería distinguir entre las condiciones del éter en todos los puntos, y el éter embebido en la materia. Pero me parece que, para proponer actualmente una teoría en acuerdo con este punto de vista, deberíamos usar más hipótesis arbitrarias que las establecidas por la teoría.

NOTAS SUPLEMENTARIAS

(1891)

1. [II pág. 29]

Von Helmholtz, en su papel *Ueber die Erhaltung der Kraft*, fue el primero que dijo (en 1847) que la descarga de una botella de Leyden es oscilatoria. Llegó a esta conclusión a partir de los diversos efectos magnéticos opuestos, y del hecho que cuando se intenta descomponer el agua mediante descargas eléctricas, se obtienen los dos gases en ambos electrodos. Sir William Thomson llegó al mismo resultado de forma independiente a partir de consideraciones teóricas. El tratamiento matemático del problema presentado por él en el año 1853 (*Phil. Mag.* (4) 5, pág. 393) sigue siendo válido hoy día. Además podemos mencionar las siguientes anotaciones entre los papeles más importantes sobre este tema:—

Sobre la descarga de las botellas de Leyden —

Feddersen, *Pogg. Ann.* 103, p. 69, 1858; 108, p. 497, 1859; 112, p. 452, 1861; 113, p. 437, 1861; 115, p. 336, 1862; 116, p. 132, 1862.

Paalzow, *Pogg. Ann.* 112, pp. 567, 1861; 118, pp. 178, 357, 1863.

v. Oettingen, *Pogg. Ann.* 115, p. 513, 1862; *Jubelbd.* p. 269, 1874.

G. Kirchhoff, *Pogg. Ann.* 121, p. 551, 1864; *Ges. Abhandl.* p. 168.

L. Lorenz, *Wied. Ann.* 7, p. 161, 1879.

Sobre la descarga de los circuitos de inducción abiertos—

Helmholtz, *Pogg. Ann.* 83, p. 505, 1851; *Ges. Abhandl.* 1, 429. *La teoría se contiene de forma implícita en ello, pero no se aplica explícitamente al caso especial de las oscilaciones.*

v. Helmholtz, *Ges. Abhandl.* 1, p. 531 (1869).

Bernstein, *Pogg. Ann.* 142, p. 54, 1871.

Schiller, *Pogg. Ann.* 152, p. 535, 1872.

2. [II pág. 34]

Al principio lo aislé cuidadosamente con lacre. Pero después descubrí que, en todos los experimentos que se consideran aquí, es suficiente con el aislamiento que proporciona la madera seca. En los experimentos subsiguientes no se empleó otro medio de aislamiento.

3. [II pág. 39]

Creo que la acción de la bobina de inducción depende en parte de que justo antes de la descarga aumente el potencial muy rápidamente. Varios fenómenos accesorios me han llevado a creer que sucede este aumento rápido, se fuerza que la diferencia de potencial suba más alto que el punto que salta la chispa cuando la tensión aumenta muy lentamente; y por esta razón la descarga es más súbita y enérgica que cuando se descarga una carga estática.

4. [II pág. 45]

Compárense estas curvas con las curvas de resonancia que obtuvo Herr v. Bjerknes con mediciones más precisas (*Wied. Ann.* 44, pág. 74, 1891).

5. [II. p. 50.]

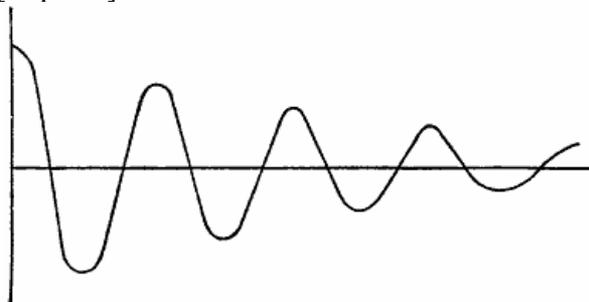


Fig. 40.

Este comentario en mi primer papel muestra claramente que nunca creí que las oscilaciones de mi conductor primario fueran oscilaciones senoidales perfectamente regulares y de larga duración. Recientemente Herr v. Bjerknes (*Wied. Ann.* 44, p. 74, 1891) ha determinado la amortiguación con total precisión. La Fig. 40 muestra, de acuerdo a mis experimentos, el tipo de

oscilación dada por un conductor similar a mi conductor primario.

6. [II pág. 51]

Justo en este punto es donde he cometido un error fatal en el cálculo, los desafortunados efectos de él se extienden a alguno de los papeles siguientes.

La capacidad C en la fórmula $T = \sqrt{PC}/A$ indica la cantidad de electricidad que existe en un extremo de un conductor oscilante cuando la diferencia de potencial entre los dos extremos es igual a la unidad. Ahora bien, si estos dos extremos consisten en dos esferas que están separadas entre sí, y si su diferencia de potencial es igual a la unidad, la diferencia de potencial entre ellos y el espacio que les rodea es igual a $\pm 1/2$. Por tanto la carga en cada una de las esferas, medida en unidades absolutas, se obtiene dividiendo su capacidad, es decir, su radio medido en centímetros, por 2. Por tanto cada esfera tiene $15/2$ cm. y no $C = 15$ cm. El periodo de oscilación, T , se reduce en la proporción de $1:\sqrt{2}$, por esta razón T es igual ahora a 1,26 cienmillonésimas de segundo.

M. H. Poincaré, como se menciona en la introducción, fue el primero que llamó la atención a este error (*Comptes Rendus*, 111, pág. 322, 1891).

7. [II pág. 52]

El resultado es correcto, pero el modo en que se ha deducido no lo es. Nos acabamos de referir [6] a un error en el cálculo que se debería haber corregido; y aparte de esto no se emplea para la amortiguación debida a la radiación. Además cuando escribí el papel no estaba pensando en ello.

8. [IV pág. 68]

Las complicaciones mencionadas, y la activación de chispas grandes por medio de otras mucho más cortas, se relaciona con el siguiente fenómeno:— Coloquemos dos bobinas primarias de inducción en el mismo circuito, y ajustemos sus chisperos justo en el punto de saltar las chispas. Cualquiera causa que haga iniciar las chispas en uno de ellos hace saltar también la otra; y esto es independiente de la acción mutua de la luz emitida por las dos chispas —que puede excluirse fácilmente. Las

chispas saltan en ambos, o en ninguno de ellos. También, podemos emplear una máquina de inducción Töpler-Holtz, con un disco de 40 cm. de diámetro, hagámosla girar rápidamente para obtener chispas con una longitud máxima de 15 cm. Separemos los polos a 20-25 cm., para que se detengan las chispas por completo, se observará que puede obtenerse una chispa crepitante y larga de forma regular cada vez que se haga saltar una chispa pequeña en el conductor negativo, bien con los nudillos, con la mano o con el terminal de una botella de Leyden, o se puede conectar el polo negativo a un conductor largo y se hacen saltar las chispas de él con el mismo resultado. Esta chispa de “relajación” puede ser muy corta y débil; si se hace con el terminal de una botella de Leyden, la botella sólo se carga ligeramente. No se puede obtener el mismo efecto haciendo saltar chispas del polo positivo. Este fenómeno se debió de observar muchas veces antes, pero no he encontrado ninguna mención a él en la literatura sobre el tema.

No puedo dar ninguna explicación a este fenómeno. Está claro que tiene el mismo origen que el fenómeno que ha descrito Herr G. Jaumann en su papel titulado “Einfluss rascher Potentialveränderungen auf den Entladungsvorgang” (*Sitzungsberichte d. Akad. d. Wissensch. zu Wien.*, Bd. 97, Abth. II. Julio 1888). Herr Jaumann llega a la conclusión que “no depende solo de la forma, condición y diferencia de potencial del campo de descarga”, sino también “de la manera en que se altera la diferencia de potencial, y es posible que la velocidad de alteración influya materialmente en la descarga”. Espero que este fenómeno reciba una explicación.

9. [IV pág. 73]

Poco después Herren E. Wiedemann y H. Ebert demostraron que la acción de la luz sólo afecta al polo negativo, y sólo a la superficie de él (*Wied. Ann.* 33, pág. 241, 1888).

10. [IV pág. 76]

Algo más tarde lo conseguí. Había esperado observar una influencia en el estado de polarización de la luz debido a la acción, pero no fui capaz de detectar nada de este tipo.

11. [IV pág. 79]

Con esto no quiero decir que no haya conseguido observar la acción de la luz sobre otras descargas diferentes a las bobinas de inducción; sino tan sólo que no había conseguido sustituir las descargas de chispas –cuya naturaleza todavía se comprende poco– por medios más simples. Herr Hallwachs (*Wied. Ann.* 33, pág. 301, 1888) fue el primero en conseguirlo. El efecto más simple que he obtenido ha sido con la descarga en corona de 1.000 acumuladores Planté pequeños entre terminales de latón al aire; con la acción de la luz pude hacer que la descarga luminosa pasara cuando los terminales estaban tan alejados que no podía saltar entre ellos sin ayuda de la luz.

12. [VII pág. 107]

Se supone que los 12 metros deben medirse en dirección a la línea de base. El espacio a cada lado de la línea de base estaba libre hasta una distancia de 3 – 4 metros, a excepción de una estufa de hierro que caía a 1,5 metros de ella. En aquel momento no pensaba que pudiera interferir en absoluto a esta distancia.

13. [VII pág. 107]

En este cálculo se supone que la capacidad está en una placa final, supuesta en el aire libre; esta capacidad está determinada experimentalmente comparándola con la esfera antes usada. Por las razones indicadas en la Nota 6, sólo se ha de tener en cuenta la mitad de esta capacidad. Por tanto el periodo de oscilación, calculado correctamente, es menor que el valor dado en la proporción de $1:\sqrt{2}$. El valor del periodo de oscilación es casi exactamente de una cienmillonésima de segundo.

14. [VII pág. 110]

Aquí, al igual que en todo lo que sigue, se ha de entender que, para producir ondas estacionarias en los hilos, no sólo se ha de llevar a resonancia los conductores primario y secundario, sino que los hilos tendidos deben estar sintonizados al unísono con ellos. Sólo en este caso toda la longitud del hilo se divide claramente en dos semilongitudes de onda, y sólo en este caso se presenta este bello fenómeno en todo su esplendor. Parece ser que esta condición ha escapado a la atención de algunos observadores que han repetido los experimentos de ondas en los hilos.

15. [VII pág. 111]

Esto no es cierto. En tubos de 2 cm. de diámetro, llenos de ácido sulfúrico diluido, las ondas viajan muy bien y con la misma velocidad que en los hilos. Herr E. Cohn ha demostrado además que la inercia de los electrolitos no afecta cuando el periodo de oscilación es del orden empleado (*Wied. Ann.* 38, p. 217). El hecho que estas oscilaciones se transmitan a través que los electrolitos ha sido aplicado por J. J. Thomson para determinar su resistencia (*Proc. Roy. Soc.* 45, pág. 269).

16. [VII pág. 111]

El periodo de oscilación calculado correctamente es de una cienmillonésima de segundo. Esto, con una longitud de onda de 28 metros, da una velocidad de 280.000 km. por segundo, aproximadamente la velocidad de la luz.

Esta es la forma final. —aunque, por supuesto, con datos más precisos,— que los Sres. E. Lecher (*Wied. Ann.* 41, p. 850) y Blondlot (*C. R.* 113, pág. 628) han adoptado para demostrar que la velocidad de las ondas en los hilos es la misma que la velocidad de la luz. Sin embargo, esta forma final demuestra tan sólo el acuerdo entre la teoría y la observación en el siguiente respecto: en un simple hilo recto de 2,8 metros de largo, y en un conductor de la forma de nuestro conductor primario, los periodos de oscilación son iguales. Pero el valor absoluto del periodo de oscilación, y por tanto de la velocidad, podría diferir la misma cantidad en ambos casos del valor teórico; y debe diferir la misma cantidad si las mismas causas producen retardos iguales en ambos conductores.

Por esta razón no puede empelarse esta forma final para eliminar las dudas sobre la existencia de un retardo.

La velocidad supuesta en el texto depende mucho más de los experimentos de Fizeau, Gounelle y Siemens que del cálculo.

17. [VII pág. 115]

El interés en averiguar cómo ocurren las interferencias llevó a la conclusión en los experimentos que la velocidad en los hilos es la misma que la velocidad en el aire. Esto puede deducirse fácilmente de la teoría correcta dada en el n° IX, junto con la ayuda de la Fig. 31, y aparece de la siguiente forma:—

	0	1	2	3	4	5	6	7	8						
100	+	+	0	0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
250	0	-	-	-	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
400	-	-	0	0	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+

Si las velocidades fueran iguales, todavía tendría que haber un cambio de signo; pero los cambios posteriores que dan los experimentos sólo pueden explicarse por una diferencia en las velocidades, o por ilusiones debidas a reflexiones o perturbaciones en las proximidades.

18. [VIII pág. 127]

Debe observarse que sólo somos capaces de determinar la posición de la fuerza magnética con la ayuda de la teoría. De los experimentos no podemos deducir que se encuentra presente un segundo tipo de fuerza junto a la fuerza eléctrica. Si nos limitamos a los experimentos, sólo podemos considerar la expresión “fuerza magnética” como una abreviatura para cierto modo de distribución de la fuerza eléctrica. Esta fuerza magnética produce los efectos que no podemos explicar con la fuerza eléctrica, como se demostró por primera vez en los experimentos en el nº XII; y por supuesto, sólo para las ondas en los hilos.

19. [VIII pág. 129]

Por tanto, la longitud de onda medida depende mucho de la distancia entre B y C; y de la suposición que C está medida con precisión. Si suponemos que la posición de C está alterada por las condiciones generales del espacio que le rodea, el primer nodo debe situarse cerca de la pared y obtendremos valores mucho menores de la longitud de onda. Pero los experimentos no dan razón alguna para creer que la posición de C es incierta.

20. [VIII pág. 132]

El experimento de Lloyd es el análogo óptico de los experimentos en que el conductor primario se aleja gradualmente de la pared. Los experimentos del primer tipo, en que sacamos el conductor secundario de una pared reflectante, también encuentran su análogo óptico en los bellos experimentos que ha publicado Herr O. Wiener en su papel “Sobre las

ondas de luz estacionarias y la dirección de vibración de la luz polarizada” (*Wied. Ann.* 40, pág. 303).

Entre los análogos acústicos, he observado que el fenómeno que es análogo a los experimentos de este tipo, el primero fue descubierto por N. Savart hace muchos años (ver *Pogg Ann.* 46, pág. 458, 1839; también un número de los papeles de Seebeck en los volúmenes siguientes). Si se sitúa una fuente de sonido uniforme a una distancia de 15-20 metros frente a una pared plana, y si escuchamos cerca de la pared (mejor con la ayuda de un resonador), observaremos que los sonidos aumentan en ciertos puntos –los antinodos– y se debilitan en otros puntos –los nodos. Un análogo exacto a los experimentos de este segundo tipo –en que el conductor primario se mueve– se ha indicado previamente en el texto. Otro análogo –en sí interesante– es el siguiente. Tomemos un tubo de 60 cm. de largo y 2 cm. de diámetro y lo bajamos gradualmente sobre un mechero Bunsen con una llama no muy grande. A una profundidad dada la llama del Bunsen comenzará, pero no sin algunas dificultades, a hacer que el tubo suene fuertemente. Ahora situemos el sistema cerca de una pared. Cerca de la pared desaparece el sonido; reaparece a una distancia de un cuarto de longitud de onda, y desaparece nuevamente a una distancia de media longitud de onda. Con sumo cuidado, de momento no he sido capaz de obtenerlo a voluntad, he conseguido observar dos posiciones de sonido y silencio a distancias de media longitud de onda. No poseo una explicación completa de este fenómeno. Probablemente tiene alguna relación con el hecho que el tubo se silencia si se acerca a su extremo un resonador sintonizado a la misma nota.

Por lo que se, este último experimento se debe al profesor A. Christiani (*Verhandl. d. phys. Gesellsch. zu Berlin*, 15 de Diciembre de 1882, al final del *Fortschritte der Physik*, 36).

21. [VIII pág. 133]

Esta nota se refiere a los experimentos con hilos, que estaba preparando en el momento que se escribió este papel. Se ha dicho anteriormente en la Introducción que todavía no se ha cumplido esta esperanza.

22. [IX pág. 138]

Se ha corregido un error de signo en el papel original que me indicó M. L. de la Rive.

23. [IX pág. 146]

Este cálculo se basa en la onda observada de 480 cm. Si no es correcto, el cálculo debe alterarse de acuerdo a la diferencia. Respecto al valor real de la amortiguación ver la nota 5.

24. [X pág. 157]

En los experimentos del siguiente papel se demuestra bastante bien que en el caso de variaciones rápidas de corriente los cambios penetran en el hilo desde el exterior. Por tanto es probable que también en el caso de una corriente uniforme, la perturbación en el hilo no sea, como se había supuesto hasta ahora, la causa del fenómeno en sus proximidades; sino que por el contrario, las perturbaciones cercanas al hilo son la causa de los fenómenos en su interior.

Las perturbaciones en el hilo están relacionadas con una circulación regular de partículas materiales, o de un fluido que se supone *ad hoc*, es una hipótesis que no se ha probado ni desaprobado en nuestros experimentos; simplemente no tiene nada que ver con ello. No tenemos ningún derecho a oponernos a esta hipótesis, ni tenemos ninguna intención de hacer esto basándonos en los experimentos descritos aquí.

25. [XI pág. 173]

Relacionado con este fenómeno podemos referir la observación que han adelantado Herren Hagenbach y Zehnder como una objeción a mi interpretación del experimento (*Wied. Ann.* 43, p. 611). Quiero dar a entender que la luz se comporta como se comportan las ondas eléctricas; pero debemos imaginar que las dimensiones de todo lo relacionado con el experimento deben reducirse en la misma proporción, no sólo la longitud de las ondas.

26. [XI pág. 176]

Herr W. König fue el primero que indicó que la analogía entre la reflexión de las ondas eléctricas en nuestra malla y la reflexión de la luz monocromática en la superficie de los

cristales dicroicos es mucho más completa que la analogía que se deriva del texto. También llamó nuestra atención a la relación entre la acción de nuestra malla y ciertos efectos de polarización de las rejillas ópticas (*Wied. Ann.* 37, pág. 651, hasta el final).

27. [XI pág. 178]

Los Sres. Oliver Lodge y Howard han conseguido mostrar recientemente la refracción y concentración de los rayos eléctricos por medio de grandes lentes (*Phil. Mag.* 27, p. 48, 1889).

28. [XI pág. 180]

Desde entonces se han repetido objetivamente estos experimentos de muchos modos. Herr R. Ritter ha empleado con éxito al anca de una rana (*Wied. Ann.* 40, p. 53). El Sr. Dragoumis ha usado tubos de Geissler (*Nature*, 39, p. 548). Herr Boltzmann ha indicado un método muy adecuado en que usa un electroscopio de panes de oro (*Wied. Ann.* 40, p. 399). Herr Klemenčič ha usado un termo elemento (*Wied. Ann.* 42, p. 416). El método más elegante y que se adapta mejor a las demostraciones, aunque no es muy fácil de emplear, es el método del bolómetro que han empleado Herren H. Rubens y R. Ritter para presentar los experimentos y otras investigaciones útiles (*Wied. Ann.* 40, pág. 55, y volúmenes siguientes).

29. [XIII pág. 193]

Y más de una variable independiente. La “fuerza” y “polarización” en este papel no se consideran como dos variables en este sentido; están relacionadas con una relación lineal fija. Si se deja caer esta relación, considerada como un caso especial de una relación general, entonces “fuerza” y “polarización” pueden servir como dos variables. Pero sería más conveniente introducir la polarización del éter como una variable, y la polarización de la materia normal como otra.

30. [XIII pág. 209]

Según el sistema de nomenclatura usual es indudable que la cantidad de “electricidad” en una esfera aislada permanece inalterable cuando la esfera está inmersa en un líquido aislante, o, generalizando, cuando se mueve de alguna forma en un medio aislante. Por tanto denominamos electricidad “verdadera” a la

magnitud que permanece sin cambiar durante este movimiento. La acción a distancia de la esfera, y por tanto la electricidad “libre” no cambia durante el movimiento.

31. [XIII pág. 215]

Consideremos una máquina de vapor que mueve una dinamo por medio de una correa que llega hasta la dinamo y vuelve, y que a su vez enciende un arco por medio de un hilo que llega hasta la lámpara y vuelve. En lenguaje ordinario decimos –y no hacemos ninguna excepción en este modo de expresión– que la energía se transfiere de la máquina de vapor a la dinamo por medio de la cinta, y de esta a la lámpara por el hilo. ¿Pero hay algún significado físico claro al decir que la energía viaja de punto a punto a lo largo de la correa en una dirección opuesta a la que se mueve la correa? Y si no, ¿hay otro significado más claro que el que dice que la energía viaja de punto a punto a lo largo de los hilos, o –como dice Poyting– en el espacio entre los hilos? Aquí hay dificultades que son difíciles de aclarar.

32. [XIII pág. 216]

Para deducir las fuerzas mecánicas de los cambios de energía, debemos impartir desplazamientos virtuales a los cuerpos. Por esta razón debemos usar las ecuaciones para los cuerpos en movimiento y no para los cuerpos en reposo, y por ahora lo primero no está a nuestra disposición. Pero con la ayuda del hecho experimental asumimos aquí que podemos rellenar satisfactoriamente esta grieta para los estados estático y uniforme.

33. [XIV pág. 239]

Esto prueba que lo afirmado aquí abarca los hechos observados como una prueba de las propias declaraciones. Están derivadas lógicamente como hechos derivados de la experiencia; no de los resultados de ningún experimento en particular, sino de los resultados de toda la experiencia general que poseemos respecto estos temas.

34. [XIV pág. 241]

El significado de estas ecuaciones es sorprendentemente simple; pero su apariencia externa es algo complicada. Esto me ha llevado a esperar que matemáticos más capaces las sustituyan

por formas más elegantes. De hecho, el Signor Vito Volterra ha conseguido representar mediante un único sistema de ecuaciones el fenómeno para los cuerpos en reposo y en movimiento (*Il Nuovo Cimento* (3), 29, pág. 53; ver también pág. 147 *ibid.*)

35. [XIV pág. 250]

También J. J. Thomson ha desarrollado recientemente una teoría similar (*Phil. Mag.* (5), 31, pág. 149). Sobre si esta teoría y la de Poynting lleva a las ecuaciones de Maxwell, las consideraría más como una forma especial de la “teoría de Maxwell”, aunque sus concepciones con indudablemente las de Maxwell.

36. [XIV pág. 263]

Esto no implica necesariamente un error en la teoría, aunque implica necesariamente una laguna en ella. Más bien parece ser el fundamento de nuestro punto de vista, ya que no se puede comprender sin usar las ecuaciones. Vamos a suponer una esfera de acero magnetizada que gira libre en el espacio sobre un eje que no coincide con la dirección de magnetización, emite continuamente ondas electromagnéticas; por tanto expulsa energía y debe llegar gradualmente al reposo. Tomemos ahora una esfera de hierro en reposo y excitémosla en una magnetización rotatoria por medio de fuerzas eléctricas variables; puede verse fácilmente que la esfera de hierro debe comenzar a girar. Apenas parecen probables estas conclusiones. Pero no hemos hablado en ningún momento de probabilidad en estas materias, igual de completa es nuestra ignorancia sobre los posibles movimientos del éter.

INDICE DE NOMBRES

- Ampère, 225, 226
 Bernstein, 264
 Bezold, V. 2, 3, 55, 56
 Biot, 139
 Bjerknæs, 15, 265
 Blondlot, 11, 269
 Boltzmann, 26, 273
 Christiani, 271
 Cohn, 26, 199, 269
 Colley, 29
 Cornu, 16
 Coulomb, 20, 219
 Dragoumis, 273
 Ebert, 93
 Elster, 4
 Engler, 101
 Faraday, 7, 18, 100, 119, 132
 Feddersen, 29, 264
 Fitzgerald, 3
 Fizeau, 8, 111, 269
 Fresnel, 132, 233, 235
 Gauss, 135, 194, 229
 Geissler, 32, 61
 Geitel, 4
 Gounelle, 111
 Hagenbach, 16
 Hallwachs, 4, 93, 268
 Heaviside, 156, 157, 191
 Helmholtz, v., *passim*
 Howard, 273
 Jaumann, 267
 Jochmann, 250
 Joule, 214
 Kirchhoff, 223, 256, 259, 264
 Klemenčič, 273
 Kolaček, 174
 König, 272
 Lecher, 11, 182, 188, 183, 269
 Lloyd, 132, 270
 Lodge, 3, 157, 273
 Lorenz, 50, 264
 Maxwell, *passim*
 Neumann, 51, 227, 230, 233, 249
 Newton, 132
 Oberbeck, 42
 Oettingen, v. 264
 Paalzow, 264
 Peltier, 214
 Poincaré, 8, 15, 26, 266
 Poisson, 22
 Poynting, 136, 156, 215, 250, 275
 Riess, 64
 Righi, 4
 Ritter, 181, 273
 Rive, de la, 11, 13, 15, 16, 272
 Röntgen, 94, 253
 Rowland, 244, 254
 Rubens, 181, 273
 Ruhmkorff, 32, 39, 58, 60, 169
 Sarasin, 11, 12, 13, 15
 Savart, 59, 225, 271
 Schiller, 264
 Seebeck, 271
 Siemens, 8, 111
 Thomson, J. J., 269, 275
 Thomson, Sir W., 50, 264
 Trouton, 12
 Volterra, 275
 Weber, 51
 Wiedemann, 267
 Wiener, 270
 Zehnder, 16, 272