

4. RADIACIÓN, FOTONES Y LA CONSTANTE DE PLANCK

Introducción

En el Capítulo 3 vimos que el modelo atómico de Rutherford está de acuerdo con los resultados de los experimentos de dispersión de partículas α , pero que no hay ningún concepto de la física clásica que permite explicar el tamaño de los átomos. Aparentemente hay una constante de la naturaleza, que aún no sabemos cómo interviene en la teoría, que determina ésta y otras propiedades no clásicas de la materia y la radiación. Cuando Rutherford formuló su modelo ya se conocía esa constante: se trata de la *constante de acción de Planck*, que fuera introducida por Max Planck cuando presentó un artículo sobre la radiación de cuerpo negro en la Sociedad Física Alemana a fines de 1900. En este Capítulo presentaremos algunas evidencias de la naturaleza universal de dicha constante, en lo referente a fenómenos en los que interviene la radiación electromagnética.

La teoría de Planck de la radiación de cuerpo negro

Ya estudiamos varios aspectos de la radiación de cuerpo negro¹ y por lo tanto no volveremos sobre ello, pero queremos recordar que al estudiar la Mecánica Estadística mostramos que la cantidad de modos de radiación electromagnética de frecuencia comprendida entre ν y $\nu + d\nu$ presentes en una cavidad de volumen V está dada por

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi V}{c^3} \nu^2 d\nu \quad (4.1)$$

y que la aplicación del teorema de equipartición, según el cual a cada modo de oscilación del campo electromagnético le corresponde en el equilibrio una energía media $\bar{\epsilon} = kT$ (k es la constante de Boltzmann), lleva a la distribución espectral de Rayleigh-Jeans²:

$$u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \bar{\epsilon} d\nu = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3} d\nu \quad (4.2)$$

donde $u(\nu, T)$ es la densidad de energía (energía por unidad de volumen) en el intervalo de frecuencia $(\nu, \nu + d\nu)$. La (4.2) contradice la experiencia y es a todas luces absurda pues al integrarla sobre todas las frecuencias predice una densidad de energía divergente (la “catástrofe ultravioleta”). En esa época se conocía la *Ley de Wien*, que se deduce a partir de argumentos puramente termodinámicos, y que establece que

$$u(\nu, T) = c_1 \nu^3 g(c_2 \nu / T) \quad , \quad c_1, c_2 = \text{cte.} \quad (4.3)$$

donde g es una función desconocida. La (4.3) implica que el máximo de $u(\nu, T)$ ocurre para una frecuencia ν_m que es proporcional a la temperatura, esto es $\nu_m \sim T$. Por otra parte las medi-

¹ Ver *Termodinámica e introducción a la Mecánica Estadística*, Capítulos 15 y 18.

² Deducida por Lord Rayleigh (John William Strutt) en 1900. En su trabajo, publicado en *Nature* en 1905, estimó mal el número de modos, por un factor 8 en exceso, error que fue corregido ese mismo año por James Jeans. También corresponde mencionar que en 1905 Einstein obtuvo la fórmula (4.2) en su artículo sobre el efecto fotoeléctrico que se comenta más adelante.

ciones de $u(\nu, T)$ que se conocían antes de 1900 cubrían solamente el rango de frecuencias altas, más allá del máximo de $u(\nu, T)$. En base a esos datos Wien propuso en 1896 la fórmula empírica

$$u(\nu, T) = A\nu^3 e^{-B\nu/T} \quad , \quad A, B = \text{cte.} \quad (4.4)$$

que tiene la forma (4.3) y por lo tanto cumple la Ley de Wien, y con elecciones adecuadas de las constantes permite un buen ajuste de las mediciones disponibles hasta ese momento.

En 1900 Otto Lummer y Ernst Pringsheim, y también Heinrich Rubens y Ferdinand Kurlbaum llevaron a cabo mediciones muy precisas en un rango de frecuencias bajas que hasta entonces no de había estudiado y encontraron que la fórmula (4.4) está en desacuerdo con los valores medidos, según los cuales para frecuencias muy bajas se tiene

$$u(\nu, T) \sim \nu^2 T \quad (4.5)$$

Al conocer estos resultados³ Planck propuso una fórmula que interpolara entre (4.4) y (4.5). Dicha fórmula es la siguiente:

$$u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (4.6)$$

y es la célebre *distribución de Planck*. Ajustando la (4.6) a la distribución espectral observada, Planck determinó el valor de h (denominada *constante de Planck*) como 6.55×10^{-27} erg s, un valor muy cercano al actual⁴, con el cual obtuvo un perfecto acuerdo con las mediciones. No conforme con esto procuró comprender porqué la (4.6) concuerda tan bien con los resultados experimentales y con ese fin trató de darle una base teórica. No discutiremos aquí los argumentos de Planck, que se explican en detalle en el Capítulo 18 de *Termodinámica e Introducción a la Mecánica Estadística*, sólo diremos que llegó a la conclusión que la energía de los osciladores materiales de la pared de la cavidad, que están en equilibrio con la radiación, se forma a partir de un número *finito* de *cuantos* o parcelas de energía, cada uno de energía $\varepsilon = h\nu$, con lo cual introdujo la *cuantificación* de la energía. Pero en realidad fue Einstein quien aclaró⁵ el significado de la fórmula de Planck y de las hipótesis sobre la cuales se basa, al expresar que la energía de los osciladores de Planck puede tomar sólo valores que son *múltiplos enteros* del cuanto $h\nu$, y que en la absorción y emisión de radiación, la energía del oscilador cambia en forma discontinua.

A continuación vamos a mostrar cómo se debe modificar la teoría clásica para obtener el resultado correcto (4.6). Recordemos el origen de la Ley de Equipartición. Básicamente es una consecuencia de la distribución de Boltzmann, que en este caso expresa que la probabilidad $P(\varepsilon)d\varepsilon$ que un modo de oscilación tenga una energía entre ε y $\varepsilon + d\varepsilon$ vale

$$P(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{e^{-\varepsilon/kT}}{Z} \quad , \quad Z = \int_0^{\infty} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon \quad (4.7)$$

³ El lector puede notar que (4.5) es el resultado de la teoría de Rayleigh-Jeans, que fue publicada recién en 1905, después de los hechos que estamos relatando. Por lo tanto Planck no conocía el resultado clásico (4.2).

⁴ El valor actual de h es $6.6260755 \times 10^{-27}$ erg s.

⁵ En su artículo de 1906 sobre la teoría del calor específico de un sólido.

En términos de la distribución de Boltzmann, $\bar{\varepsilon}$ se expresa como

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon P(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon} \quad (4.8)$$

y al calcular las integrales en la (4.8) se obtiene precisamente $\bar{\varepsilon} = kT$.

La gran contribución de Planck consistió en que advirtió que podía obtener el resultado que buscaba si trataba ε como una variable *discreta*, en lugar de la variable *continua* que es en la Física Clásica. A partir de esto Einstein llegó a la conclusión que para llegar a la (4.6) era preciso suponer que la energía de cada *modo de oscilación del campo de radiación* toma sólo ciertos valores discretos, múltiplos enteros de $h\nu$, en lugar de cualquier valor. Supongamos entonces que los valores *permitidos* de la energía son

$$\varepsilon_{\nu} = 0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots \quad (4.9)$$

Siendo así las integrales en la (*4.7) se deben reemplazar por *sumas*:

$$\bar{\varepsilon}_{\nu} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu P(nh\nu)}{\sum_{n=0}^{\infty} P(nh\nu)} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{nh\nu}{kT} e^{-nh\nu/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{kT} e^{-nh\nu/kT}} = h\nu \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n\alpha}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}} = -h\nu \frac{d}{d\alpha} \left(\ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} \right) \quad (4.10)$$

donde $\alpha = h\nu/kT$. Pero

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} = \frac{1}{1 - e^{-\alpha}} \quad (4.11)$$

y por lo tanto

$$\bar{\varepsilon}_{\nu} = -h\nu \frac{d}{d\alpha} \left[\ln \left(\frac{1}{1 - e^{-\alpha}} \right) \right] = h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln(1 - e^{-\alpha}) = \frac{h\nu e^{-\alpha}}{1 - e^{-\alpha}} = \frac{h\nu}{e^{\alpha} - 1} \quad (4.12)$$

Resulta entonces⁶

$$\bar{\varepsilon}_{\nu} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.13)$$

Usando este valor de $\bar{\varepsilon}_{\nu}$ en la (4.2) en lugar de kT se obtiene la (4.6), con lo cual queda aclarado el origen de dicha fórmula.

Recapitulando, no es preciso alterar la distribución de Boltzmann, sino que hay que postular que la energía de los osciladores de la radiación misma puede tomar solamente los valores discretos (4.9) y no cualquier valor, como predice la teoría clásica.

⁶ Esta deducción de la distribución de Planck basada en suponer que la energía de cada modo de oscilación del campo de radiación está cuantificada fue dada por Debye en 1910.

El postulado de Planck

La hipótesis de Planck se puede generalizar y enunciar como un postulado del modo siguiente:

Postulado de Planck:

cualquier ente físico con un grado de libertad mecánico, cuya coordenada generalizada realiza oscilaciones armónicas simples sólo puede poseer valores discretos de la energía, dados por

$$\varepsilon = nh\nu \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.14)$$

donde ν es la frecuencia de la oscilación y h es una constante universal.

Si la energía del ente obedece el postulado de Planck se dice que está *cuantificada*, los niveles de energía permitidos se llaman *estados cuánticos* y el número entero n se denomina *número cuántico*.

Se podría tal vez pensar que hay sistemas físicos cuyo comportamiento no está de acuerdo con el postulado de Planck, por ejemplo sistemas macroscópicos como el péndulo. Pero es fácil constatar que debido a la pequeñez de h , en esos casos la diferencia de energía $h\nu$ entre los niveles es insignificante: no se puede medir la energía de un sistema macroscópico con suficiente precisión como para verificar si el postulado de Planck se cumple o no. Las consecuencias del postulado de Planck se ponen de manifiesto solamente cuando ν es muy grande y/o ε es tan pequeña que $\Delta\varepsilon = h\nu$ es del mismo orden que ε . Un caso es el que acabamos de estudiar: la radiación de alta frecuencia del cuerpo negro.

Cabe subrayar que Planck restringió la cuantificación de la energía a las oscilaciones de los *electrones* radiantes de la pared de la cavidad del cuerpo negro, pues pensaba que una vez emitida, la energía electromagnética se esparcía por el espacio en forma de ondas. La extensión de la cuantificación de la energía a la radiación misma se debe a Einstein, quien (como veremos al tratar el efecto fotoeléctrico) propuso que la energía radiante está cuantificada en paquetes concentrados que hoy llamamos *fotones* o *cuantos de luz*.

También debemos mencionar que el postulado de Planck resuelve el problema de los calores específicos de los sólidos, cuya dependencia con la temperatura no se describe correctamente mediante la teoría clásica basada en la equipartición de la energía. El problema es enteramente análogo al de la radiación de cuerpo negro y el lector lo puede encontrar tratado en el Capítulo 18 de *Termodinámica e introducción a la Mecánica Estadística*.

En lo que sigue examinaremos los procesos de interacción entre la radiación y la materia. Consideraremos el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la creación de pares, que implican la absorción o dispersión de radiación, y procesos de emisión de radiación como el *bremssstrahlung* (o radiación de frenamiento) y la aniquilación de pares. En todos estos casos la evidencia experimental indica que en sus interacciones con la materia la radiación se comporta como corpúsculo, a diferencia de su naturaleza ondulatoria cuando se propaga.

El efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico fue descubierto por Hertz en 1887, cuando observó que una descarga eléctrica entre dos electrodos se produce más fácilmente si sobre uno de ellos incide luz ultravioleta. Poco después, los trabajos de Wilhelm Hallwachs (1888), J. J. Thomson (1899) y Philipp L. A. Lenard (1900) demostraron que la luz ultravioleta facilita la descarga porque provoca la emisión de electrones desde la superficie del cátodo y determinaron las características

de dicha emisión, un fenómeno que se denominó *efecto fotoeléctrico*. La Fig. 4.1 muestra el esquema de un experimento para estudiar el efecto fotoeléctrico

La Fig. 4.2 muestra la corriente fotoeléctrica como función de la diferencia de potencial entre cátodo y ánodo. Se observa que para V suficientemente grande, i alcanza un valor límite, o de *saturación*, para el cual todos los electrones emitidos por el cátodo son colectados por el ánodo. La corriente de saturación es proporcional a la intensidad del haz de luz que incide sobre el cátodo. Si V se hace negativo, la corriente no cae de inmediato a cero, lo que sugiere que los electrones son emitidos con cierta energía cinética, de modo que algunos alcanzan el otro electrodo a pesar que el campo eléctrico se opone a su movimiento. Sin embargo, para cierto valor negativo V_0 , llamado *potencial de frenamiento*, la corriente fotoeléctrica se anula.

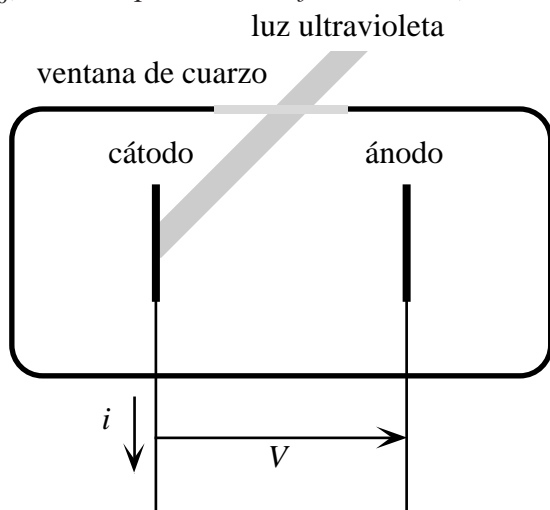


Fig. 4.1. Experimento para estudiar el efecto fotoeléctrico. El dispositivo está bajo vacío. El voltaje V entre el cátodo y el ánodo se puede variar de forma continua, y se mide la corriente i .

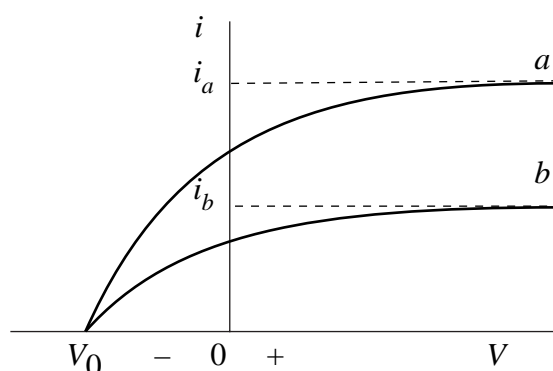


Fig. 4.2. Corriente vs. voltaje en el aparato de la fig. 4.1. La curva b corresponde a luz cuya intensidad es la mitad de la de la curva a .

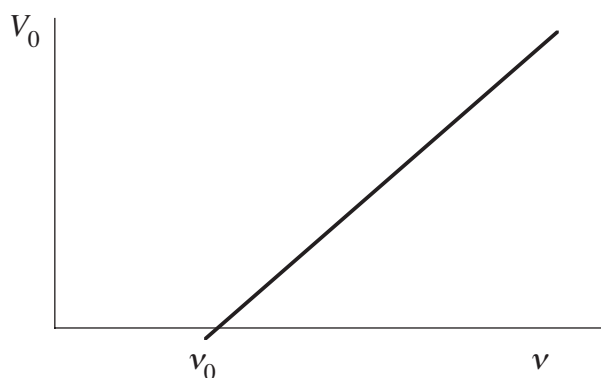


Fig. 4.3. Potencial de frenamiento en función de la frecuencia de la luz.

debajo de la cual no hay efecto fotoeléctrico.

Hay tres aspectos fundamentales del efecto fotoeléctrico que no se pueden explicar en términos de la teoría ondulatoria clásica de la luz:

- Según la teoría ondulatoria, la intensidad del haz luminoso es proporcional al cuadrado de la amplitud E del campo eléctrico oscilante de la onda. Como la fuerza sobre el electrón es eE , la energía cinética de los fotoelectrones debería aumentar con la intensidad del haz, pero el

La energía cinética máxima de los fotoelectrones es entonces

$$K_{\max} = eV_0 \quad (4.15)$$

y es *independiente de la intensidad de la luz*.

El comportamiento del potencial de frenamiento V_0 como función de la frecuencia ν de la luz fue estudiado por Millikan en 1914 y se obtuvo un gráfico lineal como el de la Fig. 4.3. Se observa una frecuencia de corte ν_0 bien definida, que depende del material del cátodo, por

experimento muestra que K_{\max} es independiente de la intensidad del haz; esto fue probado sobre un rango de intensidades de 10^7 .

- Según la teoría ondulatoria el efecto fotoeléctrico debería ocurrir para cualquier frecuencia, con tal que el haz tenga suficiente intensidad como para suministrar la energía necesaria para emitir los fotoelectrones. Pero el experimento muestra que para cada superficie hay una frecuencia de corte ν_0 , por debajo de la cual no hay efecto fotoeléctrico, sin que importe cuán intenso sea el haz de luz.
- Si la energía que adquiere el fotoelectrón es absorbida de la onda, debe tenerse presente que la sección eficaz de absorción para un electrón en un metal difícilmente sea mucho mayor que la sección transversal de un átomo. Por otra parte, en la teoría clásica, la energía luminosa está uniformemente distribuida sobre el frente de onda. Por lo tanto, si la intensidad de la luz es baja, cabría esperar que exista un tiempo de retraso fácilmente medible, entre el instante en que la luz comienza a incidir sobre el cátodo y el momento en que es emitido el fotoelectrón, pues durante ese intervalo el electrón irá absorbiendo la energía del haz hasta acumular la que necesita para escapar⁷. Sin embargo nunca se observó tal retraso.

Teoría cuántica de Einstein del efecto fotoeléctrico

En 1905 Einstein, influenciado por los trabajos de Lenard, puso en duda la teoría clásica de la luz y varios años antes de los experimentos de Millikan propuso que la energía luminosa está cuantificada en paquetes concentrados, a los que hoy llamamos fotones. El argumento de Einstein se apoyaba en que los experimentos de interferencia y difracción de la luz, sobre los cuales se basa la teoría ondulatoria, se efectúan en situaciones en que el número de fotones es muy grande. Por lo tanto sus resultados representan el promedio de los comportamientos de los fotones individuales, lo que explica porqué en esos experimentos no manifiestan los fotones.

Por cierto, los experimentos clásicos de interferencia y difracción muestran de manera definitiva que los fotones no viajan desde donde son emitidos hasta donde son finalmente absorbidos del mismo modo que lo haría una partícula clásica: viajan como ondas, en el sentido que los cálculos basados en la propagación de ondas explican correctamente los patrones de interferencia y de difracción, que dependen, como dijimos, del modo en que se desplazan en promedio los fotones. Pero Einstein no se preocupó de la propagación de la radiación, sino de como es emitida y absorbida. Pensó que si la energía contenida en las ondas electromagnéticas de frecuencia ν sólo puede ser un múltiplo entero de $h\nu$, entonces en el proceso de emisión se producen *cuantos* de energía electromagnética, cada uno de los cuales lleva una energía $h\nu$. Einstein supuso que esos cuantos están localizados inicialmente en una pequeña región del espacio, y que se mantienen localizados mientras se alejan de la fuente con la velocidad c . Supuso además que la energía de cada paquete o fotón está relacionada con su frecuencia de acuerdo con la ecuación

$$E = h\nu \quad (4.16)$$

También supuso que en el efecto fotoeléctrico cada fotón es *completamente absorbido* por un electrón.

⁷ Una sencilla estimación muestra que si la energía necesaria para extraer un fotoelectrón es de 2 eV y la sección eficaz de absorción es igual al área transversal de un átomo, con una fuente luminosa de 1 W a 1 m de distancia se precisarían 200 s para que el electrón adquiriera la energía necesaria para escapar.

Cuando un electrón es emitido por el fotocátodo, su energía cinética es entonces

$$K = h\nu - w \quad (4.17)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón absorbido y w es el trabajo necesario para extraer el electrón del metal. Este trabajo toma en cuenta el efecto de los campos eléctricos atractivos debidos a los átomos de la superficie y las pérdidas de energía cinética del electrón causadas por las colisiones que sufre hasta que sale de la superficie. Algunos electrones están ligados más fuertemente que otros, o soportan más colisiones en el trayecto. Por lo tanto es lógico suponer que hay una energía cinética máxima con la cual un fotoelectrón puede ser emitido, que se tiene cuando la energía de unión del electrón es la mínima posible y cuando éste no pierde energía cinética por colisiones. Esta energía cinética máxima es

$$K_{\max} = K_{\max}(\nu) = h\nu - w_0 \quad (4.18)$$

donde w_0 , que se denomina la *función trabajo*, es la energía mínima necesaria para extraer un electrón del metal y es una propiedad del metal del cátodo.

Veremos ahora que las hipótesis de Einstein explican satisfactoriamente el efecto fotoeléctrico, lo que no se logra en cambio con la teoría ondulatoria clásica.

- El primer hecho, que K_{\max} es independiente de la intensidad de la luz, es consecuencia de la (4.18). De acuerdo con la teoría de Einstein, la intensidad de la luz es proporcional al *número* de fotones que llegan a la superficie (por unidad de tiempo y de área), por lo tanto la corriente fotoeléctrica es proporcional a la intensidad, pero cada proceso individual de emisión es *independiente* de la intensidad y sólo depende de la *frecuencia* de la radiación.
- La existencia de una *frecuencia de corte*, es también una consecuencia de la (4.18). En efecto, para cada metal, existe una frecuencia ν_0 tal que

$$h\nu_0 = w_0 \quad (4.19)$$

y para esa frecuencia $K_{\max}(\nu_0) = 0$. En otras palabras, un fotón de la frecuencia ν_0 tiene justamente la energía suficiente para extraer un fotoelectrón, sin que le sobre nada que pueda aparecer como energía cinética del electrón. Si $\nu < \nu_0$, los fotones no tienen energía suficiente para extraer fotoelectrones y no hay efecto fotoeléctrico, por grande que sea la intensidad (o sea el flujo de fotones) del haz de luz.

- La *ausencia del tiempo de retraso* también se explica, pues la energía necesaria para que el electrón sea emitido se suministra en paquetes concentrados. Tan pronto la iluminación del fotocátodo deja de ser nula, hay por lo menos *un* fotón, que puede ser absorbido provocando la emisión de un fotoelectrón.

Si sustituimos $K_{\max} = eV_0$ (ec. (4.15)) en la ecuación de Einstein (4.18) obtenemos

$$V_0 = \frac{h\nu}{e} - \frac{w_0}{e} \quad (4.30)$$

Por lo tanto, la teoría de Einstein predice que el potencial de frenamiento V_0 es una función *lineal* de ν , en perfecto acuerdo con los resultados experimentales (Fig. 4.3). La pendiente de la curva experimental permite determinar

$$\frac{h}{e} = 3.9 \times 10^{-15} \text{ V s} \quad (4.31)$$

Multiplicando esta relación por la carga electrónica se puede determinar h . Examinando cuidadosamente estos datos Millikan encontró $h = 6.57 \times 10^{-34} \text{ J s}$ con una precisión del 0.5%, valor que concuerda con el que obtuvo Planck. Es ciertamente notable el acuerdo entre estas dos determinaciones de h usando fenómenos y teorías completamente diferentes, y es una prueba de la validez de la suposición fundamental del cuanto de luz, o fotón.

Actualmente el concepto de fotón se usa en todo el espectro electromagnético y no sólo en el visible o cerca de él. La energía de los fotones varía en 18 órdenes de magnitud desde las ondas de VLF ($\nu \approx 10^4 \text{ Hz}$) a los fotones más energéticos de los rayos cósmicos ($\nu \approx 10^{22} \text{ Hz}$).

Cabe mencionar que para que un fotón pueda ser absorbido, como ocurre en el efecto fotoeléctrico, es preciso que el electrón esté *ligado* a un átomo o a un sólido. Un electrón libre no puede absorber un fotón pues, como veremos luego, en tal proceso no se pueden conservar simultáneamente la energía y la cantidad de movimiento (por la misma razón un electrón libre tampoco puede emitir un fotón). Para que el electrón absorba (o emita) un fotón debe intervenir en el proceso una tercera partícula, pues sólo así se pueden conservar tanto la energía como la cantidad de movimiento. Debido a la gran masa de un átomo o de un sólido, el sistema puede absorber la cantidad de movimiento necesaria para el balance sin adquirir una cantidad apreciable de energía. Por lo tanto la ecuación de la energía (4.18) sigue siendo válida, y el efecto es posible porque además del electrón emitido existe una partícula pesada que absorbe la cantidad de movimiento necesaria para conservar el impulso. Para fotones de energía comparable a las de los rayos X o superiores, el efecto fotoeléctrico es un mecanismo importante de absorción. A energías todavía mayores se vuelven importantes otros procesos que estudiaremos más adelante. Por último, es preciso recalcar que en el modelo de Einstein un fotón de frecuencia ν tiene *exactamente* la energía $h\nu$, y no múltiplos enteros de $h\nu$. Según el modelo de Einstein, la radiación de la cavidad de un cuerpo negro constituye un “gas de fotones”. Aplicando este concepto, años después de la deducción de Planck, Satyendra Nath Bose volvió a obtener la fórmula⁸ (4.6).

El efecto Compton

En 1923 los experimentos de Arthur Holly Compton dieron una nueva confirmación de la naturaleza corpuscular de la radiación. Compton hizo incidir un haz colimado de rayos X de longitud de onda λ bien definida sobre un blanco de grafito y midió la intensidad y la longitud de onda de los rayos dispersados en varias direcciones. Se observó que aunque el haz incidente consiste esencialmente de *una única* longitud de onda, en los rayos X dispersados en direcciones que forman un ángulo θ no nulo con la dirección del haz, aparecen *dos* longitudes de onda: una es la misma λ de la radiación incidente y la otra, λ' , es mayor, esto es $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$. Este corrimiento $\Delta\lambda$, denominado *corrimiento Compton*, varía con el ángulo en que se observan los rayos X dispersados.

⁸ Es interesante mencionar que el artículo de Bose fue rechazado por el árbitro de la revista Philosophical Magazine, a la cual lo había presentado; de resultados de ello Bose lo envió a Einstein, quien lo tradujo personalmente al alemán y lo hizo publicar el Zeitschrift für Physik. Posteriormente Einstein generalizó el método de Bose y lo aplicó a partículas con masa. Las teorías de Bose y de Einstein se tratan en el Capítulo 15.

La presencia de una longitud de onda *diferente* de la de la radiación incidente en la radiación dispersada *no se puede explicar* si se considera la radiación X como una onda electromagnética clásica. De acuerdo con el Electromagnetismo clásico el campo eléctrico de la onda incidente, que oscila con la frecuencia ν , actúa sobre los electrones libres del blanco y los fuerza a oscilar con esa misma frecuencia. Los electrones oscilantes irradian en todas las direcciones ondas electromagnéticas, de frecuencia igual a la de la oscilación. Por lo tanto, según la teoría clásica, la radiación dispersada tiene la misma frecuencia y longitud de onda que la radiación incidente.

Ante estos hechos, Compton (y también independientemente Peter Debye) interpretó los resultados del experimento suponiendo que la radiación X incidente está compuesta por fotones,

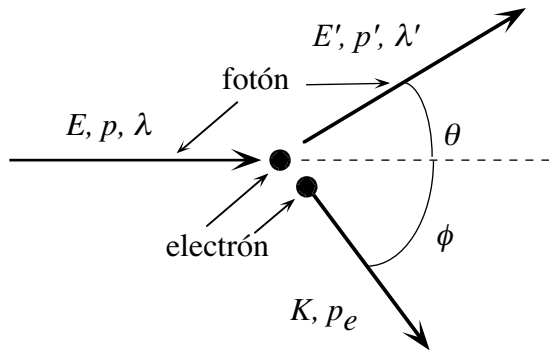


Fig. 4.4. Efecto Compton.

cada uno de los cuales lleva una energía $E = h\nu$ y que esos fotones chocan con los electrones libres del blanco. Según este punto de vista, los fotones que han chocado constituyen la radiación dispersada. Como en la colisión el fotón cede parte de su energía al electrón, el fotón dispersado debe tener una energía menor, $E' < E$, luego una frecuencia menor $\nu' = E'/h$ y entonces una longitud de onda mayor $\lambda' = c/\nu'$. Así se explica cualitativamente el corrimiento $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$.

Los experimentos indican que la frecuencia de la radiación dispersada es *independiente* del material

del blanco, lo que significa que la colisión no involucra átomos completos. Por lo tanto Compton supuso que la dispersión se debe a la colisión entre un fotón y un particular electrón del blanco, y además supuso que los electrones que participan en estos procesos se pueden considerar *libres* e inicialmente en reposo. Se pueden justificar estas suposiciones teniendo en cuenta que la energía de un fotón X es varios órdenes de magnitud mayor que la de un fotón ultravioleta, y al estudiar el efecto fotoeléctrico vimos que esta última es comparable a la energía mínima con la cual un electrón está ligado a un metal.

Vamos a analizar ahora cuantitativamente la colisión entre un fotón y un electrón (Fig. 4.4). Si suponemos que el fotón es una partícula de energía $E = h\nu$ que se mueve con la velocidad de la luz, es evidente que su masa en reposo debe ser nula, por lo tanto su energía total relativística es puramente cinética. La cantidad de movimiento del fotón se puede obtener de la relación general entre la energía relativística E , la cantidad de movimiento p y la masa en reposo m :

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad (4.32)$$

Puesto que para un fotón $m = 0$, resulta

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda \quad (4.33)$$

Cabe observar que el Electromagnetismo clásico conduce también a la relación $p = E/c$ donde p y E son respectivamente la cantidad de movimiento y la energía de la radiación, por unidad de volumen.

La conservación de la cantidad de movimiento (ver Fig. 4.4) implica

$$p = p' \cos\theta + p_e \cos\phi \quad (4.34)$$

y

$$p' \sin \theta = p_e \sin \phi \quad (4.35)$$

donde p' y p_e son la cantidad de movimiento del fotón y del electrón luego de la colisión y θ , ϕ son los ángulos entre \mathbf{p} y \mathbf{p}' , \mathbf{p}_e , respectivamente. Eliminando ϕ entre estas ecuaciones resulta

$$p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta = p_e^2 \quad (4.36)$$

La conservación de la energía relativística total requiere

$$E + m_e c^2 = E' + m_e c^2 + K \quad (4.37)$$

donde K es la energía cinética del electrón después de la colisión. Usando la (4.33), la condición de conservación de la energía se escribe como

$$c(p - p') = K \quad (4.38)$$

Usando la (4.32) podemos escribir K en función de p_e :

$$(m_e c^2 + K)^2 = c^2 p_e^2 + m_e^2 c^4 \quad (4.39)$$

que se reduce a

$$2Km_e + K^2 / c^2 = p_e^2 \quad (4.40)$$

Usando ahora la (4.38), la condición de conservación de la energía se escribe como

$$2m_e c(p - p') + (p - p')^2 = p_e^2 \quad (4.41)$$

Finalmente podemos eliminar p_e entre la (4.36) y la (4.41) para obtener la relación entre p y p' :

$$m_e c(p - p') = pp'(1 - \cos \theta) \quad (4.42)$$

que podemos escribir en la forma

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (4.43)$$

Recordando la (4.33), la (4.43) se puede llevar a la forma

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (4.44)$$

La (4.44), que expresa entonces la conservación de la energía y la cantidad de movimiento en la colisión es la *ecuación de Compton*. La cantidad

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 2.42631058 \times 10^{-10} \text{ cm} \quad (4.45)$$

se denomina *longitud de onda Compton* del electrón. En términos de λ_C el corrimiento Compton se expresa como

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\theta) \quad (4.46)$$

Se puede observar que el corrimiento Compton depende solamente del ángulo de dispersión θ , y es independiente de la longitud de onda del fotón incidente.

La ecuación de Compton describe correctamente los corrimientos observados. De acuerdo con la (4.46) $\Delta\lambda$ varía desde 0 para $\theta = 0$ (que corresponde a una colisión rasante en la que el fotón incidente no sufre desviación) hasta $2\lambda_C$ para $\theta = 180^\circ$ (colisión frontal, en la cual el fotón regresa en la misma dirección desde la cual vino). En experimentos posteriores Compton y A. W. Simon (1925) detectaron también el electrón de retroceso que resulta de la colisión y comprobaron que aparece simultáneamente con la radiación X dispersada. También verificaron la predicción sobre la energía y dirección de movimiento del electrón dispersado. Con esto quedaron reivindicadas las ideas de Einstein y ya nadie dudó de la realidad de los fotones.

Falta todavía explicar porqué para ángulos $\theta \neq 0$ se observan fotones dispersados con la misma longitud de onda de la radiación incidente. Hasta aquí hemos supuesto que el electrón que sufre la colisión está libre. Esta suposición es razonable, incluso si el electrón está inicialmente ligado, siempre y cuando la energía cinética que adquiere en la colisión sea mucho mayor que su energía de ligadura. Sin embargo, si el electrón está *fuertemente* ligado, o si la energía del fotón incidente es muy *pequeña*, el electrón no es expulsado del átomo. Entonces la colisión ocurre, en la práctica, con el átomo como un todo y podemos repetir las consideraciones anteriores acerca de la conservación de la energía y la cantidad de movimiento, pero en lugar de la masa m_e del electrón, tenemos que poner la masa m_a del átomo, pues éste retrocede como un todo durante la colisión. Puesto que m_a es varios miles de veces mayor que m_e , el corrimiento Compton para colisiones con electrones fuertemente ligados es insignificante e imposible de detectar.

En conclusión: en el experimento se observan los fotones dispersados por los electrones débilmente ligados, que son expulsados del átomo por la colisión, y esos fotones cambian su longitud de onda, pero también se observan fotones dispersados por otros electrones fuertemente ligados, que siguen ligados después de la colisión; estos fotones no cambian su longitud de onda.

El proceso de dispersión sin cambio de la longitud de onda no es otra cosa que la *dispersión de Thomson*, de la cual hemos ya hablamos en el Capítulo 3. La correspondiente teoría fue desarrollada por Thomson en 1900 en a partir del Electromagnetismo clásico. Pese a que la deducción de la dispersión Thomson es diferente de la presente interpretación cuántica de la dispersión Compton, ambas explican los mismos hechos, pues la dispersión Thomson es el límite de la dispersión Compton, cuando la longitud de onda de la radiación incidente es muy larga, esto es, cuando $\lambda = \lambda_C / \lambda \rightarrow 0$. En ese límite los resultados clásico y cuántico coinciden.

La física clásica falla al explicar la dispersión de radiación en el dominio de las frecuencias muy altas, es decir longitudes de onda muy cortas. Ocurre aquí algo semejante a la “catástrofe ultravioleta”, donde las predicciones clásicas fallan groseramente al intentar describir la radiación de cuerpo negro. Esto se relaciona con el valor de la constante de Planck. Para longitudes de onda muy largas, ν es muy pequeña y como h también es muy pequeña, la “granulosidad” $h\nu$ de la energía electromagnética es imperceptible y se confunde con el continuo de la física clásica. Pero para longitudes de onda suficientemente cortas $h\nu$ ya no es pequeño y los efectos cuánticos son importantes.

Para completitud citamos la *fórmula de Klein-Nishina* que expresa la sección eficaz de la dispersión Compton⁹:

$$\sigma_C = \sigma_T f(\Lambda) \quad , \quad \Lambda = \frac{h\nu}{m_e c^2} = \frac{\lambda_C}{\lambda} \quad (4.47)$$

donde $\sigma_T = 8\pi r_0^2 / 3$ es la sección eficaz clásica de Thomson; los efectos cuánticos están contenidos en la función $f(\Lambda)$, que tiene la expresión complicada que damos a continuación:

$$f(\Lambda) = \frac{3(1+\Lambda)}{4\Lambda^2} \left(\frac{2+2\Lambda}{1+2\Lambda} - \frac{\ln(1+2\Lambda)}{\Lambda} \right) - \frac{3}{4} \left(\frac{1+3\Lambda}{(1+2\Lambda)^2} - \frac{\ln(1+2\Lambda)}{2\Lambda} \right) \quad (4.48)$$

Obsérvese que Λ es igual al cociente entre la energía del fotón y la energía en reposo del electrón. Para Λ pequeños, se ve fácilmente que

$$f(\Lambda) = 1 - 2\Lambda + \frac{26}{5}\Lambda^2 + \dots \quad (4.49)$$

En el límite $\Lambda \rightarrow 0$ se tiene $f(\Lambda) = 1$ y la (4.47) se reduce a la fórmula clásica de Thomson. Por último, podemos ver que el balance de la cantidad de movimiento (4.36)

$$p^2 + p'^2 - 2pp' \cos\theta = p_e^2 \quad (4.50)$$

y de la energía

$$2m_e c(p - p') + (p - p')^2 = p_e^2 \quad (4.51)$$

no se pueden satisfacer simultáneamente si el fotón es absorbido por el electrón libre. En efecto, si el fotón fuera absorbido se tendría $p' = 0$, y la (4.50) y (4.51) se reducen, respectivamente a

$$p^2 = p_e^2 \quad \text{y} \quad 2m_e c p + p^2 = p_e^2 \quad (4.52)$$

que no se pueden satisfacer simultáneamente. Por lo tanto *un electrón libre no puede absorber un fotón*. Del mismo modo se puede ver que *un electrón libre no puede emitir un fotón*.

La emisión de rayos X

Los rayos X se producen en un tubo de descarga cuando electrones de alta energía acelerados por una diferencia de potencial de $\approx 10^4$ V, se frenan al penetrar en el material del ánodo¹⁰. Según la física clásica, el frenamiento de los electrones resulta en la emisión de un *espectro continuo* de radiación electromagnética, que se denomina *radiación de frenamiento* o también *bremstrahlung* (que significa lo mismo en idioma alemán). La observación muestra que, además del espectro continuo de bremsstrahlung, también se emiten *líneas características* del material del ánodo, pero por el momento no nos ocuparemos de ellas.

La característica más notable de la emisión de rayos X por estos dispositivos es que para una dada energía del electrón hay una longitud de onda mínima λ_m bien definida. Por ejemplo para

⁹ Obtenida por Oskar Klein y Yoshio Nishina en 1928 a partir de la teoría relativística de Dirac.

¹⁰ Este fenómeno se llama *Efecto Volta*.

electrones de 40 keV, $\lambda_m = 0.311 \text{ \AA}$. Mientras la forma de la distribución espectral depende tanto del material del blanco como del potencial V de aceleración, λ_m depende sólo de V y tiene el mismo valor para todos los materiales. El Electromagnetismo clásico no explica este hecho, porque no hay motivo para que no se puedan emitir radiaciones de cualquier longitud de onda.

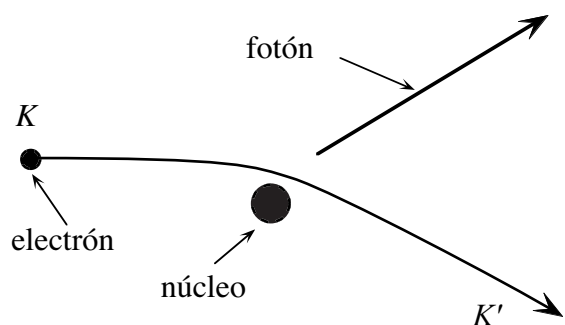


Fig. 4.5. Emisión de rayos X por bremsstrahlung.

Sin embargo si se considera que la radiación X consiste de fotones la explicación es muy simple. La Fig. 4.5 muestra un esquema del proceso elemental de emisión de un fotón por bremsstrahlung. Un electrón de energía cinética inicial K se frena al chocar con un núcleo y la energía que pierde aparece como un fotón de rayos X. La interacción Coulombiana del electrón con el núcleo hace que éste absorba cierta cantidad de movimiento, y el frenamiento del electrón produce la emisión del fotón. Como la masa del núcleo es mucho mayor que la del electrón, se puede ignorar la energía que adquiere en la colisión. Si K' es la energía cinética del electrón después de la colisión, la energía del fotón emitido es

Si K' es la energía cinética del electrón después de la colisión, la energía del fotón emitido es

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = K - K' \quad (4.53)$$

Los electrones del haz incidente pueden perder diferentes cantidades de energía en las colisiones, y un dado electrón queda en reposo después de cierto número de ellas. Es así que muchos electrones producen en conjunto un espectro continuo que se extiende desde λ_m hasta $\lambda \rightarrow \infty$, de acuerdo con las pérdidas de energía de las colisiones individuales. Un fotón de longitud de onda λ_m se emite cuando el electrón pierde toda su energía en un único choque. Cuando esto ocurre, $K' = 0$, y entonces $K = hc/\lambda_m$. Puesto que K es igual a la energía eV que adquirió el electrón al acelerarse en la diferencia de potencial V del tubo de rayos X, se tiene

$$\lambda_m = \frac{hc}{eV} \quad (4.54)$$

Por lo tanto λ_m corresponde a la conversión de toda la energía cinética del electrón en un único fotón. La (4.54) muestra que la existencia de λ_m es un fenómeno puramente cuántico¹¹.

El bremsstrahlung es, como vemos, una suerte de “efecto fotoeléctrico inverso”: en el efecto fotoeléctrico se absorbe un fotón cuya energía y cantidad de movimiento van al electrón y al núcleo, en el bremsstrahlung se crea un fotón cuya energía y cantidad de movimiento provienen de la colisión de un electrón con un núcleo¹². El bremsstrahlung no sólo ocurre en los tubos de rayos X, sino que tiene lugar también en muchas situaciones en la naturaleza y en el laboratorio.

¹¹ La existencia de λ_m fue predicha por Einstein en 1906, y la evidencia experimental fue obtenida por William Duane y Franklin Hunt en 1915. Por ese motivo λ_m se denomina *límite de Duane-Hunt*.

¹² En 1909 Johannes Stark aplicó la hipótesis del cuanto de luz al bremsstrahlung y concluyó que la conservación de la cantidad de movimiento requiere que el cuanto de luz posea un impulso igual a $h\nu/c$. Esta fue la primera vez que se incluyó explícitamente el fotón en el balance de la cantidad de movimiento de un proceso elemental.

Creación y aniquilación de pares

Además del efecto fotoeléctrico y el efecto Compton, hay otro proceso mediante el cual un fotón de alta energía puede perder su energía al interactuar con la materia. Se trata de la *creación de pares*, que es un ejemplo de conversión de la energía radiante en energía de masa en reposo y energía cinética de partículas. Aquí vamos a comentar brevemente este proceso y su proceso inverso, la *aniquilación de pares*, pero no daremos sus tratamientos completos ya que requieren la teoría cuántica relativística de campos.

Creación de pares

Hay hoy una amplísima evidencia experimental acerca de la creación de pares, pero no existe explicación de este fenómeno en la física clásica. En la Fig. 4.6 se muestra un esquema de un proceso de este tipo, que consiste en que un fotón pierde toda su energía $h\nu$ en una colisión con un núcleo, creando un *par* de partículas integrado por un *electrón* y un *positrón* y dándoles además cierta energía cinética. El positrón es una partícula idéntica en todas sus propiedades al

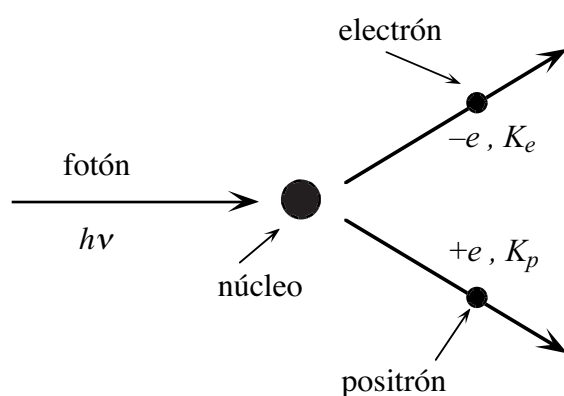


Fig. 4.6. Producción de un par electrón-positrón.

electrón, excepto que el signo de su carga (y de su momento magnético) es opuesto al del electrón: esto es, el positrón es un electrón con carga positiva en lugar de negativa. El positrón es lo que se denomina la *antipartícula* del electrón. La teoría cuántica de campos predice que *cada partícula tiene una correspondiente antipartícula*, y esta predicción se ha verificado siempre. En general, cuando se habla de “par” se entiende un par formado por una partícula y su correspondiente antipartícula. En la creación de pares electrón-positrón la energía involucrada en el retroceso del núcleo es despreciable debido a

su masa, y por lo tanto el balance de la energía (relativística) es

$$h\nu = E_e + E_p = (m_e c^2 + K_e) + (m_p c^2 + K_p) = 2m_e c^2 + K_e + K_p \quad (4.55)$$

puesto que $m_p = m_e$. En esta fórmula los subíndices e y p se refieren al electrón y al positrón, respectivamente. La energía cinética del positrón es ligeramente mayor que la del electrón debido a que la carga positiva del núcleo acelera al positrón y frena al electrón. La carga eléctrica total se conserva, pues el fotón no tiene carga y la carga neta del par es nula.

Haciendo los balances de energía y cantidad de movimiento, es fácil verificar que un fotón no puede desaparecer en el vacío creando un par: es necesaria la presencia del núcleo (que puede absorber cantidad de movimiento sin afectar sensiblemente el balance de energía) para permitir la conservación simultánea de la cantidad de movimiento y la energía.

De la (4.55) se ve que hay una energía mínima, o *umbral*, que debe tener el fotón para crear un par:

$$h\nu_{\min} = 2m_e c^2 \cong 1.02 \text{ MeV} \quad (4.56)$$

que corresponde a una longitud de onda $\lambda = \lambda_C / 2 = 0.012 \text{ \AA}$. Si la longitud de onda del fotón es menor que este valor, el fotón crea el par con energía cinética no nula.

Como se ve, la creación de pares es un fenómeno de alta energía, que ocurre con rayos X cortos o rayos γ . Se observa en la naturaleza debido a los fotones de alta energía de los rayos cósmicos y a los rayos γ emitidos por sustancias radioactivas, y en el laboratorio debido a los fotones de bremsstrahlung producidos en los aceleradores de partículas.

Si el fotón tiene suficiente energía es posible crear otros pares partícula-antipartícula, por ejemplo pares protón-antiprotón, y otros más. Como la masa en reposo del electrón es la menor entre las partículas posibles, el umbral para la creación de pares electrón-positrón es el más bajo.

Aniquilación de pares

El proceso inverso a la creación de pares es la aniquilación de pares. Si una partícula y su antipartícula, por ejemplo un electrón y un positrón se encuentran inicialmente en reposo y próximos entre sí, se unen y se aniquilan mutuamente. En este proceso *desaparece* la materia y en su lugar aparece energía radiante. Puesto que la cantidad de movimiento inicial del conjunto es nula, y el proceso debe conservar la cantidad de movimiento, no es posible crear un único fotón. El proceso más probable es la creación de dos fotones, con cantidades de movimiento iguales pero de signo opuesto. Pero también es posible, aunque mucho menos probable, la aniquilación con creación de tres (o más) fotones.

Consideremos la aniquilación con creación de dos fotones. La conservación de la cantidad de movimiento requiere $p_1 = p_2$. Como para un fotón $p = h\nu/c$, lo anterior implica $\nu_1 = \nu_2 = \nu$. Puesto que las energías cinéticas de las partículas del par son nulas, la conservación de la energía requiere

$$h\nu = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV} \quad (4.57)$$

Esto corresponde a una longitud de onda igual a

$$\lambda = \frac{h}{m_e c} = \lambda_C \quad (4.58)$$

es decir, igual a la longitud de onda Compton.

Los positrones que se crean en el proceso de producción de pares pierden energía al atravesar la materia en sucesivas colisiones, hasta que se combinan con un electrón para formar un sistema ligado denominado *positronio*, en el cual el electrón y el positrón se mueven alrededor de su centro de masa común. El positronio tiene una vida muy corta ya que en un tiempo de alrededor de 10^{-10} s desde su formación, el electrón y el positrón se aniquilan.

Comentarios

La primera evidencia experimental de la existencia del positrón fue obtenida por Carl David Anderson en 1932 al investigar la radiación cósmica¹³. En 1933 Patrick M. Blackett y Giuseppe Occhialini observaron por la primera vez la creación de pares electrón-positrón, utilizando una cámara de niebla. Este descubrimiento permitió explicar el origen de una discrepancia entre las

¹³ La radiación cósmica consiste en un flujo de partículas cargadas y fotones de gran energía que inciden sobre la Tierra provenientes de fuentes extraterrestres.

mediciones de la atenuación de rayos X de gran energía por diversos materiales y la teoría entonces existente. La atenuación predicha por la teoría era muy pequeña en comparación con la observada, pues la creación de pares es el mecanismo de absorción que domina para fotones de alta energía. Pero la mayor importancia de estos descubrimientos fue que confirmó la teoría cuántica relativística de Dirac, que en 1928 predijo la existencia del positrón y los procesos de creación y aniquilación de pares.

La naturaleza dual de la radiación electromagnética

Acabamos de estudiar varios fenómenos que muestran que la radiación electromagnética se comporta como un conjunto de partículas, los fotones, que intervienen individualmente en los procesos elementales de emisión, absorción y dispersión. Sin embargo, los fenómenos de interferencia y difracción muestran que la radiación es un fenómeno ondulatorio. Por lo tanto la radiación electromagnética se comporta como *onda* en ciertas circunstancias y como *corpúsculo* en otras. Veremos pronto que las partículas atómicas, como el electrón y el protón, también exhiben la misma clase de dualidad, pues además de comportarse como partículas, en ciertas circunstancias se comportan como ondas, pudiendo dar lugar a fenómenos de interferencia y difracción. Esta *dualidad onda-partícula* es característica de todos los entes de escala atómica o menor, y no es compatible con nuestra experiencia a nivel macroscópico ni con la descripción dada por la física clásica. Sin embargo, veremos oportunamente que la Mecánica Cuántica permite reconciliar la coexistencia de los aspectos corpusculares y ondulatorios de estos entes.

Es oportuno subrayar en este contexto que los conceptos de “onda” y de “partícula” son *extrapolaciones* de experiencias a nivel macroscópico. Así, en la Mecánica Newtoniana se trata un planeta como la Tierra como una partícula. Creemos en ese concepto porque la Mecánica Newtoniana (o la relativística, si la velocidad es muy elevada) permite calcular correctamente el movimiento. Aplicando los mismos métodos podemos describir fenómenos de escala más pequeña, como el movimiento de partículas de polvo o de las gotas de un aerosol. Pero este no es un motivo suficiente para dar por sentado que el concepto *macroscópico* de partícula se puede extrapolar indefinidamente, hasta la escala del átomo y más allá de ella. Por supuesto, se pueden hacer extrapolaciones, pero *sólo hasta que se encuentra que ya no funcionan*.

Con el concepto de onda sucede lo mismo. Podemos ver con nuestros ojos las ondas en la superficie del agua de un estanque. Pero aún del punto de vista clásico, sabemos que no podemos extrapolar el concepto indefinidamente, pues al llegar a las dimensiones moleculares la noción misma de “superficie del agua” pierde sentido. En esa escala encontraremos un gran número de moléculas que se mueven aparentemente al azar, y sólo después de promediar el comportamiento de grandes grupos de moléculas podemos recuperar los conceptos de superficie y de onda. Estos comentarios muestran que el problema surge cuando intentamos extrapolar conceptos macroscópicos como “superficie” y “onda”, derivados de nuestra experiencia cotidiana, hasta dominios donde carecen de validez.

Lo que indican claramente los fenómenos que hemos estudiado en este Capítulo y otros que veremos más adelante, es que *los conceptos clásicos de partícula y onda no se pueden extrapolar a la escala atómica*. En esa escala no es lícito establecer una distinción entre “partícula” y “onda” en el sentido clásico. Por otra parte, esa distinción está implícita en el planteo tradicional de la Mecánica, por la forma misma con la cual se definen las variables dinámicas del sistema. Por eso, como veremos, en la Mecánica Cuántica se parte de un planteo radicalmente diferente.

Yendo ahora específicamente al caso de las ondas electromagnéticas, podemos decir lo siguiente. No podemos ver las ondas electromagnéticas del mismo modo que las olas en la superficie del agua. Pero tenemos varias razones para creer que son también un fenómeno ondulatorio. En efecto:

- podemos observar los fenómenos de interferencia y difracción, que se asocian con los fenómenos ondulatorios;
- la distribución de energía en el espacio y el tiempo se predice correctamente por medio de la teoría de Maxwell para todas las longitudes de onda, desde prácticamente infinito hasta alrededor de unos 0.02 \AA ;
- en el caso de las ondas de radio podemos medir, además de la longitud de onda, también la amplitud y la fase.

Veamos estos puntos con más detalle, comenzando por el último. Hay un límite a la intensidad más pequeña que se puede medir, dado por la agitación térmica de las molécula en la antena de detección, que corresponde a un flujo de alrededor de 10^{10} fotones/s. Por lo tanto, el último punto nos dice que *muchos fotones* que actúan en conjunto sobre los electrones de una antena tienen la apariencia de un campo electromagnético clásico.

Por otra parte, es fácil demostrar que en un interferómetro óptico ordinario se puede trabajar con intensidades que corresponden a tener en un dado instante *un único fotón* dentro del instrumento. Y en esas condiciones *se observa interferencia*. Un caso extremo fue estudiado por G. I. Taylor en 1909, quien demostró que se obtiene el patrón de interferencia habitual, usando una fuente luminosa tan débil que la fotografía demoró *tres meses* en registrarse.

Podemos analizar el significado de lo anterior si imaginamos sustituir la placa fotográfica por varios fotoelectrodos muy pequeños, de modo que detectando el electrón emitido podemos determinar en cuál de ellos incidió el fotón. La energía luminosa total captada por cualquier detector es proporcional al número de fotones que llegaron al mismo. Si se efectúa ese experimento, se encuentra que a medida que transcurre el tiempo, el número de fotones que se registra en cada detector tiende al valor de la intensidad que predice la teoría ondulatoria. Pero esto es cierto *sólo en promedio*, y si el número total de fotones es pequeño pueden ocurrir grandes fluctuaciones. Por otra parte, cada fotón individual llega a un sólo detector.

La figura de interferencia dada por dos rendijas depende de que la luz pase por *ambas* (esto se comprueba tapando una de ellas). El hecho que cuando la luz atraviesa ambas rendijas se produce interferencia demostró que es un fenómeno ondulatorio y por ese motivo se descartó la teoría corpuscular de Newton. Significa esto que los fotones se pueden dividir en dos? Recordemos que por nuestro aparato pasa un sólo fotón por vez. Podemos salir de dudas, poniendo un detector detrás de cada rendija. Si hacemos eso no veremos más la figura de interferencia, pero podremos determinar si el fotón pasa por una sola rendija o por ambas. Lo que resulta es que el fotón pasa o por una rendija, o por la otra, y no por ambas a la vez. Por lo tanto, el fotón no se divide. Sin embargo, si el fotón no pasa por ambas rendijas, ¿cómo hace para interferir consigo mismo?

Una pista para resolver este dilema consiste en pensar que la onda electromagnética nos dice algo, no acerca de *dónde está exactamente* el fotón, sino acerca de *la probabilidad de encontrarlo en determinado sitio*. Si suponemos que esa probabilidad está relacionada con la intensidad de la onda, se resuelve el problema. En el Capítulo 15 se muestra como el comportamiento dual onda-corpúsculo de la radiación queda incorporado al formalismo de la Mecánica Cuántica.