

Corrimientos al rojo y particiones en los espectros rotacionales de moléculas diatómicas.

por

M. W. Evans, H. Eckardt, G. J. Evans y T. Morris,

Civil List, AIAS y UPITEC,

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se propone una nueva evaluación de la teoría cuántica, la cual consiste en igualar el cociente entre la intensidad de la distribución de Planck y aquella de la ley de Bouguer Beer Lambert. El coeficiente de absorción de energía de ésta última se calcula mediante momentos dipolares de transición, calculados a partir de las funciones de onda para el espectro rotacional de una molécula diatómica. Las funciones de onda son los armónicos esféricos. Se demuestra que la teoría cuántica predice un cambio de frecuencia hacia el color rojo para una radiación de prueba sintonizada a una línea de absorción, y que la frecuencia inicial de prueba sufre una partición. Estos fenómenos son los corrimientos y particiones de Evans / Morris.

Palabras clave: teoría ECE, distribución de Planck, ley de Bouguer Beer Lambert, corrimientos al rojo y particiones de la frecuencia inicial de prueba.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12] se ha demostrado que la frecuencia del rayo de prueba en cualquier tipo de procesos de absorción sufre un corrimiento y una partición que siguen un camino bien definido. Esto constituye un nuevo fenómeno óptico que ha emergido a partir de la aplicación de leyes fundamentales de la óptica a los efectos de Evans / Morris. Estos efectos consisten en cambios de color que acompañan la absorción de un rayo láser por parte de materiales tales como líquidos y cristales, y que se han descrito con amplios detalles en el blog del portal www.aias.us. Se ha aplicado la teoría cuántica de una manera novedosa, al igualar el cociente entre intensidades de la ley de Beer Lambert (inferida originalmente por Bouguer a principios del siglo XVIII) al mismo cociente entre intensidades obtenido a partir de la distribución de Planck. Este procedimiento demuestra de inmediato que la frecuencia del rayo de prueba debe sufrir un cambio a medida que se propaga a través de la muestra. En un proceso de absorción, la frecuencia sufre una disminución progresiva. Este proceso depende de la longitud Z del sendero de la luz en la muestra y en el momento dipolar de transición. La disminución en la frecuencia se produce de una manera diferente para cada momento dipolar de transición. El resultado es que puede emerger más de una frecuencia con corrimiento hacia el rojo a partir de la muestra.

Estas frecuencias emergentes pueden medirse a través de un método experimental adecuado, tal como la interferometría. Pueden predecirse de una manera precisa a través de la teoría cuántica, por lo que este nuevo efecto constituye una evaluación de la teoría. Las observaciones de G. J. Evans y T. Morris son reproducibles y repetibles, y pueden explicarse a través de la teoría cuántica utilizada en esta forma.

En documentos inmediatamente precedentes, los corrimientos y particiones se calcularon para el espectro del hidrógeno atómico, pronosticando un intrincado patrón de particiones para cada línea espectral. En la Sección 2, los corrimientos al rojo y las particiones se calculan para el espectro rotacional de una molécula diatómica. Es bien sabido que dicho espectro consiste en una serie de líneas espectrales igualmente espaciadas en la región de las microondas y del infrarrojo lejano, de manera que un láser de prueba o una fuente de microondas puede sintonizarse para cada línea de absorción, y de acuerdo con la teoría cuántica fundamental la frecuencia del láser sufre un corrimiento progresivo hacia el color rojo a medida que se propaga a través de la muestra. El proceso depende del momento dipolar de transición entre las funciones de onda que se conocen analíticamente, de manera que los corrimientos y las particiones pueden calcularse con alta precisión. Como de costumbre, este documento debiera de leerse junto con las notas de acompañamiento. Las Notas 308(1) y 308(2) dan más detalles de los corrimientos y las particiones esperadas en el hidrógeno atómico. La Sección 2 se basa fundamentalmente en las Notas 308(3) y 308(4), las cuales se refieren al espectro rotacional de una molécula diatómica, en tanto que la Nota 308(5) extiende esta consideración al oscilador armónico, el cual puede utilizarse para modelar la forma más sencilla de espectro vibracional. En cada caso, hay patrones característicos para los corrimientos y las particiones, los cuales pueden calcularse con alta precisión mediante la teoría cuántica.

2. Corrimientos al rojo y particiones en el espectro rotacional de una molécula diatómica y corrimientos al rojo del oscilador armónico.

Consideremos la solución de la ecuación de Schroedinger para una molécula diatómica en rotación con una masa reducida:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (1)$$

El momento de inercia de la molécula es:

$$I = \mu R^2 \quad (2)$$

donde R es la distancia entre m_1 y m_2 . La ecuación de Schroedinger es:

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (3)$$

donde:

$$\hat{H}\psi = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi \quad (4)$$

Aquí, \hbar es la constante reducida de Planck y E es la energía total cuantizada, donde ψ es la función de onda. En coordenadas polares esféricas, se sabe que el laplaciano es igual a:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \left(\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \right) \quad (5)$$

Se deduce entonces que la ecuación de Schroedinger es:

$$-\frac{\hbar^2}{2I} \nabla^2 = E\psi \quad (6)$$

donde el legendiano viene dado por:

$$\nabla^2 = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \quad (7)$$

Los armónicos esféricos se definen mediante:

$$\int \Lambda^2 Y_{lm}(\theta, \phi) = -l(l+1) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (8)$$

por lo tanto:

$$-\frac{\hbar^2}{2I} Y_{lm}(\theta, \phi) = E Y_{lm}(\theta, \phi) = \frac{\hbar^2}{2I} l(l+1) Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (9)$$

De manera que los niveles de energía de la molécula dipolar en rotación vienen dados por:

$$E = \frac{\hbar^2}{2I} l(l+1). \quad (10)$$

En ausencia de cualquier otra consideración estos son $(2l+1)$ veces degenerados, porque:

$$m = -l, \dots, l. \quad (11)$$

Por lo tanto, para $l=0$ y un nivel de energía rotacional porque m posee sólo un valor, 0. Para $l=1$ hay tres niveles de energía degenerados porque $m = -1, 0, y 1$, y así sucesivamente. Por lo tanto, para $l=12$, por ejemplo, hay 25 niveles de energía rotacional es, todos ellos a la misma energía, es decir 25 veces degenerados. La regla de selección entre niveles de energía rotacional es:

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta m = 0, \pm 1. \quad (12)$$

Los niveles de energía no dependen de m y la transición entre los niveles de energía se define mediante:

$$E_{-(l+1)} - E_l = \frac{\hbar^2}{2I} ((l+1)(l+2) - l(l+1)) = \frac{\hbar^2}{I} (l+1). \quad (13)$$

Usualmente esto se denota en números de onda mediante:

$$\bar{\nu} = 2B(J+1). \quad (14)$$

El espectro de absorción rotacional consiste en líneas de absorción igualmente espaciadas y se observa en la región de las microondas y en el infrarrojo lejano. La distribución de Boltzmann actúa sobre todo el espectro.

El momento dipolar eléctrico de la molécula diatómica lineal en coordenadas polares esféricas es:

$$\mu_z = e r \cos \theta = e R \cos \theta \quad (15)$$

De manera que el momento dipolar de transición entre las funciones de onda 1 y 2 es:

$$\mu_{if} = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \psi^*(2) \mu_z \psi(1) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (16)$$

A partir de las Ecs. (15) y (16):

$$\mu_{12} = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} e R \psi^*(2) \cos \theta \sin \theta \psi(1) d\theta d\phi. \quad (17)$$

Al igual que en los documentos inmediatamente precedentes, la utilización de la distribución de Planck y de la ley de Beer Lambert produce, en la aproximación de baja frecuencia:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{AZ}{2}\right) \quad (18)$$

donde ω_0 es la frecuencia entrante del rayo láser de prueba y ω es su frecuencia luego de atravesar una muestra con un espesor igual a Z . Aquí, A es el coeficiente integrado de absorción de energía:

$$A = \left(\frac{N}{V}\right) \frac{\mu_{if}^2}{6 \epsilon_0 v h} \quad (19)$$

donde hay N moléculas en un volumen V , ϵ_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S. I., y donde v es la velocidad de la radiación electromagnética de prueba dentro de la muestra. En una muestra de gas diluido, resulta suficiente la siguiente aproximación:

$$v = c \quad (20)$$

Pero en materia condensada esto deja de cumplirse (véase documentos inmediatamente precedentes de la serie UFT en el portal www.aias.us). La aproximación para bajas

frecuencias resulta válida hasta aproximadamente 100 cm^{-1} en el infrarrojo lejano.

Por ejemplo, para la transición $l = 0$ a $l = 1$ el nivel de energía rotacional inferior se caracteriza por:

$$l = 0, m = 0 \quad (21)$$

mientras que el superior por:

$$l = 1, m = -1, 0, 1 \quad (22)$$

de manera que hay tres posibles momentos dipolares de transición:

$$1) \mu_{01}(0) = eR \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} Y_{10}^* \cos\theta \sin\theta Y_{00} d\phi d\theta \quad (23)$$

$$2) \mu_{01}(1) = eR \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} Y_{11}^* \cos\theta \sin\theta Y_{00} d\phi d\theta \quad (24)$$

$$3) \mu_{01}(-1) = eR \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} Y_{1-1}^* \cos\theta \sin\theta Y_{00} d\phi d\theta. \quad (25)$$

Los armónicos esféricos relevantes son:

$$Y_{00} = 1 / (2\pi)^{1/2} \quad (26)$$

$$Y_{10} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cos \theta \quad (27)$$

$$Y_{11} = -\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \theta \exp(i\phi) \quad (28)$$

$$Y_{1-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \theta \exp(-i\phi) \quad (29)$$

De manera que, a medida que el rayo láser de prueba se propaga a través de un gas constituido por moléculas diatómicas San rotación, la degeneración de energía de la transición para $l = 0$ a $l = 1$ se eleva, y la frecuencia inicial del rayo de prueba sufre un corrimiento hacia el color rojo en tres formas diferentes. Por lo tanto, la radiación que emerge de una celda de muestra con un espesor Z contendrá tres frecuencias diferentes. De manera que la ω_0 inicial se parte en tres. Esto constituye el resultado directo de la teoría cuántica fundamental y las tres frecuencias emergentes pueden pronosticarse con precisión a partir de esta teoría cuántica fundamental. En consecuencia, pueden investigarse a nivel experimental, aportando una nueva evaluación de la teoría cuántica.

Estos fenómenos se denominan los corrimientos hacia el color rojo y las particiones de Evans / Morris.

En general, el número de onda del espectro puramente rotacional es:

$$\bar{\nu} = (E_{l+1} - E_l) / (hc) = 2B(l+1), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (30)$$

y los momentos dipolares de transición son:

$$\langle \mu_z \rangle = \int Y_{l'm'}^* \mu_z Y_{lm} d\tau \quad (31)$$

A continuación, pueden considerarse dos ejemplos.

1) Para $l = 0$ el número de onda de transición es

$$\bar{\nu} = 2B = (E_1 - E_0) / (hc) \quad (32)$$

y la regla de selección es:

$$\Delta l = 1 \quad (33)$$

La línea de absorción ocurre a este número de onda de transición. Hay tres valores posibles

para m con $l=1$:

$$m = -1, 0, 1$$

(34)

y, en consecuencia hay tres posibles transiciones:

$$Y_{00} \rightarrow Y_{11}, Y_{00} \rightarrow Y_{10}, Y_{00} \rightarrow Y_{1-1}$$

(35)

Las tres reglas de selección para m son:

$$\Delta m = 1 \text{ (haz de prueba c/ polarización circular a la izq.)}$$

$$\Delta m = 0 \text{ (haz de prueba c/ polarización lineal)}$$

$$\Delta m = -1 \text{ (haz de prueba c/ polarización circular a la der.)}$$

(36)

Por lo tanto:

$$Y_{00} \rightarrow Y_{11} \text{ (pol. circ. izq.)}$$

$$Y_{00} \rightarrow Y_{01} \text{ (pol. lineal)}$$

$$Y_{00} \rightarrow Y_{1-1} \text{ (pol. circ. der.)}$$

(37)

y hay un momento dipolar de transición en cada sentido de polarización del rayo laser utilizado en la prueba.

2) Para $l=1$ el número de onda de transición es:

$$\bar{\omega} = 4B = (E_2 - E_1) / (hc)$$

(38)

y el número de posibles momentos dipolares de transición viene dado por:

$$Y_{11}, Y_{10}, Y_{1-1} \rightarrow Y_{22}, Y_{21}, Y_{20}, Y_{2-1}, Y_{2-2}$$

(39)

Por lo tanto:

$$\left. \begin{array}{l}
 \gamma_{11} \rightarrow \gamma_{22} \\
 \gamma_{10} \rightarrow \gamma_{21} \\
 \gamma_{1-1} \rightarrow \gamma_{20}
 \end{array} \right\} \text{Pol. circ. (2q), } \Delta l = 1, \Delta m = 1 \quad (40)$$

Análogamente:

$$\left. \begin{array}{l}
 \gamma_{11} \rightarrow \gamma_{21} \\
 \gamma_{10} \rightarrow \gamma_{20} \\
 \gamma_{1-1} \rightarrow \gamma_{2-1}
 \end{array} \right\} \text{Pol. lineal, } \Delta l = 1, \Delta m = 0 \quad (41)$$

$$\text{y} \quad \left. \begin{array}{l}
 \gamma_{11} \rightarrow \gamma_{20} \\
 \gamma_{10} \rightarrow \gamma_{2-1} \\
 \gamma_{1-1} \rightarrow \gamma_{2-2}
 \end{array} \right\} \text{Pol. circ. det., } \Delta l = 1, \Delta m = -1 \quad (42)$$

Por lo tanto, hay tres momentos dipolares de transición para cada sentido de polarización de rayo láser utilizado en la prueba.

Si N es el número de frecuencias con corrimiento al rojo que emergen de la muestra con una longitud de recorrido Z , el número de frecuencias con corrimiento al rojo es:

$$N = 2l + 1 \quad (43)$$

y es igual a la degeneración de energía de cada línea.

La frecuencia angular inicial es:

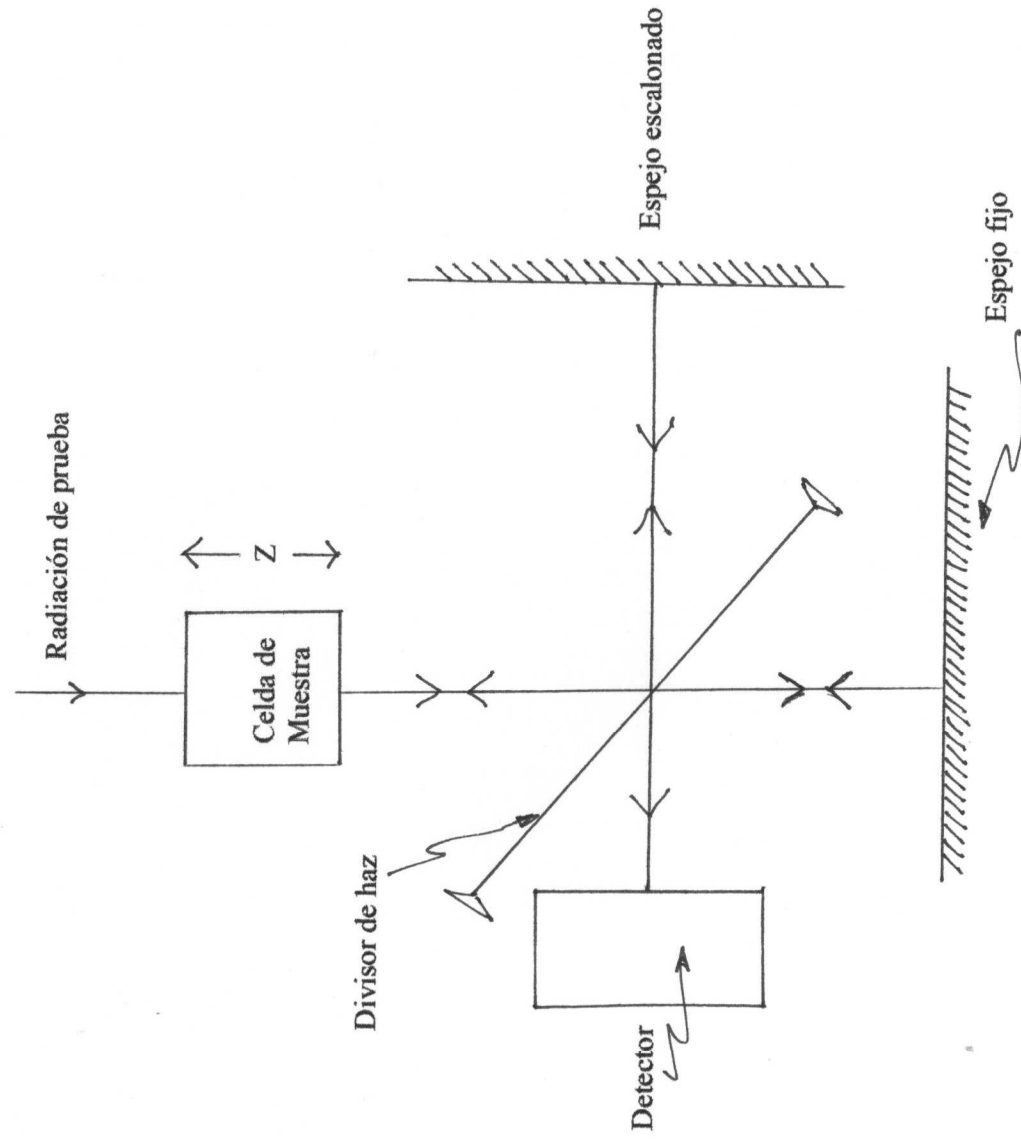
$$\omega_0 = 2\pi \bar{\nu}_0 c \quad (44)$$

en radianes por segundo, donde $\bar{\nu}_0$ es el número de onda inicial. Para $l = 0$ esto es igual a $2B$; para $l = 1$ es igual a $4B$; para $l = 2$ es igual a $6B$; y para $l = x$ es igual a $2B(x + 1)$. Por ejemplo, si la frecuencia inicial del rayo láser de prueba se sintoniza a $\bar{\nu}_0 = 4B$, emergen tres frecuencias con corrimiento al rojo a partir de la celda demuestra, según lo establece la teoría

cuántica fundamental. Si la frecuencia inicial del rayo láser se sintoniza a $16B$, deben de emerger 15 frecuencias con corrimiento al rojo saliendo de la celda demuestra, y así sucesivamente.

Con el objeto de observar estas frecuencias puede utilizarse un interferómetro de Michelson completamente computarizado con transformadas de Fourier en el infrarrojo lejano, tal como se ilustra en el siguiente esquema:

Figura 1.



Finalmente, se incluye en esta sección una sinopsis de la Nota de acompañamiento 308(5) incluida junto con el documento UFT308 en el portal www.aiaa.us, una nota que se refiere al oscilador armónico y el tipo más sencillo de espectro vibracional.

Un espectro vibracional típico ocurre en la aproximación de alta frecuencia:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{A\nu}{B}\right) \quad (45)$$

El hamiltoniano del oscilador armónico es:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{1}{2} k r^2 \quad (46)$$

y es bien sabido que sus niveles de energía son:

$$E(n) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega \quad (47)$$

donde

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (48)$$

Las funciones de onda del oscilador armónico son:

$$\psi(n) = \left(\frac{1}{2^n n! \pi^{1/2}}\right)^{1/2} H_n(y) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \quad (49)$$

donde:

$$y = \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{1/2} r \quad (50)$$

y donde $H_n(y)$ son los polinomios de Hermite. Hay un solo número cuántico n y la regla de selección es:

$$\Delta n = 1 \quad (51)$$

entre los niveles de energía:

$$E(n+1) - E(n) = h\nu. \quad (52)$$

Por lo tanto, los momentos dipolares de transición deben de calcularse con las funciones de onda (49). Los conocidos polinomios de Hermite tienen valor real, y los primeros ocho se incluyen en la nota de acompañamiento 308(5). Los componentes X , Y y Z el momento dipolar de transición vienen dados en coordenadas polares esféricas por:

$$\mu_x = \mu \sin\theta \cos\phi \quad (53)$$

$$\mu_y = \mu \sin\theta \sin\phi \quad (54)$$

$$\mu_z = \mu \cos\theta \quad (55)$$

donde:

$$\mu = e r. \quad (56)$$

Por lo tanto, el momento dipolar de transición es:

$$\langle \mu_z \rangle = \int \psi^* \mu_z \psi d\tau \quad (57)$$

y análogamente para μ_x y μ_y . No hay degeneración en los niveles de energía.

Por lo tanto, para el oscilador armónico y un sencillo espectro vibracional hay un corrimiento al rojo de Evans / Morris para cada línea de absorción vibracional, pero no hay particiones. El grado de corrimiento al rojo viene dado por el momento dipolar de transición, y el corrimiento al rojo puede observarse a partir del montaje experimental esquematizado en la Figura 1. Esto constituye otra evaluación crítica de la teoría cuántica.

3. Cálculo de niveles de energía y comentarios.

Se han calculado los elementos matriciales de transición dipolar de los armónicos esféricos para los momentos dipolares más bajos. Tal como se explica en la Sección 2, las reglas de transición son:

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta m = 0, \pm 1 \quad (58)$$

Los componentes dipolares cartesianos, traducidos a coordenadas esféricas, son

$$\mu_x = eR \sin\theta \cos\phi \quad (59)$$

$$\mu_y = eR \sin\theta \sin\phi \quad (60)$$

$$\mu_z = eR \cos\theta \quad (61)$$

Los correspondientes elementos matriciales de los armónicos esféricos son

$$\mu_{kl'l'm'm'} = \int Y_{l'm'}^* \mu_k Y_{lm} d\tau \quad (62)$$

para $K = X, Y, Z$, donde se ha omitido el factor común eR . Sólo los elementos matriciales que cumplen con las reglas de transición (58) son distintos de cero. Los resultados se incluyen en la Tabla 1. Obviamente, la regla $\Delta m = 0$ pertenece a la componente Z de μ , mientras que las reglas $\Delta m = \pm 1$ pertenecen a las componentes X e Y . Las componentes Y son iguales a las componentes X pero imaginarias y parcialmente con un cambio de signo.

Estas diferencias no son relevantes, porque solamente el módulo del elemento de transición aparece en las leyes físicas. Muestras una especie de diferencia de paridad entre la polarización circular hacia la izquierda y hacia la derecha.

El oscilador armónico en una dimensión se define a través de los polinomios de Hermite. Existen diferentes definiciones de estas funciones; nosotros utilizamos los "polinomios de los físicos", cuyas primeras funciones vienen dadas por

$$H_0(y) = 1 \quad (63)$$

$$H_1(y) = 2y \quad (64)$$

$$H_2(y) = 4y^2 - 2 \quad (65)$$

$$H_3(y) = 8y^3 - 12y \quad (66)$$

$$H_4(y) = 16y^4 - 48y^2 + 12 \quad (67)$$

$$H_5(y) = 32y^5 - 160y^3 + 120y \quad (68)$$

La función de onda normalizada del oscilador armónico se define mediante

$$\psi(n, y) = \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n(y) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \quad (69)$$

con

$$y = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x. \quad (70)$$

Estos representan un conjunto ortonormal de funciones:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(n_1, x) \psi(n_2, x) dx = \delta_{n_1 n_2} \quad (71)$$

Se han verificado estas relaciones de ortogonalidad. Los elementos matriciales de transición dipolar se leen entonces como

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(n_1, x) x \psi(n_2, x) dx \quad (72)$$

y se han incluido en la Tabla 2. Uno puede observar que se satisface la regla de transición

$$\Delta n = 1 \quad (73)$$

del oscilador armónico.

transición $l, m \rightarrow l', m'$	μ_X	μ_Y	μ_Z
$0, 0 \rightarrow 1, -1$	$-\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{3}}$	$\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$
$0, 0 \rightarrow 1, 0$			
$0, 0 \rightarrow 1, 1$	$-\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{3}}$	$-\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{3}}$	
$1, -1 \rightarrow 2, -2$	$-\frac{1}{\sqrt{5}}$	$\frac{i}{\sqrt{5}}$	$\frac{1}{\sqrt{5}}$
$1, -1 \rightarrow 2, -1$			
$1, -1 \rightarrow 2, 0$	$\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{3}\sqrt{5}}$	$\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{3}\sqrt{5}}$	
$1, 0 \rightarrow 2, -1$	$-\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{5}}$	$\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{5}}$	$\frac{2}{\sqrt{3}\sqrt{5}}$
$1, 0 \rightarrow 2, 0$			
$1, 0 \rightarrow 2, 1$	$-\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{5}}$	$-\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{5}}$	
$1, 1 \rightarrow 2, 0$	$\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{3}\sqrt{5}}$	$-\frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{3}\sqrt{5}}$	
$1, 1 \rightarrow 2, 1$			
$1, 1 \rightarrow 2, 2$	$-\frac{1}{\sqrt{5}}$	$-\frac{i}{\sqrt{5}}$	$\frac{1}{\sqrt{5}}$

Tabla 1: Elementos matriciales dipolares μ_{fi} de armónicos esféricos.

transición $n_1 \rightarrow n_2$	μ
$0 \rightarrow 1$	$\frac{\sqrt{4}}{\sqrt{2}\sqrt{m}\sqrt{w}}$
$1 \rightarrow 2$	$\frac{\sqrt{4}}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{m}\sqrt{w}}{\sqrt{4}}$
$2 \rightarrow 3$	$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}} \frac{\sqrt{4}}{\sqrt{2}\sqrt{m}\sqrt{w}}$
$3 \rightarrow 4$	$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}} \frac{\sqrt{4}}{\sqrt{m}\sqrt{w}}$
$4 \rightarrow 5$	$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}} \frac{\sqrt{4}}{\sqrt{m}\sqrt{w}}$

Tabla 2: Elementos matriciales dipolares μ_{fi} del oscilador armónico.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación 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, El documento UFT281 traducido al castellano por Alex Hill en la Sección en Español del portal www.aias.us con ilustraciones, en format de libro probablemente con New Generation Publishing, en preparación).
- [2] M. W. Evans, ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing (CISP) 2012, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [3] M. W. Evans, (Ed.), J. Found. Phys Chem., (CISP 2011, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [4] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP 2010, de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT301).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field theory" (Abramis Academic 2005 a 2011, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis Academic 2007, de libre acceso en el poertal www.aias.us como UFT302, traducido al castellano por Alex Hill en quince capítulos en la Sección en Español del portal www.aias.us).
- [7] Cotejado por H. Eckardt, "The ECE Engineering Model and Linearized Version" (UFT303 en el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans, "The Collected Scientometrics of ECE Theory, 2002 to Present" (UFT307 en el portal www.aias.us)
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001), en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J. - P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (serie Kluwer van der Merwe, 1994 a 2002) en cinco volúmenes con encuadernación dura o blanda.
- [12] M.W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).