

## TALLER Y LABORATORIO

### EL INGENIO EN EL EXPERIMENTO

#### El experimento de Frank-Hertz

Hoy día estamos familiarizados con el hecho de que para estudiar la estructura interna de un objeto hacemos colisionar contra el mismo partículas a gran energía. Lejos están los días en que ni siquiera se conocía la existencia de partículas elementales e incluso se ponía en duda la existencia de átomos.

En 1897, estudiando los rayos catódicos, James J. Thomson descubrió que éstos eran en realidad partículas con carga negativa y de una masa miles de veces menor que la de los átomos o las moléculas de un gas. Si se hicieran chocar estos electrones con los átomos de un gas, el resultado de las colisiones podría proporcionar información sobre la estructura atómica. Así, el estudio de las descargas eléctricas en gases era un tema de investigación importante en los primeros años del siglo XX, al que contribuyeron Townsend, Warburg, Lenard y otros.

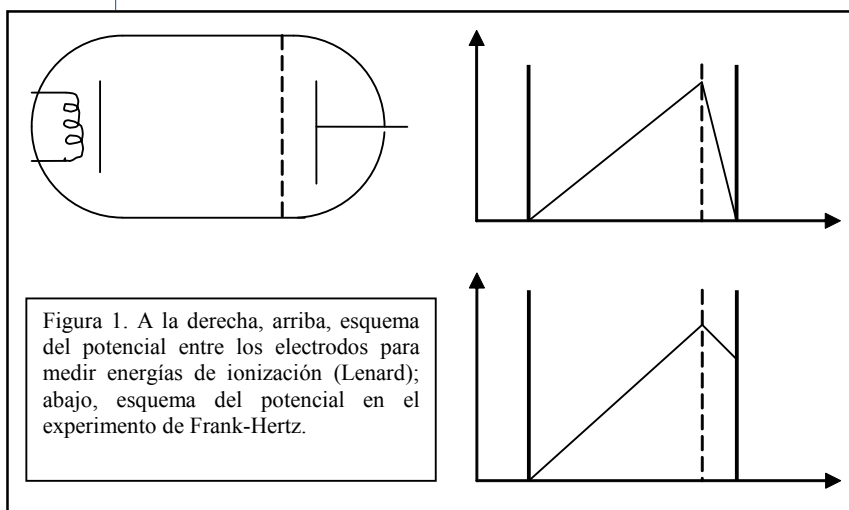
Lenard, en particular, centró sus esfuerzos en la medida de potenciales de ionización. El montaje experimental era simple. Un hilo metálico caliente producía electrones por emisión termiónica. Si a cierta distancia del hilo se colocaba una rejilla  $R$  con un potencial  $V_R$  positivo respecto al primero, los electrones eran acelerados por el campo eléctrico generado entre cátodo y rejilla y alcanzaban una energía cinética  $(1/2) m v^2 = e V_R$  al llegar a la rejilla. Los electrones que atravesaban la rejilla eran posteriormente recogidos por una placa colectora conectada a un galvanómetro. Si entre el hilo y la rejilla había un gas, los electrones colisionarían con los átomos del mismo y, en principio, cederían parte de su energía en colisiones inelásticas. Así, los cambios en las propiedades eléctricas del sistema en función del potencial  $V_R$  aplicarían proporcionarían información sobre los átomos.

Una primera división observada era la existente entre gases con afinidad y sin afinidad electrónica. En los primeros, las colisiones entre electrones y átomos para pequeños  $V_R$  parecían completamente inelásticas: los electrones eran absorbidos por los átomos y se formaban iones negativos, lo que se traducía en una disminución de la conductividad eléctrica debido a la menor movilidad de los iones.

Por el contrario, con gases inertes o con vapores metálicos las cosas eran muy diferentes. Para  $V_R$  pequeños apenas había cambios respecto a la conductividad en el vacío, lo que indicaba que las colisiones eran prácticamente elásticas y los electrones apenas perdían velocidad. Era como si unas bolas rígidas (los electrones) colisionaran con otras (los átomos) de una masa miles de veces mayor. Por supuesto, los electrones cambiaban de dirección en cada choque y su trayectoria se hacía zigzagueante, pero finalmente llegaban a la placa con la misma velocidad que si se movieran en el vacío (de la misma manera que una bola que cae por una rampa en la que se han colocado clavos llega al suelo con la misma velocidad que si no los hubiera, aunque tarde más en hacerlo).

Sin embargo, al aumentar  $V_R$  llegaba un momento en que el gas se hacía luminiscente. Lenard, que había descubierto el efecto fotoeléctrico, explicaba esto diciendo que de la misma forma que en el efecto fotoeléctrico la energía luminosa se transformaba en energía cinética de los electrones, ahora era la energía cinética de los electrones la que se transformaba en alguna manera en energía luminosa. La explicación era bastante vaga, aunque con buena voluntad podría relacionarse con lo posteriormente se llamó radiación de frenado, o Bremsstrahlung. Sin embargo, la radiación de frenado abarca un continuo de frecuencias y depende del ángulo de emisión, lo que no sucede con la luz emitida por el gas.

Al mismo tiempo que el gas se hacía luminiscente, se observaba la aparición de cargas positivas en la placa anódica colectora, lo que se interpretaba como resultado de la ionización del gas. No obstante, había una ambigüedad en esta interpretación. En estos experimentos la placa anódica estaba a un po-



tencial mucho menor que la rejilla (de hecho, prácticamente al mismo potencial del cátodo emisor). En este caso, la radiación del gas extraería electrones del ánodo por efecto fotoeléctrico, y estos fotoelectrones serían atraídos por la rejilla, dejando un exceso de carga positiva en el ánodo.

James Frank y Gustav Hertz abordaron el problema estudiando directamente la distribución de velocidades de los electrones que llegaban a la placa colectora. Para ello, modificaron ligeramente el montaje experimental. Los electrones eran producidos por un hilo de platino calentado. El hilo estaba rodeado por una rejilla cilíndrica también de platino. Fuera había otro conductor también cilíndrico conectado a un galvanómetro que recogía los electrones. Aunque el aparato inicial tenía una simetría cilíndrica, el montaje es en esencia equivalente al de la Figura 1. Lo importante es que ahora podía variarse el potencial del ánodo respecto a la rejilla.

Si la rejilla está a un potencial  $V_R$  positivo respecto al cátodo emisor, los electrones llegan a la misma con una energía  $V_R$ . Si la placa colectora estuviera a un potencial mayor, todos los electrones que llegaran a la rejilla llegarían también a la placa. Pero si la placa colectora está a un potencial  $V_A$  inferior, los electrones serán frenados entre la rejilla y el ánodo: solo los electrones que lleguen a la rejilla con una energía mayor que  $e(V_R - V_A)$  serán recogidos por el ánodo y contribuirán a la corriente que registra el galvanómetro. Los electrones que lleguen con una energía menor serán repelidos por el ánodo y volverán a la rejilla.

La gráfica de la derecha en la Figura 2 (tomada de un artículo del propio Frank) muestra la intensidad de la corriente anódica frente a  $V_R$  cuando  $V_R - V_A = 0,5$  voltios y el gas en el aparato es mercurio. Para  $V_R$  pequeño, la intensidad de la corriente que registra el galvanómetro conectado al ánodo aumenta con el potencial de rejilla. Sin embargo, cuando el potencial de rejilla alcanza el valor  $V_R = 5,4$  V la intensidad se reduce drásticamente, lo que significa que los electrones han llegado a la rejilla con una energía 0,5 eV en lugar de 5,4 eV; es decir, han perdido 4,9 eV en colisiones con los átomos del gas. Para potenciales de rejilla mayores que 5,4 V, los electrones llegan a la rejilla con una energía  $e(V_R - 4,9)$  y al ánodo con una energía  $e(V_R - 4,9 - 0,5)$  eV, con lo que la corriente anódica vuelve a aumentar. Sin embargo, para  $V_R = 10,3$  V hay un nuevo mínimo, lo que indica que los electrones han sufrido una segunda colisión en la que han perdido otros 4,9 eV. De la misma forma aparecen mínimos sucesivos cada 4,9 eV, lo que indica que los electrones pierden energía en múltiplos enteros de 4,9 eV.

Por supuesto, el mismo experimento puede hacerse con diferentes valores  $V_R - V_A$ . Lo único que cambia con esto es la posición del primer mínimo, pero la distancia entre mínimos sucesivos es siempre la misma.

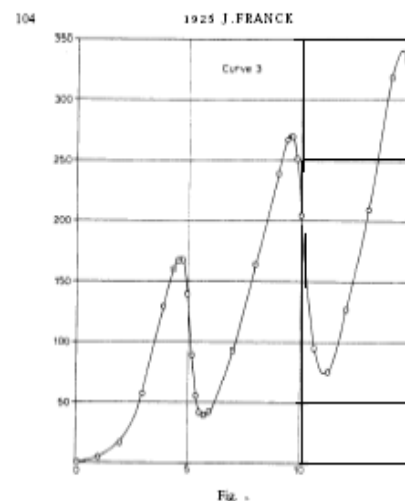


Figura 2. Intensidad de corriente anódica frente al potencial para el caso del mercurio (curva original de J. Frank).

Evidentemente los mínimos de la curva no son abruptos porque puede haber electrones que no sufran ninguna colisión. La forma exacta de la curva depende de la geometría exacta del aparato y del recorrido libre medio de los electrones en el gas. Para optimizar la gráfica conviene tener un recorrido libre medio adecuado, lo que se consigue controlando la temperatura del mercurio.

Frank y Hertz observaron también que los mínimos en la intensidad coincidían con una emisión de radiación de longitud de onda  $\lambda = 253,7$  nm, en el rango del ultravioleta. Éste es precisamente el valor que se obtendría si se convertía la energía en longitud de onda mediante la relación de Einstein para los fotones  $E = h\nu = hc/\lambda$ .

Aparentemente había dos tipos de colisiones electrón-átomo: colisiones totalmente elásticas y colisiones (¿ionizantes?) en las que se intercambiaba una energía bien definida. Esta simplicidad contrastaba con la estructura atómica aparentemente compleja que mostraban los espectros atómicos. Incluso un átomo tan simple como el de hidrógeno mostraba una sorprendente riqueza de rayas espectrales. Según la electrodinámica clásica esto solo podía deberse a movimientos complejos de cargas eléctricas dentro del átomo.

En 1896, J.J. Balmer, un profesor de instituto aficionado a las relaciones numerológicas, encontró una relación entre las longitudes de onda de las rayas espectrales del hidrógeno. Todas ellas podían escribirse como  $\lambda^{-1} = R(1/n^2 - 1/m^2)$ , siendo  $n$  y  $m$  números enteros. Para espectros distintos del hidrógeno la expresión no era tan simple, pero Ritz, inspirado por la relación de Balmer, propuso un principio de combinación general: para cualquier espectro podía definirse un conjunto de términos  $T_n$ ; cualquier frecuencia del espectro podía escribirse como diferencia entre dos términos de dicho conjunto:  $\nu = T_n - T_m$ . (En el caso del hidrógeno se tenía evidentemente  $T_n = cR/n^2$ .)

En 1913 Bohr propuso un modelo atómico que explicaba la relación de Balmer (y, por extensión, el principio de combinación de Ritz). Según este modelo, los electrones se movían en órbitas alrededor de un núcleo pero solo unas órbitas determinadas estaban permitidas. Mientras se movían en dichas órbitas los electrones no emitían radiación. Solo cuando los electrones saltaban de una órbita a otra se emitía radiación de frecuencia  $\nu = (E_n - E_m)/h$ . Por lo tanto, los términos de Ritz no eran otra cosa que las energías permitidas para las órbitas electrónicas.

A la luz de la teoría de Bohr, los resultados de Frank-Hertz tienen una nueva y precisa interpretación. Un átomo solo puede absorber la energía precisa que le permita pasar de un nivel de energía a otro. Así pues, en el átomo de mercurio debe haber un nivel excitado a  $\Delta E = 4,9$  eV por encima de la energía del nivel fundamental. Cuando un electrón colisiona con un átomo de mercurio en el estado fundamental, cede 4,9 eV al átomo y éste pasa al estado excitado. El estado excitado es inestable y el átomo cae de nuevo al estado fundamental, devolviendo los 4,9 eV en forma de radiación de frecuencia  $\nu = \Delta E/h$ , que traducido en longitudes de onda da  $\lambda = hc/\Delta E = 253,7$  nm. (Como ya se ha dicho, esta radiación puede arrancar electrones del colector por efecto fotoeléctrico, pues la función de trabajo de extracción de cualquier metal es, en general, bastante menor de 4,9 eV.) El potencial  $V$  no es, por lo tanto, el potencial de ionización, como antes se había creído, sino el potencial de excitación.

Pero si todo el experimento de Frank-Hertz se redujera a encontrar una energía crítica de 4,9 eV seguiríamos con el mismo problema: ¿dónde están los otros niveles que predice Bohr? ¿Acaso no hay otros niveles excitados a los que pueda saltar el átomo de mercurio? La respuesta

es que sí los hay, aunque detectarlos por este método requiere un planteamiento más detallado. La última capa del mercurio contiene dos electrones, y por ello sus niveles energéticos se dividen en estados singlete y triplete. El estado fundamental es un estado singlete  $^1S_0$ . El primer estado excitado es un estado triplete que se desdobra, por la interacción espín-órbita, en tres estados  $^3P_0$ ,  $^3P_1$  y  $^3P_2$  con energías respectivas 4,67, 4,89 y 5,46 eV por encima del estado fundamental. Más arriba todavía hay un estado  $^1P_1$  a 6,7 eV. Si en el experimento inicial de Frank-Hertz se detecta básicamente la transición al estado  $^3P_1$  es porque en este caso la sección eficaz de colisión es mayor. (La colisión más probable es de la forma:  $e(\uparrow) + \text{Hg}(\uparrow\downarrow) \rightarrow e(\downarrow) + \text{Hg}^*(\uparrow\uparrow)$ ).

Sin embargo, los otros estados excitados pueden detectarse también si se modifica el montaje experimental para que las colisiones se produzcan en una región libre de campo. En este caso, los electrones son acelerados por una primera rejilla a un potencial  $V_R$  y las colisiones se producen en el espacio comprendido entre dos rejillas al mismo potencial (ver Figura 3). De este modo los electrones recorren un espacio mayor con una energía constante y tienen más oportunidades de ceder dicha energía si hay un nivel excitado exactamente a esa energía por encima del fundamental.

De hecho, este método permite detectar niveles que no se manifiestan por métodos espectroscópicos. Por ejemplo, el nivel  $^3P_0$  no puede desexcitarse al nivel fundamental  $^1S_0$  por emisión de luz ya que ambos tienen el mismo momento angular y la transición está prohibida. Sin embargo, este nivel sí aparece en las curvas del potencial de excitación por colisiones, como se muestra en la siguiente gráfica tomada de un artículo de Frank y Einspor. (En este caso, las curvas no presentan mínimos pronunciados sino discontinuidades en el potencial).

De esta manera se detectan varios niveles hasta llegar a la energía de ionización, que en el caso del mercurio es de 10,4

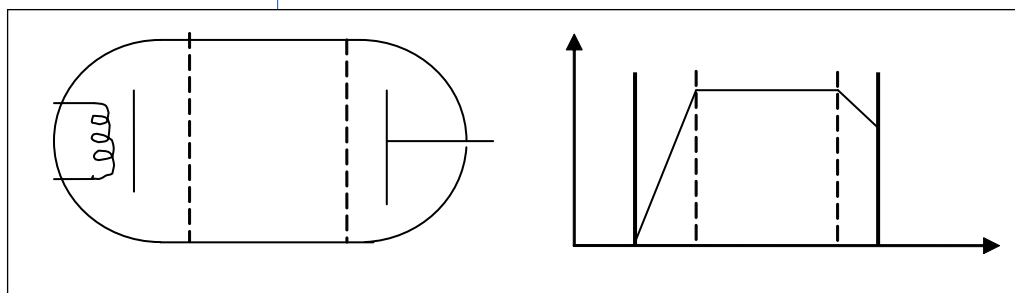


Figura 3.

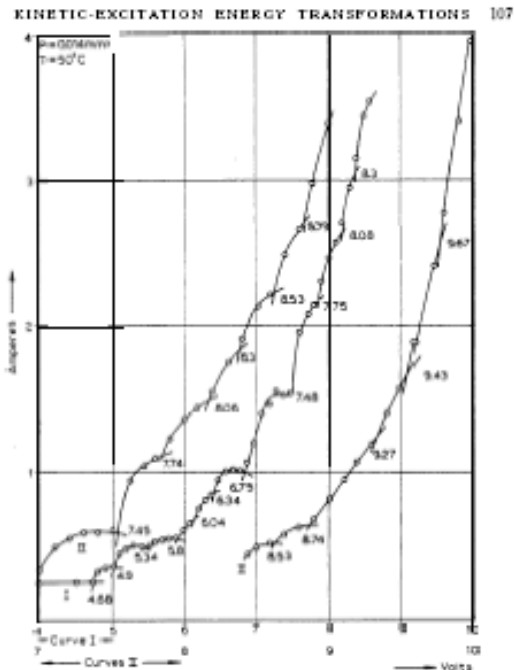


Fig. 4.

Figura 4.

eV. No obstante, si es esta energía simplemente lo que queremos detectar es mejor volver al montaje original de Lenard (aun teniendo en cuenta los efectos ya comentados de efecto fotoeléctrico en el ánodo).



James Franck.



Gustav Hertz.

Frank y Hertz recibieron el Premio Nobel de Física de 1925.

**J. Javier García Sanz**  
Dpto. de Física Fundamental