

Una Evaluación Crítica de la Teoría Cuántica basada en los Corrimientos de Evans / Morris.

por

M. W. Evans, H. Eckardt, G. J. Evans y T. Morris
Civil List, AIAS y UPITEC.

(www.aias.us, www.webarchive.org.uk, www.atomicprecision.com, www.upitec.org
www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se sugiere un experimento para la medición precisa de los corrimientos de Evans / Morris en hidrógeno atómico gaseoso, utilizando como ejemplo las conocidas series de Balmer de absorción de frecuencia visible. Se obtienen expresiones sencillas para los corrimientos de Evans / Morris en los límites de alta y baja frecuencia. La teoría cuántica fundacional predice de inmediato corrimientos de Evans / Morris, utilizando una combinación de la distribución fundamental de Planck y la ley fundamental de Beer Lambert. Se demuestra que esta combinación de dos principios básicos produce particiones en las líneas de la serie de Balmer. Se demuestra que la masa fotónica puede calcularse a partir de cualquier absorción y a cualquier frecuencia del espectro electromagnético, desde las ondas sub hertzianas hasta los rayos gamma. La masa del fotón constituye un resultado ineluctable de la teoría óptica fundamental y de las ecuaciones fundacionales de de Broglie / Einstein.

Palabras clave: teoría ECE, masa del fotón, evaluación de la teoría cuántica utilizando los corrimientos de Evans / Morris.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie de trescientos cuatro documentos y libros a la fecha, dedicados al desarrollo de la teoría ECE [1-10] se ha demostrado que los corrimientos de Evans / Morris recientemente descubiertos son propiedades de la mecánica cuántica en su nivel más fundamental – la ley y la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert. Los corrimientos de Evans / Morris han sido observados en una serie de experimentos por G. J. Evans y T. Morris, descritos en el diario o blog del portal www.aias.us con amplio detalle. En el documento UFT300, publicado en el portal www.aias.us, se ha demostrado que los corrimientos al rojo de Evans / Morris se deben a la teoría fundacional de absorción, y que los corrimientos al azul de Evans / Morris se deben a teoría de emisión fundacional. El método utilizado para llegar a estas conclusiones se basa en una combinación directa de la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert para producir una nueva ecuación fundamental de la teoría cuántica. Esta última muestra que la ley de Beer Lambert produce cambios tanto de frecuencia como de intensidad de la radiación. Esto se cumple para cualquier sector del espectro electromagnético. El coeficiente de absorción de energía se calculó mediante el empleo de métodos conocidos y expresado en términos del momento dipolar eléctrico de transición. El corrimiento de frecuencia de Evans Morris cumple con la ley de Beer Lambert de la misma manera en que lo hace el típico corrimiento de intensidad de la ley. Cuanto mayor sea la longitud del sendero de la muestra, mayor será el corrimiento de frecuencia al rojo de Evans Morris. La frecuencia de incidencia de un láser de prueba se corre hacia frecuencias menores en cualquier proceso de absorción, y la medida del corrimiento depende del producto del coeficiente de absorción de energía y la longitud del sendero recorrido en la muestra. Este fenómeno resulta completamente novedoso para la ciencia. Ha sido observado por Evans y Morris en forma repetitiva y reproducible.

En la Sección 2 se incluye un esquema experimental para la observación precisa de los corrimientos de Evans Morris en espectros atómicos, en donde un láser de prueba puede afinarse con precisión a una línea de absorción. Se utiliza como ejemplo la conocida serie Balmer de frecuencia visible del hidrógeno atómico (H). Se demuestra que los efectos de Evans Morris producen un partición de la línea de absorción en general, y que esta partición depende de la longitud del sendero a recorrer por el rayo en la muestra. A mayor longitud de sendero mayor será la partición. Esto constituye un resultado directo de la teoría cuántica, de manera que ésta última puede evaluarse experimentalmente de una manera totalmente novedosa. Utilizando estos conceptos se demuestra que cualquier absorción se ve acompañada por una masa finita del fotón. Inversamente, la masa del fotón siempre es distinta de cero y puede calcularse a partir de cualquier proceso de absorción, desde frecuencias sub hertzianas hasta los rayos gamma.

Como es habitual, este documento debiera de leerse junto con sus notas de acompañamiento, publicadas en el portal www.aias.us, bajo el documento UFT304. La Nota 1 desarrolla la ley de Beer Lambert dependiente del tiempo, mientras que la Nota 2 brinda detalles del conocido cálculo del coeficiente integrado de absorción de energía en términos del momento del dipolo de transición. La Nota 3 incluye detalles del conocido cálculo del momento de dipolo eléctrico. La Nota 4 incluye detalles de la serie de Lyman para el hidrógeno atómico gaseoso. La Sección 2 se basa en las Notas 5 a 7, la cual es la aproximación de alta frecuencia de la teoría del documento UFT300 en una sencilla ecuación, fácil de utilizar. Finalmente, las Notas 6 y 7 incluyen detalles del cálculo de la masa finita del fotón a partir de cualquier proceso de absorción.

2. Método experimental, particiones y masa del fotón.

Con el objeto de medir con precisión los corrimientos de Evans / Morris , y para comprobar la teoría cuántica, se incluye el esquema en la Nota 304(4), página 3. Esto mide la diferencia entre la frecuencia incidente ω_0 y la frecuencia luego del corrimiento ω utilizando un método interferométrico. Se busca que el esquema sólo describa las bases del aparato, y podrían utilizarse muchos otros métodos de alta precisión. Esto constituye una nueva evaluación crítica de la teoría cuántica misma, así como una sugerencia para la obtención de mediciones precisas de los corrimientos de Evans / Morris.

Los corrimientos de Evans / Morris se describen en general mediante:

$$\left(\frac{w}{w_0}\right)^3 \left(\frac{y_0}{e^y - 1}\right) = \exp(-Al) \quad (1)$$

en donde:

$$y_0 = \frac{\hbar \omega_0}{kT}, \quad y = \frac{\hbar \omega}{kT} \quad (2)$$

y:

$$A = \left(\frac{N}{V}\right) \frac{|\mu_{fi}|^2}{6 \epsilon_0 v \hbar} \quad (3)$$

Aquí, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, \hbar es la constante reducida de Planck, A es el coeficiente integrado de absorción de energía, y l es la longitud del sendero recorrido en la muestra. El momento del dipolo eléctrico de transición se describe como μ_{fi} , ϵ_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S.I., v es la velocidad de la luz en la muestra de absorción, N es el número de moléculas en un volumen V de la muestra de absorción. La Ec. (1) esta constituida integramente a partir de los fundamentals de la teoría cuántica. Del lado izquierdo aparece la ley de Beer Lambert, en donde A se calcula a partir de los parámetros fundamentales de la teoría cuántica. Alternativamente, podría utilizarse el parámetro A observado experimentalmente. En cualesquiera de estos casos la teoría cuántica muestra de inmediato que deben de existir corrimientos de Evans Morris.

En el rango visible de la conocida serie de líneas del hidrógeno atómico (H) de la serie de Balmer:

$$\hbar \omega_0 \gg \gg kT, \quad \hbar \omega \gg \gg kT \quad (4)$$

de manera que:

$$\frac{e^{y_0} - 1}{e^y - 1} \rightarrow \exp(y_0 - y) = \exp\left(\frac{h(\omega_0 - \omega)}{kT}\right) \quad (5.a)$$

Por lo tanto:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 = \exp\left(-\left(Al + \frac{kT}{h(\omega_0 - \omega)}\right)\right) = \exp(-Al) \quad (5.b)$$

con un excelente grado de aproximación. De manera que se deduce la siguiente sencilla ecuación:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{Al}{3}\right) \quad (6)$$

en la que el coeficiente integrado de absorción de energía a través de una banda de absorción [1-10] puede calcularse a partir de las funciones de onda relevantes de H utilizando métodos establecidos (UFT300) u observados experimentalmente.

La serie de Balmer del H atómico ocurre en el rango visible, y se describe mediante:

$$\begin{aligned} n = 2 \text{ a } n = 3 & \text{ a } 656.3 \text{ nm} \\ n = 4 & \text{ a } 486.1 \text{ nm} \\ n = 5 & \text{ a } 434.0 \text{ nm} \\ n = 6 & \text{ a } 410.2 \text{ nm} \\ n = 7 & \text{ a } 397.0 \text{ nm} \\ n = \infty & \text{ a } 365.0 \text{ nm} \end{aligned} \quad (7)$$

el conjunto completo de números cuánticos relevantes a partir de la ecuación de Schroedinger es el siguiente:

$$\begin{aligned} n = 2, \quad l = 0, \quad m = 0 \\ n = 2, \quad l = 1, \quad m = -1, 0, 1 \\ n = 3, \quad l = 0, \quad m = 1 \\ n = 3, \quad l = 1, \quad m = -1, 0, 1 \\ n = 3, \quad l = 0, \quad m = 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{aligned} \quad (8)$$

y así lo demás. Las reglas de selección son la conocida regla de selección de Laport:

$$\Delta l = \pm 1 \quad (9)$$

y

(10)

$$\Delta m = 0, \pm 1$$

Para luz con polarización lineal:

(11)

$$\Delta m = 0.$$

Para luz con polarización circular hacia la izquierda:

(12)

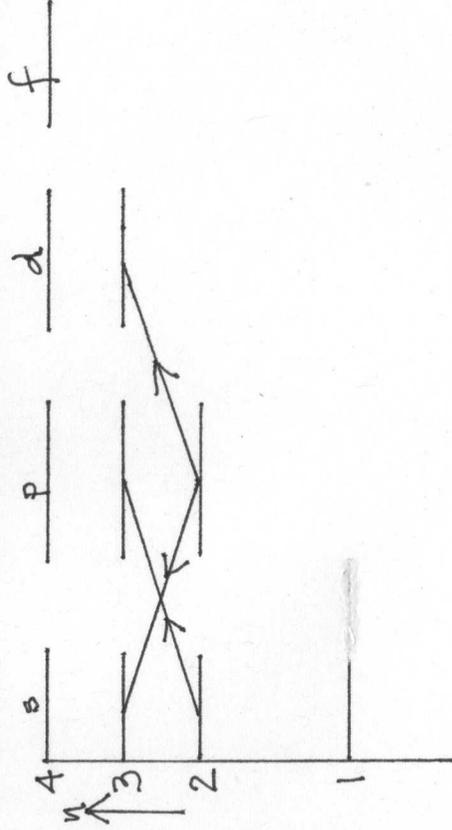
$$\Delta m = 1.$$

Para luz con polarización circular hacia la derecha:

(13)

$$\Delta m = -1.$$

El diagrama grotiano para la línea de 653.3 nm se esquematiza a continuación:



El estado $2s$ es:

(14)

$$n=2, l=0, m=0,$$

El estado $2p$ es:

(15)

$$n=2, l=1, m=-1, 0, 1$$

El estado $3s$ es:

(16)

$$n=3, l=0, m=0,$$

El estado $3p$ es:

$$n = 3, \quad l = 1, \quad m = -1, 0, 1$$

y el estado $3d$ es:

$$n = 3, \quad l = 2, \quad m = -2, -1, 0, 1, 2$$

Los niveles de energía de los estados $2p$ y $2s$ son iguales ($n = 2$). En total hay cuatro estados, y cada uno de ellos tiene la misma energía. De manera que tiene una degeneración de cuatro veces. Análogamente, los niveles de energía de los nueve estados con $n = 3$ states son iguales, de manera que tiene una degeneración de nueve veces. En general para H los estados son n^2 degeneraciones, como es bien sabido [1-10]. El diagrama grotiano de más arriba muestra las posibles transiciones entre los estados para $n = 2$ y para $n = 3$ a 656.3 nm. Esta longitud de onda corresponde a la frecuencia angular inicial ω_0 de los corrimientos de Evans y Morris. Las posibles transiciones vienen dadas por las reglas de selección. En polarización lineal del láser de prueba son como sigue..

$$1) \quad 2s \text{ a } 3p \quad (\Delta l = 1, \Delta m = 0)$$

$$2) \quad 2p \text{ a } 3s \quad (\Delta l = -1, \Delta m = 0)$$

$$3) \quad 2p \text{ a } 3d \quad (\Delta l = 1, \Delta m = 0)$$

Estas transiciones ocurren todas ellas a la misma longitud de onda, de manera que hay una sola línea de absorción y una sola línea de emisión, con sus colores característicos en el espectro visible. Esto fue observado por primera vez por Balmer, a finales del siglo XIX. Sin embargo, tal como se describió en la Sección 2, está línea se ve partida por los efectos de Evans / Morris, y esto constituye una predicción de la teoría cuántica fundamental: la distribución de Planck combinada con la ley de Beer Lambert, como en la Ec. (1). Los detalles de esta partición se calculan y representan gráficamente en la Sección 3. Esto es una inferencia teórica de fundamental importancia, y debiera de investigarse experimentalmente. Recibe el apelativo de "partición inducida por absorción de los efectos de Evans / Morris" y se desconocía su existencia en el campo de la ciencia, a pesar de ser una predicción fundamental de la teoría cuántica de Planck /Einstein / de Broglie propuesta hace más de un siglo.

La Ec. (1) también describe el corrimiento al rojo cosmológico sin necesidad del *Big Bang*, de manera que puede utilizarse para deducir el coeficiente A integrado de absorción de los años luz que existen entre una fuente con corrimiento al rojo y un telescopio. Debiera también haber particiones inducidas por absorción que acompañan a un corrimiento al rojo. El *Big Bang* carece de significado debido a la no inclusión de la torsión, como es bien sabido y aceptado (Libro de Scientometría, publicado en el portal www.aias.us)

La masa del fotón puede calcularse a partir de cualquier absorción a partir del empleo de ecuaciones bien conocidas de la óptica, combinadas con las ecuaciones de de Broglie / Einstein (UFT158 y sigs. en el portal www.aias.us). Consideremos la onda de

(17)

(18)

fuerza de campo eléctrico en la radiación electromagnética:

$$E = E^{(0)} \exp\left(i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right) \quad (19)$$

donde la velocidad se define como:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{c} (n' - i n'') \quad (20)$$

en términos de las partes reales n' e imaginarias n'' del índice de refracción. La parte imaginaria se conoce en óptica como el coeficiente de extinción. Por lo tanto:

$$E = E^{(0)} \exp\left(i\left(\omega t - \omega \frac{z n'}{c}\right)\right) \exp\left(-\frac{\omega}{c} z n''\right). \quad (21.1)$$

Por lo tanto, la ley de Beer Lambert es:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E E^*}{E^{(0)} E^{(0)*}} = \exp\left(-\frac{2\omega n''}{c} z\right) \quad (21.2)$$

de manera que el coeficiente de absorción de energía es:

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} n'' \quad (22)$$

Por definición:

$$\epsilon' - i\epsilon'' = (n' - i n'')^2 = n'^2 - n''^2 - 2i n' n'' \quad (23)$$

de manera que:

$$\epsilon' = n'^2 - n''^2, \quad (24)$$

$$\epsilon'' = 2 n' n'' \quad (25)$$

donde ε' es la parte real de la permitividad relativa y ε'' es la parte imaginaria, conocida como la pérdida dieléctrica [1-10]. Por lo tanto:

$$\alpha = \frac{\omega \varepsilon''}{w' c} \quad (26)$$

tal como se utiliza en los primeros documentos incluidos en la sección de Omnia Opera del portal www.aiaa.us. Se deduce entonces que:

$$w' = \frac{\omega \varepsilon''}{\alpha c} \quad (27)$$

y:

$$w'' = \frac{\alpha c}{2 \omega} \quad (28)$$

A partir de la ecuación fundamental de la óptica (20) se deduce que el concepto de velocidad compleja en teoría óptica:

$$v = v' + i v'' \quad (29)$$

Por lo tanto, el módulo al cuadrado de v es:

$$|v|^2 = v v^* = v'^2 + v''^2 \quad (30)$$

Se deduce entonces que:

$$v = v' + i v'' = \frac{c}{w' - i w''} = \frac{c (w' + i w'')}{w'^2 + w''^2} \quad (31)$$

de manera que:

$$\frac{v'}{c} = \frac{w'}{w'^2 + w''^2} \quad (32)$$

y

$$\frac{v''}{c} = \frac{w''}{w'^2 + w''^2} \quad (33)$$

donde:

$$\omega' = \frac{\omega E''}{\alpha c} \quad (34)$$

y:

$$\omega'' = \frac{\alpha c}{2\omega} \quad (35)$$

Análogamente:

$$\frac{1}{v' + i v''} = \frac{v' - i v''}{v'^2 + v''^2} = \frac{1}{c} (n' - i n'') \quad (36)$$

de manera que:

$$\frac{\omega'}{c} = \frac{v'}{v'^2 + v''^2} = \frac{v'}{|v|^2} \quad (37)$$

y

$$\frac{\omega''}{c} = \frac{v''}{v'^2 + v''^2} = \frac{v''}{|v|^2} \quad (38)$$

A partir de estas ecuaciones, el álgebra computacional nos muestra que:

$$E'' = \frac{\alpha c^2}{2\omega^2 v'} \left((\omega^2 - \alpha^2 v'^2)^{1/2} + \omega \right) \quad (39)$$

Utilizando la Ec. (26) se encuentra que:

$$\omega' = \frac{c}{2\omega v'} \left((\omega^2 - \alpha^2 v'^2)^{1/2} + \omega \right) \quad (40)$$

que es la ecuación para la parte real del índice de refracción, n' , en términos de la parte real de la velocidad del fotón, v' , y del coeficiente de absorción de energía de cualquier proceso de absorción.

Nótese que en el límite:

$$\alpha \longrightarrow 0 \quad (41)$$

entonces:

$$n' = \frac{c}{v'} \quad (42)$$

que es la expresión usual para el índice de refracción en términos de la velocidad. Nótese cuidadosamente que la Ec. (42) se cumple si y solamente si el coeficiente de absorción de energía es igual a cero. En presencia de absorción pierde por completo su validez.

El coeficiente integrado de absorción de energía a lo largo de una banda completa de absorción es:

$$\alpha = \frac{d}{(|v|^2)^{1/2}} \quad (43)$$

donde d se define mediante

$$d = \left(\frac{N}{V} \right) \frac{|u_{fi}|^2}{6 \epsilon_0 \hbar} \quad (44)$$

En la Ec. (43) v se define mediante:

$$v := (|v^2|)^{1/2} = \frac{d}{\alpha} \quad (45)$$

y v puede utilizarse como una definición de la velocidad del fotón:

$$v^2 = |v^2| = v'^2 + v''^2 \quad (46)$$

Pareciera no haber suficiente información en la teoría óptica como para hallar v completamente en términos de α solamente a partir de la teoría cuántica. Sin embargo, v puede hallarse a partir de:

$$v = \frac{d(\text{teórico})}{\alpha(\text{experimental})} \quad (47)$$

si se mide α experimentalmente a una dada frecuencia ω_0 y si d se calcula teóricamente. Este procedimiento da la velocidad del fotón v para cualquier absorción.

Habiendo hallado la velocidad del fotón v , la masa del fotón se determina a partir

del número de onda κ definido por la fase en la Ec. (19):

$$\kappa = \kappa' - i \kappa'' = \frac{\omega}{c} (\kappa' - i \kappa''), \quad (48)$$

$$\kappa^2 = \kappa \kappa^* = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (\kappa'^2 + \kappa''^2) = \left(\frac{\omega}{v}\right)^2. \quad (49)$$

Por lo tanto, la ecuación del momento de Einstein / de Broglie da:

$$\hbar \kappa = \gamma m v \quad (49)$$

donde γ es el factor de Lorentz:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (50)$$

y m puede hallarse a partir de v , Q. E. D. En la Sección 3 se representan gráficamente algunas propiedades de m para las transiciones de Balmer, suponiendo un modelo para el valor experimental de α . Más precisamente, α puede medirse experimentalmente.

A partir de la Ec. (38):

$$\frac{\hbar''}{c} = \frac{v''}{v^2} = \frac{\alpha}{2v} = \frac{d}{2v\omega} \quad (51)$$

de manera que:

$$\frac{v''}{v} = \frac{d}{2\omega} \quad (52)$$

La razón entre v'' y v puede hallarse para cualquier d , es decir para cualquier momento dipolar de transición de cualquier espectro de absorción. Esta razón se representa gráficamente en la Sección 3 de la serie de Balmer para H. Por definición:

$$\left(\frac{v''}{v}\right)^2 = 1 - \left(\frac{v''}{v}\right)^2 = 1 - \left(\frac{d}{2\omega}\right)^2 \quad (53)$$

de manera que la razón entre v'' y v también puede expresarse en términos de d , y esto

también se representa gráficamente en la Sección 3. En ausencia de absorción:

$$v = v' \quad (54)$$

de manera que la parte absorbente de la velocidad, v'' , mide la desviación respecto de la Ec. (54). Si se halla v utilizando:

$$v = \frac{d(\text{teoría})}{\alpha(\text{experimental})} \quad (55)$$

entonces tanto v' como v'' pueden determinarse. Estas velocidades definen la masa dispersiva del fotón:

$$\left. \begin{aligned} h K' &= \gamma' m' v', \\ K' &= \frac{\omega}{c} n' = \frac{\omega}{c} \frac{v'}{v^2}, \\ \gamma' &= \left(1 - \frac{v'^2}{c^2}\right)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

y la masa absorbente del fotón:

$$\left. \begin{aligned} h K'' &= \gamma'' m'' v'', \quad K'' = \frac{\omega}{c} n'' = \frac{\omega}{c} \frac{v''}{v^2}, \\ \gamma'' &= \left(1 - \frac{v''^2}{c^2}\right)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

y algunas representaciones gráficas de éstas se incluyen en la Sección 3.

3. Análisis numérico y discusión.

La pérdida de energía de la luz que está siendo absorbida por la materia a lo largo de un sendero l se describe mediante las Ecs. (6) y (3) en el límite óptico por

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{A l}{3}\right) \quad (58)$$

con el coeficiente integrado de absorción de energía definido mediante cantidades provenientes de la mecánica cuántica:

$$A = \frac{N}{V} \frac{|M_{fi}|^2}{6 \epsilon_0 V \hbar^2} \quad (59)$$

Las ecuaciones se han evaluado numéricamente. Para la determinación de N y V se utilizó la constante de Avogadro y el volumen molar del hidrógeno (22.4 litros). El elemento de la matriz dipolar μ_{fi} de transiciones en el hidrógeno atómico puede calcularse a través de las

transición	μ_{fi}	valor numérico (SI)
$2s \rightarrow 3p$	$\frac{2^{\frac{3}{2}} 3^{\frac{7}{2}} a_0 e}{15625 \sqrt{6} Z}$	$1.50022 \cdot 10^{-29}$
$2p \rightarrow 3s$	$\frac{16 \cdot 6^{\frac{7}{2}} a_0 e}{15625 Z}$	$4.59347 \cdot 10^{-30}$
$2p \rightarrow 3d, m_l=0$	$\frac{8192 \cdot 3^{\frac{7}{2}} a_0 e}{5^{\frac{3}{2}} \sqrt{6} \sqrt{30} Z}$	$2.07877 \cdot 10^{-29}$
$2p \rightarrow 3d, m_l=\pm 1$	$\frac{4096 \cdot 3^{\frac{9}{2}} \sqrt{15} a_0 e}{78125 \sqrt{6} \sqrt{30} Z}$	$1.80026 \cdot 10^{-29}$

Tabla 1: Elementos de la matriz dipolar μ_{fi} de funciones de onda hidrogenicas.

funciones de onda conocidas analíticamente. Para las transiciones relevantes de la serie de Balmer, se incluyen en la Tabla 1 los elementos de la matriz. Los valores numéricos (en unidades del S.I.) son muy pequeños, pero el denominador de la Ec. (59) también es pequeño por la aparición de la constante de Planck. Para una aproximación del parámetro de velocidad se utilizó la velocidad de la luz. Para luz incidente con una longitud de onda de 656.3 nm puede entonces calcularse la frecuencia ω la cual depende de la longitud l del sendero a recorrer en la muestra. Los resultados se muestran en la Fig. 1. Debido a que las cuatro transiciones listadas en la Tabla 1 conducen a diferentes probabilidades de transición, la pérdida de energía depende del tipo de transición. Para la segunda transición $2p \rightarrow 3s$ el elemento de la matriz del dipolo es el más pequeño, lo cual conduce a una disminución de mayor longitud. El resultado es una partición específica para la transición, la cual aparece sin

particiones de espín-órbita responsables de las líneas espectroscópicas de partición del hidrógeno en otros sitios.

Las frecuencias caen a cero después de recorridos unos pocos centímetros, con excepción de la transición de baja probabilidad. En la Fig. 2 se muestra el mismo diagrama en el rango de unos pocos milímetros. Allí la disminución es lineal. Todas las particiones debieran de ser observables por espectroscopia óptica.

A continuación calculamos los valores numéricos para la parte real y la imaginaria de la velocidad del fotón, v' y v'' , respectivamente, así como sus valores absolutos v . Utilizamos el parámetro

$$d = \frac{N}{V} \cdot \frac{|u_{fi}|^2}{6\epsilon_0 h} \quad (60)$$

de manera que el coeficiente integrado de absorción de energía es

$$\alpha = \frac{d}{v} \quad (61)$$

y la velocidad de la luz v puede calcularse mediante

$$v = \frac{d}{\alpha} \quad (62)$$

α se utiliza como parámetro, de manera que uno deba buscar las curvas tan pronto se vuelva disponible dicho valor experimental para H y la transición considerada. Un problema podría ser que los cálculos son para H monoatómico, mientras que el gas normalmente se encuentra en su forma molecular H₂, la cual da lugar a diferentes orbitales. A partir de la Sección 2 tenemos las ecuaciones

$$v' = \frac{d}{\alpha} \sqrt{1 - \frac{d^2}{4\omega^2}} \quad (63)$$

$$v'' = \frac{d^2}{2\alpha\omega} \quad (64)$$

Los componentes v' y v'' (para permitividad dieléctrica y pérdida dieléctrica) se han representado gráficamente en una escala logarítmica en la Fig. 3. Ambos componentes de v muestran la partición por μ_{fi} y dependen de α esencialmente en forma hiperbólica ($1/\alpha$). Para valores pequeños de α exceden la velocidad luminal. En general tenemos

$$v'' \ll v' \quad (65)$$

es decir que la pérdida dieléctrica es pequeña y el módulo de velocidad es

$$v \approx v' \quad (66)$$

Las masas de los fotones se calcularon de acuerdo con las Ecs. (56-57). En principio pueden evaluarse separadamente para v , v' y v'' . Utilizando v , la masa viene dada por

$$m = m' = \hbar \omega \frac{\alpha^2}{d^2} \sqrt{1 - \frac{d^2}{\alpha^2 c^2}} \quad (67)$$

Debido a que $v \approx v'$, los valores de masa para el valor absoluto y la permitividad dieléctrica son idénticos. Se muestran en la Fig. 4 como una función del coeficiente de absorción. Para las transiciones más probables la masa se encuentra por debajo de 10^{-32} kg, pero para la transición con la probabilidad más baja se encuentra en el rango de la masa del electrón, resultado similar al obtenido mediante dispersión Compton. La masa está definida solamente por encima de cierto umbral. A partir de la Ec. (67) se deduce que, para que la raíz cuadrada sea real debe de cumplirse la condición

$$1 - \frac{d^2}{\alpha^2 c^2} > 0 \quad (68)$$

ó, respectivamente,

$$\alpha c > d \quad (69)$$

Esto significa que α debe de ser mayor que $1000/m$ a fin de dar un factor con valor real. Esto aún se encuentra en el rango supra-luminal para v' .

Finalmente se representa gráficamente la masa del fotón para v'' en la Fig. 5 de acuerdo con la fórmula

$$m'' = \frac{\hbar \omega}{v''^2} \sqrt{1 - \frac{v''^2}{c^2}} = 4 \hbar \omega^3 \frac{\alpha^2}{d^4} \sqrt{1 - \frac{d^4}{4 \alpha^2 c^2 \omega^2}} \quad (70)$$

Debido a que v'' es más pequeña, por varios órdenes de magnitud, que v' , la masa del fotón aparece como muy grande, aún más grande que la masa del electrón libre. El umbral es ahora muy pequeño. Los valores de masa disminuyen significativamente cerca del umbral. La desviación respecto de la masa del fotón como partícula libre ($\approx 10^{-33}$ kg) es similar a la de la masa efectiva del electrón en física molecular y del estado sólido, donde incluso pueden hallarse hasta masas negativas.

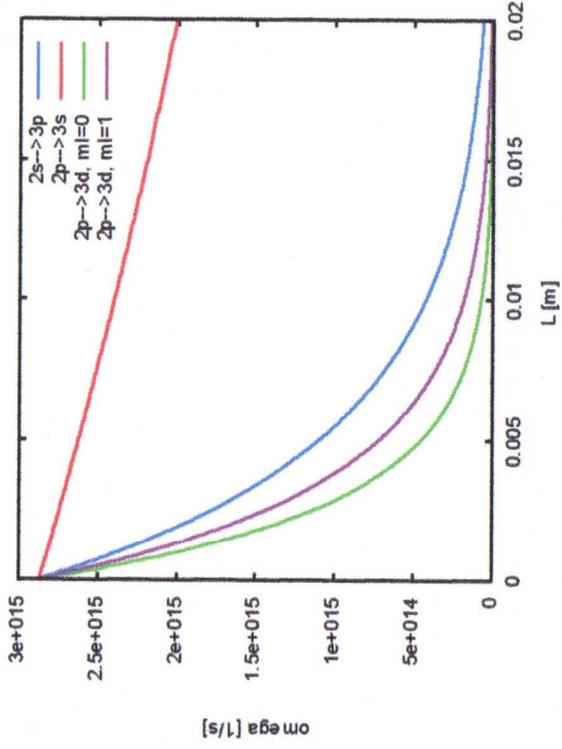


Figura 1: Corrimiento de frecuencia por absorción para varias transiciones de la serie de Balmer.

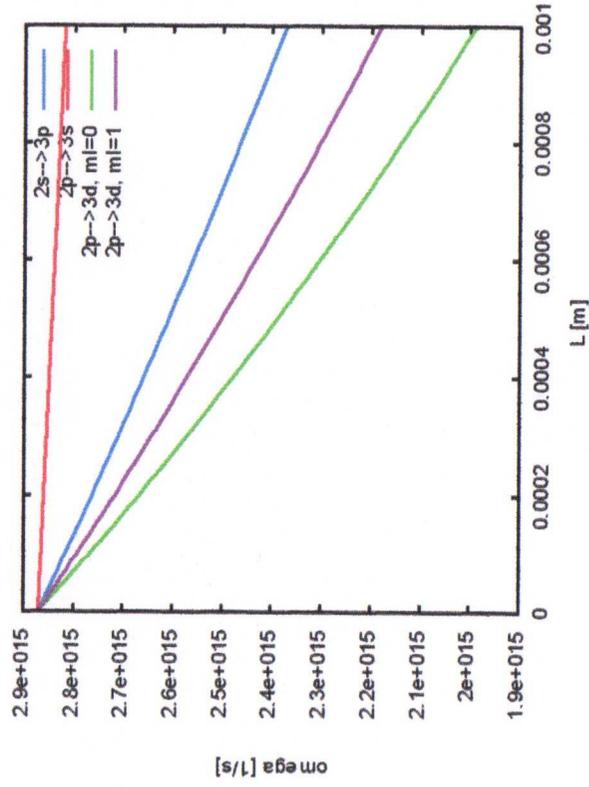


Figura 2: Igual que la Fig. 1, rango inicial de L .

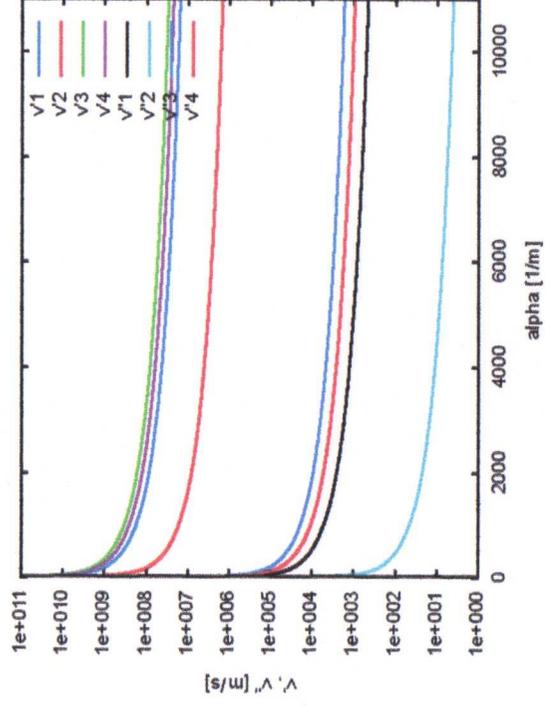


Figura 3: Velocidades por permitividad dieléctrica y por pérdida v' , v'' , para cuatro transiciones de serie de Balmer (Tabla 1).

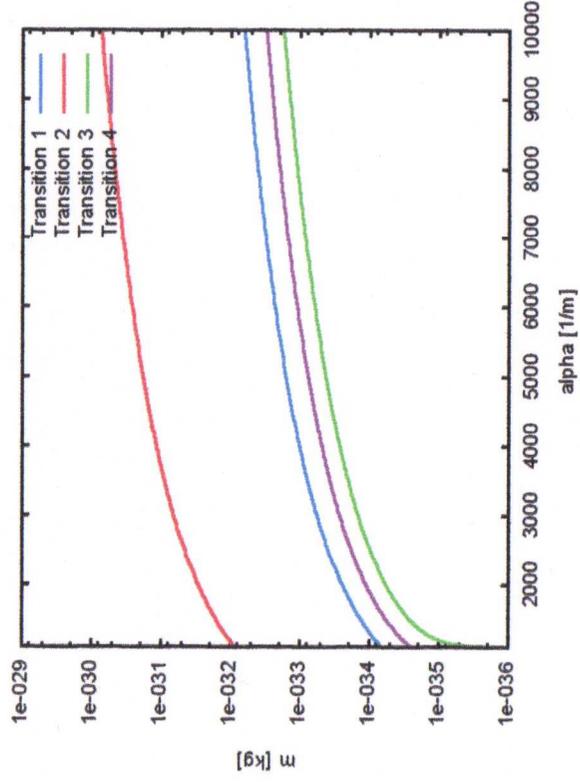


Figura 4: Masa del fotón por permitividad de v' (idéntica a v).

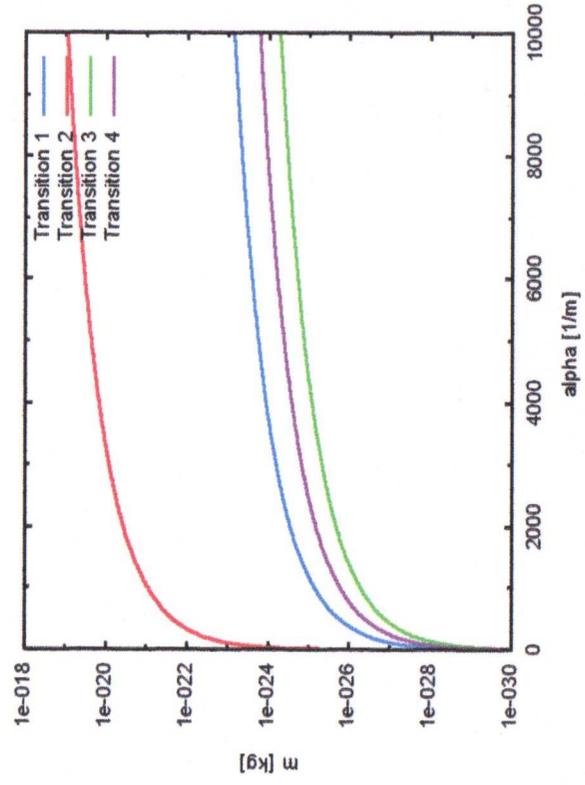


Figura 5: Masa del fotón por pérdida dieléctrica de v'' .

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y UPITEC por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones en red, a Alex Hill por las traducciones y grabaciones en idioma castellano, y a Robert Cheshire por las grabaciones en idioma inglés.

Referencias Bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "The Principles of ECE Theory" (UFT281 a UFT288 en el portal www.aias.us y en format de libro en preparación., el documento UFT281 traducido al castellano por Alex Hill, con ilustraciones)
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (www.cisp-publishing.com, CISP, y de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT301).
- [3] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (de libre acceso en el portal www.aias.us como el documento UFT303).
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, y de libre acceso en el portal www.aias.us como el documento UFT302, traducido al castellano por Alex Hill).
- [5] M. W. Evans, Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (CISP 2012 y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005ao 2011 y de libre acceso en el portal www.aias.us), en siete volúmenes.
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001, y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001), en seis volúmenes y dos ediciones.
- [9] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 a 2002 y de libre acceso en el portal www.aias.us) en cinco volúmenes en encuadernación ya sea dura o blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).