

Cotas experimentales a la masa del fotón

Raquel Álvarez García, Ana Fernández Barraca, Pedro Fumanal Sejas,
Iyán Méndez Veiga y Guillermo Pfitzer López.

TRLF 2013

Índice

1. Introducción	1
1.1. El fotón	1
1.2. Cota experimental	3
1.3. ¿Qué dice la teoría?	3
2. Métodos astrofísicos	5
2.1. Campos magnéticos planetarios	6
2.2. Vientos solares	7
3. Balanza de torsión	9
3.1. Experimento de Lakes	9
3.1.1. Dispositivo experimental	9
3.2. Experimento de Luo	10
4. La ley de Coulomb	12
4.1. Fundamentos de la ley de Coulomb	12
4.2. Cota a la masa del fotón mediante la ley de Coulomb	14
4.2.1. Experimentos estáticos	14
4.2.2. Experimentos dinámicos	15
5. Método a escala cuántica	17
6. Implicaciones de un fotón masivo	18
6.1. Dispersión de la luz	18
6.2. El fotón longitudinal	19
6.3. La relatividad especial	19

1. Introducción

1.1. El fotón

Los físicos han podido establecer que cuando un rayo de luz es absorbido por la materia, la energía que esta retiene son cantidades finitas, o cuantos. Un cuanto de luz es llamado fotón.

El fotón puede definirse también como la partícula de luz más pequeña. De cierta forma, la luz visible se comporta como una onda, y también como un haz de partículas

microscópicas a alta velocidad. La física moderna ha demostrado que la energía en cualquier campo electromagnético está conformada en paquetes discretos, de manera que el término fotón se emplea para acuñar a estos paquetes discretos.

Por otro lado el comportamiento de tipo partícula no se restringe a la parte visible del espectro electromagnético, ya que tanto las ondas de radio, como los infrarrojos, rayos ultravioleta, luz visible, los rayos x y gamma, están conformados todos por fotones, cada uno una cantidad particular de energía ligada a la longitud de onda. Cuando más corta sea la longitud de onda, mayor energía contendrá el fotón, quedando representada esta relación en la siguiente fórmula:

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

La energía contenida en cada fotón queda representada por la E , λ representa la longitud de onda, la h la constante de Planck y c la velocidad de la onda en el medio en cuestión. Una fórmula más simple se le aplica a la frecuencia:

$$E = h\nu$$

La energía de un fotón no depende de la intensidad de la radiación. A cualquier longitud de onda, cada fotón contiene exactamente la misma cantidad de energía, ya sea la fuente una vela o el sol. El brillo o intensidad es función del número de fotones estrellándose en una superficie dada por unidad de tiempo.

Los fotones viajan a través del espacio vacío a una velocidad de aproximadamente $3 \cdot 10^8 m/s$ y esto es cierto para cualquier longitud de onda. En otro medio diferente del vacío la velocidad de los fotones es menor, como bien podemos ejemplificar con la luz visible, que viaja considerablemente más despacio por el cristal que por el medio exterior.

Desde el un punto de vista histórico, la mayor parte de las teorías hasta el siglo XVIII veían la luz compuesta por partículas, pero dado que los modelos de partículas no explicaban los fenómenos de refracción, difracción y birrefringencia (doble refracción) Descartes, Robert Hooke y Huygens propusieron teorías de ondas. A pesar de esto, los modelos de partículas permanecieron dominantes, en gran parte debido a la influencia de Isaac Newton.

A principios del siglo XIX, Thomas Young y August Fresnel demostraron la interferencia y difracción de la luz, y para mediados de este siglo, los modelos de onda fueron ya bastante aceptados. La predicción de Maxwell de que la luz era una onda electromagnética fue confirmada experimentalmente por Hertz al detectar ondas de radio. Esto pareció dar fin a los modelos corpusculares de la luz.

Sin embargo, la teoría ondulatoria de Maxwell no explicaba todas las propiedades de la luz, ya que postulaba que la energía de una onda de luz dependía únicamente de su intensidad y no de su frecuencia, lo que contradecía los resultados de varios experimentos independientes, en los que se observaba que la energía era directamente proporcional a la frecuencia e independiente de la intensidad.

Como resultado de cuatro décadas de trabajo, las investigaciones sobre la radiación del cuerpo negro culminaron en la hipótesis de Planck, que decía que la energía absorbida o emitida por un cuerpo mediante radiación electromagnética de frecuencia ν era un número entero de veces la energía de un cuanto, es decir:

$$E = N \cdot h\nu$$

Fue Einstein, en 1905, el primero en proponer que la cuantificación de la energía era una propiedad intrínseca de la radiación electromagnética y, aunque aceptaba la vali-

dez de la teoría de Maxwell, Einstein apuntó que las anomalías observadas en muchos experimentos se podían explicar si la energía de una onda de luz maxweliana estuviera localizada en unos puntos cuánticos que se moviesen independientemente unos de otros, incluso aunque la onda se difundiera de forma continua por el espacio. Más tarde Einstein demostró que si era aceptada la teoría de Planck sobre la radiación de los cuerpos negros, los cuantos de energía tenían también que poseer un momento lineal y si esto era cierto, significaba entonces que la radiación y en concreto la luz, estaba formada por partículas.

El momento lineal de los fotones fue observado experimentalmente por Arthur Compton y recibió el Nobel por este descubrimiento en 1927. La pregunta fundamental entonces pasó a ser: ¿cómo unificar la teoría ondulatoria de Maxwell con la naturaleza corpuscular observada experimentalmente? La respuesta a esta pregunta mantuvo ocupado a Einstein el resto de su vida y fue resuelta dentro de la electrodinámica cuántica y de su sucesor, el modelo estándar de la física de partículas.

Hoy en día, entendemos el fotón con una de las partículas elementales que no tiene carga eléctrica ni carga de color y tiene un spín entero igual a 1. Por este motivo se agrupa dentro de los bosones, es decir, partículas que siguen la estadística de Bose-Einstein y no se les puede aplicar el principio de exclusión de Pauli. Es, además, la partícula elemental portadora de la interacción electromagnética. En toda interacción de este tipo tiene que haber un intercambio continuo de fotones. Debido a esto, el fotón recibe el nombre de Bosón de Gauge, al igual que el gluón por ser el portador de la interacción fuerte y el bosón W^\pm y el bosón Z^0 por la interacción débil.

1.2. Cota experimental

Debido a varias circunstancias como el minúsculo orden de magnitud, el empleo de la mecánica cuántica en lo que a la masa del fotón se refiere y la precisión de los sensores, los experimentos no van dirigidos hacia una determinación más o menos exacta de su valor, sino más bien hacia la fijación de un valor límite o *cota experimental superior*. De este modo cada experimento ubicaría el valor masa del fotón en el intervalo cerrado-abierto $[0, cota)$.

La cota superior actual a la masa del fotón aceptada es de $10^{-18}eV/c^2$, fue determinada en 2007, mediante magnetohidrodinámica (estudio de fluidos y plasmas sometidos a campos magnéticos y eléctricos) de vientos solares.

Otros experimentos han dado como resultado cotas de valor aún inferior, pero por motivos de fiabilidad del experimento y otros, no son los valores tenidos en cuenta a la hora de realizar cálculos y promedios; dos de estos valores son $7 \cdot 10^{-19}eV/c^2$, establecido mediante balanzas de torsión en 1998 o $3 \cdot 10^{-27}eV/c^2$ mediante estudios de campos magnéticos galácticos en 1976.

Estos y otros métodos y valores de cota serán estudiados en mayor detalle en el presente artículo.

1.3. ¿Qué dice la teoría?

La teoría de la relatividad especial lo deja muy claro: si una partícula viaja a una velocidad c , su masa en reposo no puede ser distinta de cero y además esta partícula no se puede detener en ningún momento. Si suponemos que los fotones viajan a una velocidad c , entonces su masa ha de ser nula. De lo contrario, si una partícula tuviera masa, por muy pequeña que fuera, para alcanzar la velocidad límite necesitaría una energía infinita.

También se puede deducir que la masa del fotón ha de ser nula mediante la invariancia de Gauge, siempre que no se cambie nada más (luego veremos que la teoría de

Proca precisamente añade un término de masa). En esta teoría cuántica de campos, el lagrangiano no puede tener un término de masa del campo electromagnético ya que de tenerlo, la invariancia de Gauge se rompería. Dado que el fotón es el cuanto del campo electromagnético, su masa tendría que ser cero.

Uno de los efectos que podríamos observar si el fotón fuera masivo es una tercera polarización de la luz. Fueron Uhlebech y Goudsmit [2] en 1925 los primeros en introducir la idea de una propiedad intrínseca de las partículas elementales llamada *spin*, pero en seguida este concepto se incorporó a la formalidad de la mecánica cuántica. El fotón, al ser un bosón, tiene un spin entero y en concreto su valor es 1. Si además fuera masivo, tendría tres valores posibles de la tercera componente de spin: -1, 0 y 1. Sin embargo, un fotón sin masa solo tiene los valores -1 y 1. Dado que nunca se ha detectado este fotón con componente 0 del spin, se puede decir que el fotón tiene masa cero.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
\nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
\end{aligned} \tag{1}$$

Sin embargo, los efectos de un fotón con masa no nula en reposo se pueden incorporar al electromagnetismo mediante las ecuaciones de Proca [3], que son las generalizaciones relativistas más simples de las ecuaciones de Maxwell (Ecuaciones 1). Algunas de las implicaciones de esta teoría son: una variación en la velocidad de la luz, desviaciones en el comportamiento de campos electrostáticos y radiación electromagnética longitudinal.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} - \mu_\gamma^2 \varphi \\
\nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_\gamma^2 \vec{A}
\end{aligned} \tag{2}$$

donde $\mu_\gamma = m_\gamma c / \hbar$. Hay que destacar la aparición de la constante de Planck en unas ecuaciones clásicas. A la hora de introducir masa al fotón, la mecánica cuántica es indispensable para comprender sus implicaciones.

La teoría del campo electromagnético de Proca solo se puede construir de una forma añadiendo un término de la masa al Lagrangiano del campo electromagnético:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 - J_\mu A^\mu + \frac{1}{2} m^2 A_\mu^2,$$

donde $F_{\mu\nu} (= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)$ es el tensor del campo y J_μ es el vector de corriente eléctrica. El parámetro m se puede entender como la masa del fotón en reposo. Para que esta teoría no entre en contradicción con la invariancia de Gauge se debe cumplir la condición de Lorentz. De no hacerlo, tal y como hemos explicado antes, esta invariancia implicaría un fotón con masa nula.

$$\partial_\mu A^\mu = 0$$

Esta ecuación está expresada usando el convenio de notación de Einstein. Nos dice que la suma de las derivadas parciales del cuadripotencial A tiene que ser nula.

Bajo esta nueva teoría, el potencial de Coulomb, que es inversamente proporcional con la distancia, tampoco funciona y tiene que ser sustituido por el potencial de Yukawa. Este potencial viene dado por la siguiente expresión:

$$\phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-k_0 r} \quad (3)$$

En la siguiente gráfica se compararn los dos potenciales. Se puede observar como el potencial de Yukawa se hace cero muy rápidamente en comparación con el de Coulomb.

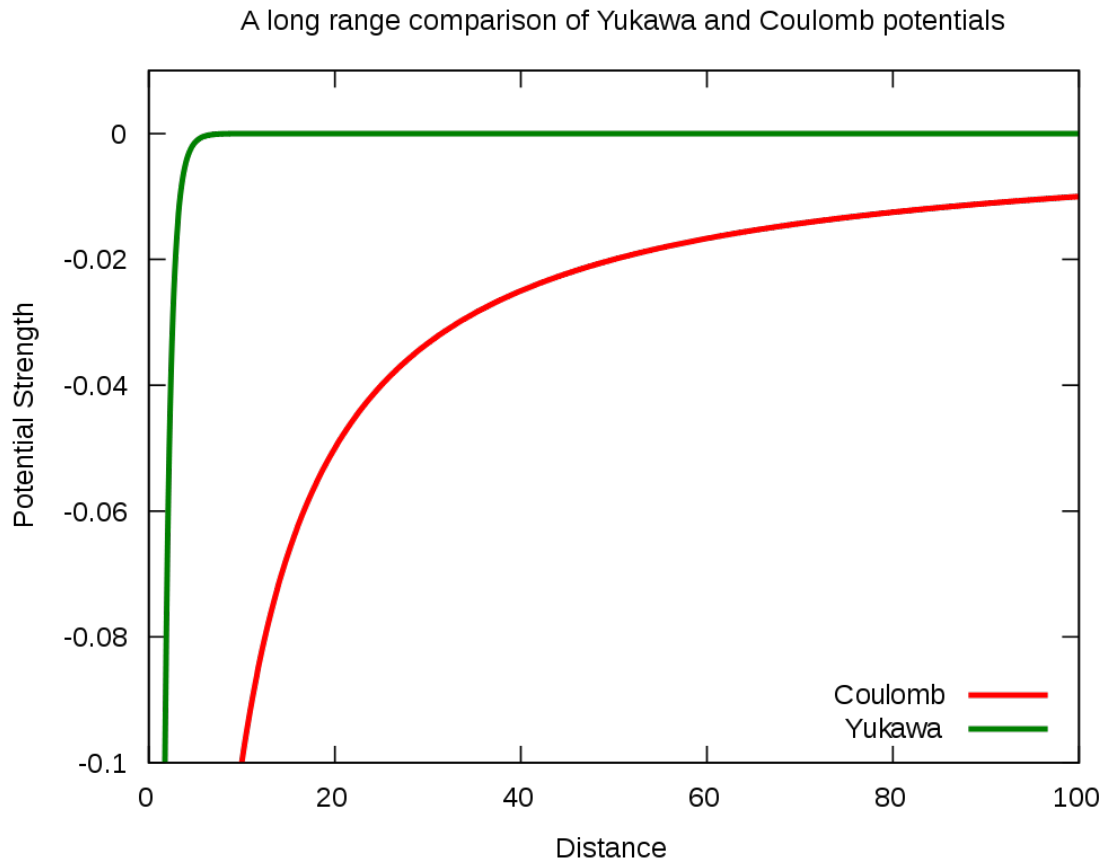


Figura 1: Potencial de Coulomb y Yukawa frente a la distancia

Esta teoría QED masiva provee, a través de las ecuaciones de Proca, un modo de estudiar las implicaciones (antes citadas) de la existencia de un fotón con masa.

La posibilidad de un fotón con masa no nula sigue en pie y según Adelberger, Dvali y Gruzinov[1] se trata de una de las cuestiones en física más importantes, ya que su estudio podría traer algunas respuestas a preguntas fundamentales como la conservación de la carga, la cuantificación de la carga y la posibilidad de agujeros negros con carga y monopolos magnéticos.

A lo largo del trabajo, además de explicar algunos de los experimentos con los que se han establecido las cotas experimentales a la masa del fotón, también estudiaremos las implicaciones físicas de este nuevo fotón con masa no nula.

2. Métodos astrofísicos

Además de estudiar campos magnéticos a escala galáctica, para calcular la longitud de onda Compton de un fotón, se pueden emplear un sistema más reducido, a escala de un sistema planetario. Hasta la fecha, solo se han diseñado dos experimentos para la masa del fotón a este tipo de escalas: el primero consiste en el análisis de campos magnéticos planetarios y el segundo en el de los vientos solares.

2.1. Campos magnéticos planetarios

En la mayoría de los planetas conocidos (excepto Venus y Marte) se ha detectado la presencia de un campo magnético generado por el propio planeta. La teoría más aceptada hoy en día sobre el origen de estos campos fue propuesta en 1963 por el geofísico William Elsasser y explica la generación de los campos magnéticos planetarios mediante un proceso llamado “de dinamo autoinducida” en la cual una capa conductora del interior del planeta rota en el seno de un campo magnético.

La posibilidad de que el fotón posea una masa finita y sus implicaciones físicas han sido discutidas teóricamente e investigadas experimentalmente por varios investigadores. Originalmente, la masa finita del fotón m_γ (medida en cm^{-1}) ha sido relacionada con el rango de validez de la ley de Coulomb. Si $m_\gamma \neq 0$ esta ley es modificada y adquiere la forma del potencial de Yukawa.

$$U(r) = \frac{e^{-m_\gamma r}}{r}$$

con $m_\gamma^{-1} = \hbar(m_{ph}c) = \frac{\lambda_c}{2\pi}$, donde m_{ph} está expresada en gramos y λ_c es la longitud de onda Compton del fotón.

La longitud de onda de Compton es una propiedad mecánico-cuántica cuyo valor es concreto para una partícula. La longitud de onda de Compton de una partícula es equivalente a la longitud de onda de un fotón cuya energía es la misma que la masa en reposo de la partícula. Su valor viene de la siguiente fórmula:

$$\lambda = \frac{h}{mc}$$

Como se puede ver, para el caso del fotón, conocer el valor de esta magnitud podría también ser un buen método para hallar una aproximación del valor de la masa del fotón.

Uno de los métodos empleados para aproximarnos más al valor de la longitud de onda de Compton del fotón se basa en el estudio de fenómenos electromagnéticos en la mayor escala posible. Para esto resultaría útil la presencia de campos magnéticos ligados a la existencia de cuerpos celestes.

Se realizaron varios experimentos de este tipo. En el primero de ellos se empleó el campo magnético de «Crab Nebula», la “Nebulosa del Cangrejo”. Se trata del resultado de la explosión de una supernova, y su intenso campo magnético proviene de la presencia de un púlsar en su interior. Como escala se tomó el valor de un pársec.¹ Sin embargo, mas adelante se puntualizó que la conductividad del medio empleado impediría identificar

¹aproximadamente $3,08 \cdot 10^{16}m$

la escala empleada. En lugar de ello se debería realizar algún tipo de consideración del balance de energías.

Durante el siguiente intento se realizó un balance de fuerzas para el caso del LMC², “Gran nube de Magallanes”, una galaxia enana satélite de la Vía Láctea. Asumiendo que la escala del campo magnético es del orden del tamaño de la nube, $1kpc$, se concluyó que la longitud de onda de Compton del fotón debería exceder $1kpc$.

Más tarde se repitió este experimento para el caso de nuestra propia galaxia, tomando como referencia un campo magnético de $1\mu G$, y la presión media del medio interestelar del orden de la presión magnética. Dicha consideración del balance de fuerzas (emitido como un teorema de virial) llevó a sus autores a la conclusión de que la longitud de onda de Compton del fotón tenía que ser mayor, $D > 1kpc$.

Sin embargo, los autores de compendio bianual *Review of particle physics* han rechazado estas estimaciones, alegando la inaplicabilidad de los argumentos de virial en el problema considerado. En efecto, el hecho de que entre las diferentes regiones del medio interestelar existan grandes variaciones de densidad hace difícil el uso del teorema de virial.

También se debe tener en cuenta que, a pesar de la gran cantidad de información disponible y de que la presencia del campo magnético de gran escala parece estar finalmente establecido, su magnitud, estructura espacial y el nivel de las fluctuaciones a pequeña escala forman parte de un campo que es aún objeto de estudio. La técnica más directa para evaluar el campo global es la detección de la rotación de Faraday de la radiación electromagnética emitida por púlsares. Pero este efecto proporciona información teniendo en cuenta solo integración en línea del producto del campo magnético y la densidad del electrón. Por tanto, su interpretación requiere de hipótesis adicionales; en particular, la correlación entre la fuerza del campo y la densidad del plasma podría conducir a una mayor fiabilidad en la estimación del campo magnético.

También se puede intentar hallar la masa del fotón mediante otros métodos. Las pruebas de la masa del fotón pueden ser clasificadas como límites de laboratorio y límites extraterrestres. Dentro del segundo tipo, podemos destacar el método del campo externo de Schrödinger[4].

En este escenario un dipolo magnético puntual adquiere una atenuación tipo Yukawa. En consecuencia, el campo dipolar magnético H_D de la Tierra exhibe una componente adicional H_{ext} . Las expresiones de estos campos son las siguientes:

$$H_D = \frac{1}{c} \frac{m'}{r^3} (3\hat{z} \cdot \hat{r} \hat{r} - \hat{z})$$

donde $m' = (1 + m_\gamma r + \frac{1}{3}m_\gamma^2 r^2)m$ y $H_{ext} = -\frac{1}{c} \frac{2m_\gamma^2}{3r} \exp(-m_\gamma r)m$.

Si se toma la razón de estos dos campos magnéticos proyectados en el ecuador ($\hat{z} \cdot \hat{r} = 0$), se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{H_{ext}}{H_D} = \frac{\frac{2}{3}m_\gamma^2 r^2}{1 + m_\gamma r + \frac{1}{3}m_\gamma^2 r^2}$$

Esta última expresión es útil para establecer un límite superior sobre m_γ si se obtienen por otro métodos los valores de H_{ext} y H_D para un valor específico de r . Siguiendo este método, Goldhaber y Nieto[5] mejoraron los resultados de Schrödinger usando el ajuste de datos geomagnéticos de mediciones terrestres y satelitales. El límite obtenido por

²de las siglas inglesas «Large Magellanic Cloud»

Goldhaber y Nieto fue:

$$m_{ph} \leq 4 \cdot 10^{-48} g \quad (4)$$

Un resultado del mismo orden fue obtenido por Fischbach[6] a partir del análisis de mediciones satelitales mas recientes del campo magnético de la Tierra. El mejor resultado hasta ahora establecido por este medio es el de Davis[7] aplicando el método al campo magnético de Júpiter a partir de datos recopilados por el satélite Pioneer-10. El límite establecido fue:

$$m_{ph} \leq 8 \cdot 10^{-49} g \quad (5)$$

2.2. Vientos solares

Los vientos solares son corrientes de partículas cargadas (un 73 % de Hidrógeno y un 25 % de helio) en forma de plasma que son expulsadas de una estrella. Las partículas de los vientos solares tienen energías entre los 10 y los 100 keV.

Debido a su estado de plasma, los vientos solares extienden el campo magnético solar a través del espacio, llegando hasta los $1,5 \cdot 10^7$ km.

La tierra está protegida de los vientos solares gracias a su propio campo magnético, pero estos pueden ser estudiados gracias a satélites para determinar, por ejemplo, cotas a la masa del fotón.

Empleando el mayor campo magnético a nuestro alcance (el solar) y empleando las ecuaciones MHD de Proca para masas finitas del fotón, Ryutov determino una cota aún mejor en precisión y fiabilidad del hallado con el empleo del campo de Júpiter, con una longitud de onda compton de $\lambda_c \geq 2 \cdot 10^{11}$ m para el fotón. Esto supone una cota a la masa de:

$$m_{ph} \leq 10^{-18} \text{ eV} = 2 \cdot 10^{-54} \text{ kg} \quad (6)$$

Para entender el procedimiento de medida, necesitamos comprender mínimamente el comportamiento de los vientos solares.

Los vientos solares se propagan rotacionalmente en el plano perpendicular al eje de revolución solar principalmente. El plasma moviéndose de esta forma “transporta” consigo las líneas de campo magnético que adquieren una forma espiral, en dirección acimutal a largas distancias.

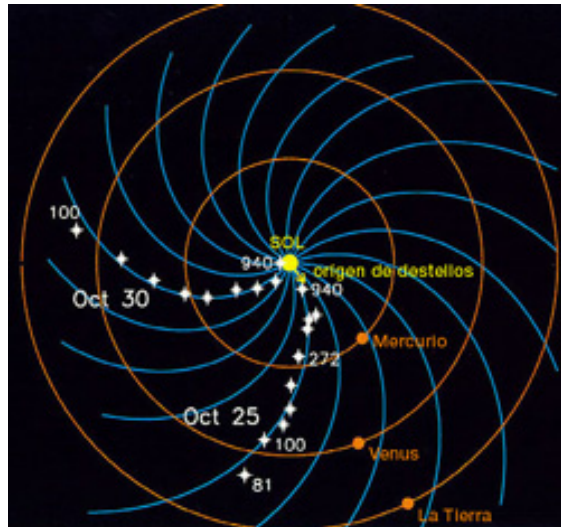


Figura 2: Campo magnético solar

Según las ecuaciones de Proca, para mantener este tipo de campo de forma activa con fotones de masa distinta de cero, debería existir una corriente real (de la forma $\mu^2 A/\mu_0$) capaz de cancelar la corriente de Proca. El procedimiento consistirá en buscar y determinar esas corrientes para introducirlas en la ecuación anterior y así obtener cotas para la masa del fotón.

Hoy en día no se dispone de ningún método directo para calcular ni medir esas corrientes, sin embargo, podemos determinar magnitudes como la densidad, velocidad y presión del plasma procedente de los vientos solares al menos hasta la órbita de Plutón mediante magnetohidrodinámica. Si existiese una corriente, la fuerza resultante obtenida según las ecuaciones de Lorentz (J densidad de corriente, B Campo magnético) $J \times B$ debería causar una aceleración del plasma.

Los datos obtenidos mediante satélite, limitan cualquier aceleración obtenida (radial o angular) del plasma, proporcionándonos un valor de cota superior para el valor de la masa del fotón.

Cabe destacar que este método ha determinado el valor actual de la masa del fotón que se emplea en los cálculos, siendo el de mayor fiabilidad y precisión a día de hoy según el Particle Data Group³.

3. Balanza de torsión

3.1. Experimento de Lakes

Este experimento data de 1998 y fue propuesto por Roderic Lakes. En este experimento se utiliza la balanza de la figura 3 para evaluar el producto de μ_γ^2 por A .

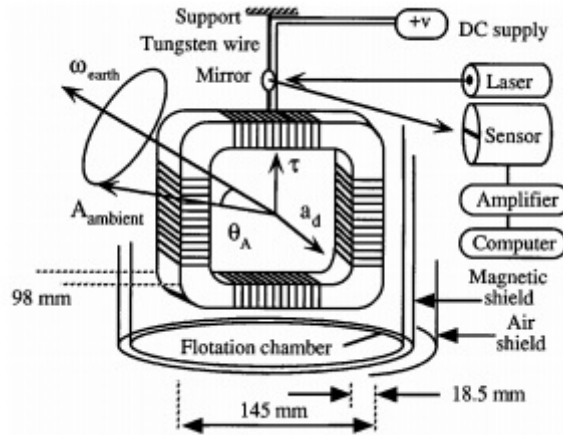


Figura 3: Balanza del experimento de Lakes

La masa comúnmente asumida para el fotón es exactamente cero. En el caso de tenerla, la desviación con respecto al cero debería ser muy pequeña. El electromagnetismo desde el punto de vista de fotones masivos está regido por las ecuaciones de Proca (Ecuación 2) y con ellas se establece la cota en este experimento.

3.1.1. Dispositivo experimental y funcionamiento del mismo

Un toroide de acero de masa 8,4 kg fue rodeado con 1260 vueltas de cable que portaba una corriente de 37 mA. Todo ello se encontraba introducido en una cámara de

³<http://pdg.lbl.gov/>

flotación con agua. La estabilidad y el torque restaurador los proporcionaba un cable de tungsteno cuyo diámetro era de 0,23 mm y su longitud de 198 mm. Todo el dispositivo se protegió tanto de corrientes de aire como de una posible interacción magnética con el exterior.

El movimiento rotatorio del toroide fue medido al hacer incidir sobre el espejo un láser de baja potencia. Este era reflejado hasta llegar a un sensor sensible al movimiento. Todo esto estaba conectado a un ordenador que recogía los datos.

Resumiendo, se trata de un toroide por el cual circula una corriente eléctrica que da lugar a un campo dipolar a_d ($a_d = \pi r^2 \Phi / \mu_0$). Si $\mu_\gamma > 0$, interactúa con el potencial vector ambiente A_{amb} para producir un torque τ ($\tau = a_d \times A_{amb} \mu_\gamma^2$) en el toroide, que varía con el tiempo de acuerdo a la rotación ω de la Tierra. El torque τ provoca un desplazamiento Φ_w del cable que tiene módulo G , diámetro d y longitud L . De esta forma, $\tau = G(1/L)(\pi d^4/32)\Phi_w$. El desplazamiento angular observado del rayo láser reflejado es $\Phi = 2\Phi_w$. Igualando las dos expresiones que tenemos para τ y evaluando el flujo magnético en el toroide según su geometría y permeabilidad $k = 5300$:

$$\mu_\gamma^2 |A_{amb}| = \frac{G \frac{1}{L} \frac{\pi d^4}{32} \frac{\Phi}{2}}{k \left[\frac{1}{4} (w-u)^2 n h l \ln \left(\frac{w}{w-u} \right) \right]} \times \sin \theta_A$$

donde θ_A es el ángulo entre $A_{ambiente}$ y el eje de rotación terrestre.

Tras obtener todos los datos necesarios, el valor de $\mu^2 A$ es $< 2 \cdot 10^{-9} \frac{Tm}{m^2}$. Asumiendo $A \approx 1012 Tm$, el valor de la masa del fotón corresponde a:

$$m_{ph} < 1 \cdot 10^{-17} eV \quad (7)$$

El problema que presenta este experimento es que, si por alguna casualidad A_{amb} estuviera alineado con el eje de rotación terrestre, entonces $\mu^2 A = 0$ y el experimento sería inválido. Evidentemente, si la masa del fotón es cero, este producto también se anula. Es por eso que este experimento es inválido cuando estamos en el caso comentado al principio de este párrafo: no sabemos si el resultado igual a cero es debido a la alineación o un fotón de masa cero. Tampoco se puede dar un valor preciso ni para la dirección ni para la magnitud del potencial vector.

3.2. Experimento de Luo

En el caso anterior se mencionó que, si el potencial vector estuviera alineado con el eje de rotación terrestre, el resultado del producto que se quiere obtener sería nulo. Si se diera esta situación, el experimento anterior no serviría. Para ello, Luo mejoró el diseño de la balanza de torsión utilizada y realizó un nuevo experimento cinco años más tarde, es decir, en 2003.

La mejoría del experimento radica en que la balanza está diseñada de manera que se pueda vencer el efecto de la dependencia con la dirección.

En este experimento, el movimiento de la balanza está controlado con una frecuencia ω ($\theta = \omega t$) mayor que la frecuencia de rotación de la Tierra Ω . El torque τ vendría dado por la siguiente expresión:

$$\tau_z(\omega) = \mu_\gamma^2 A_e a_d C \cos(\omega t + \theta_0), \quad (8)$$

donde $C^2 = (\cos \theta_A \cos \lambda - \sin \theta_A \sin \Omega t \sin \lambda)^2 + (\sin \theta_A \cos \Omega t)^2$

A continuación, una ilustración del dispositivo experimental utilizado así como su explicación:

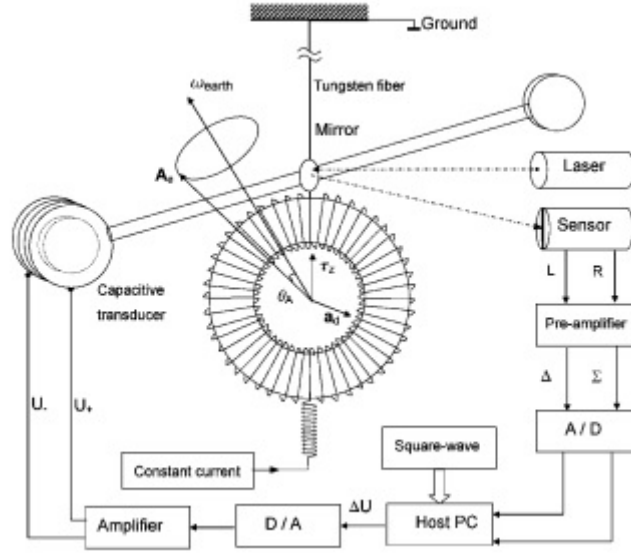


Figura 4: Balanza del experimento de Luo

De una fibra de tungsteno de 136,4 cm de longitud y diámetro de 100 micras, queda suspendido un toroide acero cuyo diámetro interior es de 45,0 mm y su sección tiene un diámetro de 24,0 mm. Dicho toroide se encuentra rodeado por 1720 vueltas de cable por el que circula una corriente de 16,4 mA. El momento dipolar a_d interactúa con el potencial vector A para producir un torque en la balanza. Su movimiento se detecta a través de un sensor y los datos son almacenados en un ordenador. El sistema fue montado en una cámara de vacío a una presión de 10^{-2} Pa y rotado con un período de 1h. Si la masa del fotón no fuera cero, entonces el voltaje de regeneración aplicado en el transductor capacitivo, asociado con el efecto de la masa del fotón, variaría con el tiempo; seguido de la rotación de la balanza de torsión.

Si la masa del fotón fuese distinta de cero, el torque producido por la interacción entre a_d y A_{amb} variaría con el tiempo según la ecuación (4). Por otro lado tenemos el torque compensativo generado por voltaje de regeneración cuya expresión es:

$$\Delta\tau_f = k\Delta\theta = k\beta\Delta U$$

Donde $\Delta\theta$ es el ángulo de variación de la balanza y β es una constante que depende de los parámetros del transductor capacitivo. Igualando estos dos torques, el producto de A_{amb} por μ_γ^2 queda:

$$\mu_\gamma^2 A_e \leq \frac{k\beta\Delta U}{C a_d}$$

Con todos los datos obtenidos, este producto se estima en: $A_{amb} \mu_\gamma^2 < 1,1 \cdot 10^{-11} Tm/m^2$.

Suponiendo $A_{amb} \approx 10^{12} Tm$, el resultado obtenido para la masa del fotón es:

$$m_{ph} < 7 \cdot 10^{-19} eV \quad (9)$$

Tras la publicación de este resultado, Goldhaber y Nieto comentaron que el valor de A_{amb} podría anularse o ser mucho más pequeño en una región particular de medida y, si resultáramos estar en esa zona, la magnitud de A_{amb} no podría conducirnos a una medida correcta de la masa del fotón.

4. Estudios experimentales sobre la ley de Coulomb y la masa del fotón

La famosa ley de Coulomb, por primera vez mencionada en 1785 por Charles Agustin de Coulomb, es la ley fundamental que gobierna las interacciones electroestáticas.

$$\vec{F} = k \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \hat{r}$$

Empleando la balanza de torsión Coulomb demostró directamente que dos cargas iguales se repelen con una fuerza que varía inversamente como el cuadrado de la distancia que los separa.

Al tratarse del primer principio físico cuantitativo desarrollado dentro del electromagnetismo, la ley de Coulomb ha sido la base para muchas contribuciones significativas en el ámbito de la electricidad, magnetismo, etc.

La validez de la ley de Coulomb ha sido puesta a prueba en un sinnúmero de estudios experimentales a lo largo de dos siglos. Basándose en el montaje creado por Henry Cavendish (1773), los experimentos de hoy en día en este ámbito no nos muestran únicamente las posibles desviaciones de la ley de Coulomb, sino también una posible cota superior para la masa del fotón.

El fotón, como la partícula fundamental de las interacciones electromagnéticas, supuestamente carece de masa. Esta hipótesis se basa en el hecho de que el fotón no puede mantenerse estático de forma continua. Sin embargo, si el fotón poseyera una masa distinta de cero, esta sería de magnitudes tan pequeñas que sería extremadamente difícil comprobarlo a través de experimentos modernos.

4.1. Fundamentos de la ley de Coulomb

La primera determinación experimental de la ley de Coulomb fue llevada a cabo por John Robinson en 1769. El esquema es bastante sencillo. Empleó la gravedad para equilibrar la fuerza repulsiva entre dos esferas cargadas fijadas sobre una vara rotatoria, y determinó el valor de la fuerza eléctrica a partir del peso de la vara a diferentes distancias. Robinson analizó sus resultados como una posible desviación de la ley de Coulomb, asumiendo que el exponente aplicado a la distancia no era exactamente 2, sino $2 + k$. Finalmente obtuvo un valor para k de 0,06. Robinson atribuyó este valor a errores experimentales y manifestó que la fuerza eléctrica entre dos cargas era inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa.

En 1773, un predecesor de Coulomb, Henry Cavendish empleó esferas concéntricas para estudiar la interacción entre las cargas de forma indirecta.

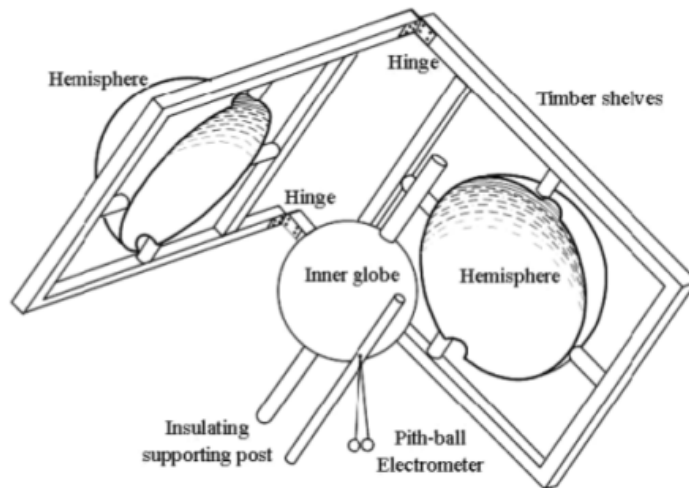


Figura 5: Aparato empleado por Cavendish para poner a prueba la ley de Coulomb. El globo del medio estaba soportado por un poste. Los hemisferios huecos, ligeramente más grandes que el globo, fueron dispuestos sobre dos marcos de madera a través de dos tubos de cristal. Los marcos estaban unidos por visagras, para poder cerrar los dos hemisferios huecos con facilidad. Una vez los marcos se hubieran cerrado, el globo y los hemisferios formaban una serie de esferas concéntricas aisladas. Tanto el globo como los hemisferios fueron recubiertos de estaño para convertirlos en perfectos conductores de electricidad.

El montaje experimental de Cavendish funcionaba de manera que, el globo estaba conectado a uno de los hemisferios por un cable conductor, y la esfera exterior estaba eléctricamente cargada durante cierto tiempo, hasta que el cable conector se cortaba por un hilo de seda. Finalmente la esfera exterior se abría y extraía, y un electrómetro era empleado para detectar carga eléctrica en el globo. El resultado de esta prueba fue que había una ausencia de carga en el globo interior.

Para explicar sus resultados más elaboradamente Cavendish sugirió el siguiente modelo. Suponiendo que tenemos un casco esférico cargado con una densidad de carga uniforme sobre su superficie σ , y suponiendo un punto cargado P situado dentro del casco, la fuerza que actuaba sobre el punto P estaba conformada por dos partes: una proveniente de la carga en el área dS_1 la cual sostenía un ángulo sólido $d\omega_1$ sobre P, mientras que el otro de la carga de dS_2 , la cual sostenía un ángulo sólido $d\omega_2$.

La fuerza neta en el punto P sería:

$$\frac{\sigma dS_2}{r_2^2} = \frac{\sigma dS_1}{r_1^2}$$

Esto indicaba que la fuerza neta dentro de la esfera era exactamente cero si se cumplía la ley de Coulomb. Si hubiese alguna inexactitud en la ley de Coulomb, las cargas migrarían a través del cable conector hacia el globo. Cavendish adjudicó el error experimental a un posible fallo de la ley de Coulomb, y concluyó que k no podía superar 0,02. Interpretaciones modernas de los resultados de Cavendish dan un límite superior de $1 \cdot 10^{-40}$ g a la masa del fotón.

Estos resultados fueron mejorados en 1873 por Maxwell, con k teniendo un valor inferior a $5 \cdot 10^{-5}$, lo que corresponde a una cota superior de la masa del fotón de aproximadamente $5 \cdot 10^{-42}$. Las principales mejoras se basaban en que la esfera exterior pasaba a ser conectada a tierra en vez de ser extraída, lo que aportó un escudo ante alteraciones externas que podían causar que el cálculo del potencial del globo interior se dificultase. Las investigaciones de Cavendish y Robinson no fueron publicadas hasta finales del siglo XIX, cuando Maxwell mencionó este experimento en sus escritos.

4.2. Cota a la masa del fotón mediante la ley de Coulomb

Las pruebas que han tenido como objeto el buscar inexactitudes en la ley de coulomb siguen dos caminos distintos:

1. Asumir que la fuerza varía con la distancia r entre dos cargas según la relación $1/r^2 + k$. Determinando k , obtenemos la desviación respecto de la ley de Coulomb y podemos establecer una cota.
2. Asumir que el potencial electrostático es el de Yukawa y no el de Coulomb. Estimando el límite para μ_γ obtenemos una cota superior para la masa del fotón.

Los estudios experimentales de masa del fotón a través de la ley de Coulomb son realmente complejos ya que deben poseer una precisión extraordinaria para poder detectar la evidencia infinitesimal de la masa del fotón. Las pruebas con esferas concéntricas realizadas por Cavendish ejemplifican los progresos conseguidos en el aumento de la capacidad de detección de señales débiles mediante el uso de aparatos con una gran sensibilidad.

La principal ventaja de este método es que todos los parámetros indicados pueden ser individualmente variados y testados, donde los métodos astronómicos normalmente emplean un número de factores que son objeto de suposiciones y afirmaciones que son difíciles de verificar.

4.2.1. Experimentos estáticos

El experimento de esferas concéntricas originalmente llevado a cabo por Cavendish en 1773 dio un límite superior de $|k| \leq 0,02$, y este resultado fue mejorado a $|k| \leq 5 \cdot 10^{-5}$ en 1873 por Maxwell. Los límites a la masa del fotón son, respectivamente, $1 \cdot 10^{-40}$ g y $5 \cdot 10^{-42}$ g. En estos experimentos el potencial eléctrico en la esfera conductora interior fue medido, y por la relación entre k y el potencial, Maxwell derivó expresiones de posibles desviaciones en la ley de Coulomb. Un intento más detallado de esta tarea fue llevado a cabo por Fulcher y Telljohann, cuyos resultados se han convertido en la referencia de experimentos posteriores.

Supongamos que la fuerza electrostática entre dos cargas puntuales es una función arbitraria $F(r)$ de la distancia r entre ellas. Entonces el potencial electrostático viene dado por:

$$U(r) = \int_r^\infty F(s)ds$$

Con esto, considerando una distribución uniforme de carga sobre una esfera conductora de radio a , el potencial a una distancia r del centro de la esfera será:

$$V(r) = \frac{f(r+a) - f(|r-a|)}{2ar},$$

donde $f(r) \equiv \int_0^r sU(s)ds$.

Ahora, aplicamos estas expresiones a los experimentos de tipo Cavendish, y suponiendo que el radio de las dos esferas concéntricas es R_1 y R_2 ($R_1 < R_2$) con cargas Q_1 y Q_2 uniformemente repartidas alrededor de ellas, obtenemos los potenciales de las esferas interior y exterior:

$$V(R_1) = \frac{Q_1}{2R_1^2}f(2R_1) + \frac{Q_2}{2R_1R_2}[f(R_1+R_2) - f(|R_1-R_2|)]$$
$$V(R_2) = \frac{Q_2}{2R_2^2}f(2R_2) + \frac{Q_1}{2R_1R_2}[f(R_1+R_2) - f(|R_1-R_2|)]$$

Una vez la esfera exterior ha sido cargada con un potencial V_0 , una parte de la carga pasaría a través del cable conector hacia la esfera interior. Esto ocurriría hasta que se cumpliera que $V(R_1) = V(R_2) = V_0$. Entonces las cargas acumuladas en la esfera interior podrían determinarse por:

$$Q_1 = 2R_1V_0 - \frac{R_1f(2R_2) - R_2[f(R_1 + R_2) - f(|R_1 - R_2|)]}{f(2R_1)f(2R_2) - [f(R_2 + R_1) - f(|R_1 - R_2|)]^2}$$

Si la ley de Coulomb es válida el potencial de una unidad de carga tiene la forma $U(r) = 1/r$, lo que implica que $f(r) \equiv r$. Debido a que las dos esferas se encontraban conectadas mediante un cable, la carga originaria dada a la esfera interior acabaría en la superficie exterior de la esfera exterior, es decir, $Q_1 = 0$. En el experimento de Cavendish, después de que dos esferas hayan sido cargadas y el cable conector se haya roto, la esfera exterior es extraída, pudiendo expresarse el potencial en la esfera interior como:

$$V_C(R_1) = \frac{Q_1}{2R_1^2}f(2R_1) \quad (10)$$

En el caso de Maxwell, tras romper el cable conector la esfera exterior era conectada a tierra en vez de ser extraída, lo que implicaría que $V(R_2) = 0$. De esta manera el potencial dentro de la esfera interior se puede expresar como

$$V_M(R_1) = V_0 \left[1 - \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \frac{f(R_2 + R_1) - f(|R_1 - R_2|)}{f(2R_2)} \right] \quad (11)$$

Siguiendo a Maxwell, suponemos que el exponente en el potencial Coulombiano no es 2 sino $2 + k$ con $|k| \ll 1$. En este caso, para una carga puntual, obtenemos que:

$$U(r) = \frac{1}{1+k} \frac{1}{r^{1+k}} \approx \frac{1}{r^{1+k}},$$

y entonces tenemos que:

$$f(r) \approx r(1 - k \ln r) \quad (12)$$

Sustituyendo la expresión (12) en las fórmulas (10) y (11) obtenemos la desviación k de los experimentos de Cavendish y Maxwell mediante las siguientes fórmulas, respectivamente:

$$V_C(R_1) \approx \left(\frac{R_2}{R_2 - R_1} \right) kV_0M(R_1, R_2)$$

$$V_M(R_1) \approx kV_0M(R_1, R_2),$$

donde $M(R_1, R_2) = \frac{1}{2} \left[\frac{R_2}{R_1} \ln \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1} - \ln \frac{4R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \right]$.

Obviamente si $k = 0$, el potencial de la esfera interior es 0, lo que sería el caso de la ley de Coulomb. De esta manera, midiendo el potencial en la esfera interior de forma directa, uno podría obtener la desviación de la ley de Coulomb.

4.2.2. Experimentos dinámicos

Para poder obtener una precisión más alta, los experimentos modernos que emplean la disposición de esferas concéntricas de Cavendish fueron llevados a cabo con señales de alto voltaje aplicadas a la esfera exterior con una detección sensitiva de fase empleadas para percibir la diferencia relativa de potencial entre las esferas. Además la motivación por los

experimentos de este tipo se volvieron predominantes principalmente debido al interés en la masa del fotón, más que en la búsqueda de inexactitudes en la ley de Coulomb.

Los primeros experimentos dinámicos de la ley de Coulomb datan de 1936, un estudio realizado por Plimpton y Lawton. Los montajes llevados a cabo por Cavendish y Maxwell fueron remplazados por un método cuasiestático, donde los problemas resultantes de la ionización espontánea y potenciales de contacto fueron superados al situar el detector dentro de la esfera interior y al conectarlo de forma permanente para así poder detectar cualquier cambio en el potencial de la esfera interna relativo al de la externa.

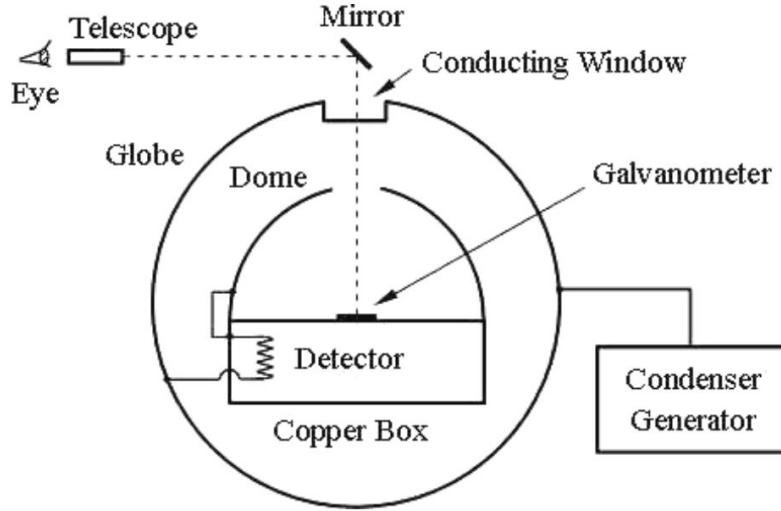


Figura 6: Montaje experimental llevado a cabo por Plimpton y Lawton en 1936. El casco exterior (Shell) estaba formado por dos cascos semiesféricos, mientras que el interno consistía en una caja de cobre que contenía al detector y una cúpula semiesférica sobre esta. El generador estaba especialmente diseñado para proporcionarle 3000V al casco exterior. Cualquier movimiento del galvanómetro estaba monitoreado por el espejo externo y el telescopio a través de la ventana conductora.

Con este experimento se obtuvo una desviación de la ley de Coulomb de $k < 2 \cdot 10^{-9}$ y por una tanto obtenemos una cota de la masa del fotón:

$$m_{ph} \leq 3,4 \cdot 10^{-44} \text{ g} \quad (13)$$

Cochran y Franken 1968 emplearon conductores cúbicos concéntricos en vez de esferas debido al coste y dificultad de construir esferas grandes. Los complicados cálculos resultantes de una disposición cúbica hicieron el análisis de este experimento enormemente complicado pero obtuvieron los límites de $|k| < 4,6 \cdot 10^{-11}$ y $|k| < 9,2 \cdot 10^{-12}$. Este último límite nos permite obtener una cota para la masa del fotón un orden de magnitud más precisa:

$$m_{ph} \leq 3 \cdot 10^{-45} \text{ g} \quad (14)$$

Otro experimento similar fue realizado por Barlett y Phillips en 1969, donde en vez de dos esferas concéntricas tenían cinco. Con este montaje lograron mejorar la sensibilidad y eliminar errores introducidos por cargas sueltas. Llegaron a un resultado final de $|k| \leq 1,3 \cdot 10^{-13}$, asociado a un límite de la masa del fotón:

$$m_{ph} \leq 3 \cdot 10^{-46} \text{ g} \quad (15)$$

La cota más precisa obtenida por estos métodos fue la que consiguió Williams con su experimento en 1970. Fue diseñado para operar con una gran sensibilidad y estaba

conformado por cinco icosaedros concéntricos, de manera que el casco de en medio estaba compuesto por tres de ellos llegando a tener un espesor de 1,5 metros, sirviendo este casco para reducir los efectos de electricidad y campos magnéticos externos. La cota que se estableció fue de:

$$m_{ph} \leq 1,6 \cdot 10^{-47} \text{ g} \quad (16)$$

5. Método a escala cuántica

Se puede establecer una cota a la masa del fotón, bajo la teoría de Proca, estudiando la pequeña variación del momento magnético anómalo del electrón respecto de la electrodinámica cuántica (QED).[16]

En electrodinámica cuántica, el momento magnético anómalo de una partícula es una contribución de efectos de la mecánica cuántica al momento magnético de esa partícula. Utilizando diagramas de Feynman, este momento anómalo se expresa con un bucle o vuelta (*loop*).

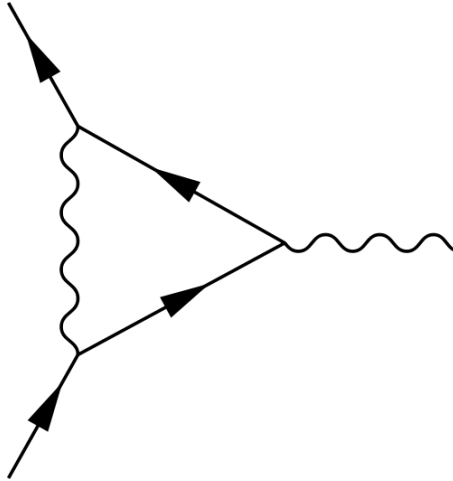


Figura 7: Corrección del momento magnético del electrón

En el caso del electrón, se añade un *loop* para corregir el momento magnético de este fermión. Se trata de la primera y también la mayor corrección de la mecánica cuántica al momento magnético de una partícula. Su valor es la medida experimental más precisa en física hoy en día:

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} = 0,00115965218073(28) \approx 0,0011614, \quad (17)$$

donde α es la constante de estructura fina, una constante física fundamental que caracteriza la fuerza de la interacción electromagnética.

Precisamente por ser esta la constante física más precisa de la que disponemos, los autores de este experimento recurrieron a ella para tratar de establecer una cota a la masa del fotón.

Para ello primero computaron el momento magnético anómalo del electrón al orden de α . Después expandieron el resultado en potencias de $(\frac{m}{\mu})^2$, donde m y μ son las masas del fotón y del electrón, respectivamente. Y por último utilizaron los datos calculados por Schwinger en 1948 de la constante a para obtener la cota de la masa del fotón.

La expresión que obtuvieron en este cálculo es la siguiente:

$$F_2(0) \approx \frac{\alpha}{2\pi} \left[1 - \pi \left(\frac{m}{\mu} \right) - \left(\frac{3}{2} + 4 \ln \left(\frac{m}{\mu} \right) \right) \left(\frac{m}{\mu} \right)^2 + O \left(\left(\frac{m}{\mu} \right)^3 \right) \right],$$

donde $F_2(0)$ representa el desplazamiento del ratio giromagnético de un electrón, siendo este ratio la razón entre el momento del dipolo magnético y su momento angular.

En esta expresión, el primer término tiene que ser igual al que ya pusimos en (17) y el segundo es la corrección más importante que afecta al parámetro m de la QED masiva. Dado que la teoría y el experimento concuerdan con errores de ~ 1 en 10^{10} para $F_2(0)$, se obtiene que:

$$\frac{\pi m}{\mu} < 10^{-10},$$

lo cual implica una nueva cota para la masa del fotón:

$$m_{ph} < 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \quad (18)$$

6. Implicaciones de un fotón masivo

6.1. Dispersión de la luz

La primera consecuencia de un fotón con masa finita sería que la velocidad de las ondas electromagnéticas propagándose en el espacio libre pasaría a depender de la frecuencia de dichas ondas. Según las ecuaciones de Proca, los campos eléctricos y magnéticos en el espacio libre vienen dados por:

$$A_\nu \sim e^{i(k \cdot r - \omega t)}$$

Donde k es el vector de onda, ω la frecuencia angular y μ_γ la masa en reposo expresada en unidades de longitud recíproca (números de onda), que está relacionada la masa en gramos $m_\gamma \equiv m_{ph}$ según la ecuación:

$$m_\gamma = \frac{\mu_\gamma \hbar}{c}$$

Todo ello satisface la ecuación de Klein-Gordon:

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \mu_\gamma^2 c^2 \quad (19)$$

La velocidad de fase y la velocidad de grupo (la velocidad del flujo de energía) de una onda masiva libre tomaría la siguiente forma:

$$\begin{aligned} u = \frac{\omega}{k} &= c \left(1 - \frac{\mu_\gamma^2 c^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \approx c \left(1 - \frac{\mu_\gamma^2 c^2}{2\omega^2} \right) \\ v_g = \frac{d\omega}{dk} &= c \left(1 - \frac{\mu_\gamma^2 c^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \approx c \left(1 - \frac{\mu_\gamma^2 c^2}{2\omega^2} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

donde $k = |k| = 2\pi\lambda^{-1}$, siendo λ la longitud de onda. Debido a la masa no nula del fotón, la dispersión produce una dependencia con la frecuencia, y la velocidad de grupo diferirá de la velocidad de fase. En las ecuaciones de Proca, c se convierte la velocidad límite a medida que la frecuencia se acerca al infinito.

Para dos paquetes de ondas con diferentes frecuencias de propagación (ω_1 , ω_2 y asumiendo que $\omega_1 > \omega_2 > \mu_\gamma c$), la velocidad diferencial entre ellas viene de:

$$\frac{\Delta v}{c} \equiv \frac{v_{g1} - v_{g2}}{c} = \frac{\mu_\gamma^2 c^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_1^2} \right) + O \left[\left(\frac{\mu_\gamma^2 c^2}{\omega_1^2} \right)^4 \right] = \frac{\mu_\gamma^2}{8\pi^2} (\lambda_2^2 - \lambda_1^2) + O[(\mu_\gamma \lambda_1)^4]$$

Si las dos ondas recorren la misma distancia L , el intervalo de tiempo entre sus llegadas se expresa como:

$$\Delta t \equiv \frac{L}{v_{g1}} - \frac{L}{v_{g2}} \approx \frac{L}{8\pi^2 c} (\lambda_2^2 - \lambda_1^2) \mu_\gamma^2, \quad (21)$$

Las ecuaciones 20 y 21 son los puntos de partida para detectar un efecto de dispersión debido a una masa del fotón en reposo tanto en enfoques terrestre como extraterrestres.

6.2. El fotón longitudinal

Según las ecuaciones de Maxwell, el fotón puede ser polarizado en dos direcciones. Si consideramos la masa del fotón como no nula y seguimos, pues, las ecuaciones de Proca, obtendremos una tercera polarización. En ella, el vector del campo eléctrico apunta a lo largo del eje del movimiento. Para este caso, la partícula recibe el nombre de fotón longitudinal.

Este concepto de polarización está relacionado con la helicidad (magnitud física asociada al espín, obtenida proyectando esa magnitud vectorial sobre la dirección de momento lineal). Un fotón sin masa tiene un estado de helicidad 1, lo que implica que solo puede ser polarizado transversalmente. Sin embargo, un fotón con masa contaría también con el estado de helicidad 0, lo que corresponde a la polarización longitudinal.

Si consideramos al fotón como una partícula masiva, aunque teóricamente la radiación electromagnética tendría esta nueva polarización, no seríamos capaces de detectarla ya que la materia sería transparente a estos fotones. Este es el motivo por el que el cuerpo negro no nos sirve para determinar experimentalmente si el fotón tiene o no una masa distinta de cero.

6.3. La relatividad especial con fotón de masa no nula

Una de las predicciones de la teoría para un fotón con masa sería la dispersión de la velocidad en el vacío para los fotones en forma de onda (su velocidad no sería constante, sino que dependería de la frecuencia). Podríamos creer que esto representa un problema para la teoría de la relatividad especial, ya que uno de los motivos de su desarrollo es el valor universal para la constante c .

Según la ecuación 20 podemos ver que para $\omega = \mu_\gamma c$ la velocidad de onda es cero y que cuando $\omega < \mu_\gamma c$, k adquiere valores imaginarios. La onda electromagnética se propagaría únicamente entonces para valores $\omega > \mu_\gamma c$.

Podemos observar que en el caso límite $\omega \gg \mu_\gamma c$ o lo que es lo mismo, $\mu_\gamma \approx 0$, tenemos que $v_g = c$, condición que asumió Einstein para postular el valor c como límite universal de velocidad para todo fenómeno.

Así pues, deberíamos introducir un Nuevo postulado en la teoría de la relatividad especial para ajustarla a fotones de masa distinta de cero. Dicho postulado, enunciado por Goldhaber y Nieto en 1971[7], dice que:

Dados dos sistemas de referencia inerciales, el primero moviéndose a velocidad constante v respecto al segundo, existe una frecuencia angular ω_0 dependiente de la velocidad (v) y la precisión que deseemos (ϵ) tal que la velocidad de cualquier onda luminosa de frecuencia mayor que ω_0 tendrá un valor comprendido entre c y $c - \epsilon$ en ambos sistemas de referencia.

Por lo tanto, un fotón de masa distinta de cero implica que la velocidad de la luz no sea una constante única pero que si sea función de la frecuencia. De hecho, el asumir la constancia de la velocidad de la luz no es necesaria para que a teoría de la relatividad especial sea correcta, ya que esta puede basarse en la existencia de una velocidad límite c a la que todos los cuerpos tienden cuando su energía sobrepasa con mucho el valor de su masa. En este caso, la velocidad que introduciríamos para realizar transformaciones de Lorentz sería esta velocidad limitante c , y no la velocidad de la luz que ya no sería una constante.

Referencias

- [1] E. Adelberger, G. Dvali y A. Gruzinov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010402 (2007)
- [2] *Polarization and Spin* <http://mathpages.com/rr/s9-04/9-04.htm>
- [3] Liang-Cheng Tu, Jun Luo y George T Gillies, **The mass of the photon** *Rep. Prog Phys.* **68** (2005) 77-130
- [4] E. Schrödinger, *Proc. Ir. Acad. A* **49** (1943) 135
- [5] A.S. Goldhaber y M.M. Nieto, *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 567
- [6] E. Fischbach, H. Kloor, R.A. Langel, A.T.Y. Lui y M. Peredo, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 514
- [7] L. Davis, A.S. Goldhaber y M.M. Nieto, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1402
- [8] D.D. Ryutov, **Using plasma physics to weigh the photon**
- [9] G. Spavieri, J. Erazo, A. Sánchez, M. Rodríguez. **Momento electromagnético, efectos cuánticos y la masa del fotón.** *Revista Mexicana de Física* **55** (4) 236–248
- [10] Alfred Scharff Goldhaber y Michael Martin Nieto. **Photon and graviton mass limits** *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 82, No. 1, January–March 2010
- [11] Wikipedia: Viento Solar http://es.wikipedia.org/wiki/Viento_solar
- [12] Foto del campo magnético solar http://www.windows2universe.org/sparc/images/imf_sm.sp.jpg
- [13] Campos magnéticos planetarios <http://pendientedemigracion.ucm.es/info/planetas/programa/tema1/1.3.htm>
- [14] Jun Luo, Liang-Cheng Tu, Zhong-Kun Hu, and En-Jie Luan. **New Experimental Limit on the Photon Rest Mass with a Rotating Torsion Balance.** *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 90, No. 8, 2003.
- [15] Roderic Lakes. **Experimental Limits on the Photon Mass and Cosmic Magnetic Vector Potential.** *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 80, No. 9, 1998.
- [16] Antonio Accioly, José Helayël-Neto y Esley Scatena. **Upper bounds on the photon mass** *Phys.Rev. D82* (2010) 065026