

Conservación de la Energía y Cambios de Frecuencia en Fenómenos de Reflexión y Refracción.

por

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

Civil List, AIAS y UPITEC

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se explica en forma directa la observación experimental de cambios de frecuencia en fenómenos de reflexión y refracción, mediante el cumplimiento de la conservación de la energía total y del momento total a través de la interfase entre los dos medios involucrados. Las dos ecuaciones de conservación pueden resolverse para demostrar que deben producirse cambios de frecuencia a través de la frontera entre los medios, es decir que las frecuencias de la radiación reflejada y refractada deben ser diferentes de la frecuencia del rayo incidente. La física establecida afirma que las frecuencias de los tres rayos son iguales, pero ello constituye una violación trivial de la conservación de la energía total.

Palabras clave: teoría ECE, efectos de frecuencia de Evans y Morris, conservación de la energía total y del momento total.

1. Introducción.

La ley de reflexión y refracción de Snell fue descubierta hace varios siglos y puede haberse inferido desde tiempos antiguos. El modelo establecido de la física desarrolla su teoría afirmando, sin demostrarlo, que las frecuencias de los rayos incidente, reflejado y refractado son iguales. A lo largo de varios años, Gareth J. Evans y Trevor Morris han reunido un banco de datos de resultados experimentales reproducibles y repetibles que demuestran que el dogma establecido está completamente equivocado, lo cual no es la primera vez que sucede en la historia de la física. Estos resultados han demostrado que se producen cambios monocromáticos de frecuencia, de manera que se trata de auténticos cambios de frecuencia. Los investigadores han establecido que estos cambios de frecuencia pueden llegar a ser muy pronunciados. Muchos de sus datos se han publicado en el diario o blog del portal www.aias.us a través de fotografías en color.

En la Sección 2 la teoría ECE de la dispersión Compton y efectos relacionados [1-10], (ver UFT158 y sigs. en el portal www.aias.us), se utiliza en forma directa para demostrar que el modelo establecido de la física viola de una manera trivial la conservación de la energía total, al utilizar el dogma de la igualdad de frecuencias de la Ley de Snell. Se desarrolla aquí una nueva teoría de la Ley de Snell experimental en la que puede haber muchos cambios de frecuencias diferentes, gobernados por los valores complejos de permitividad, coeficiente de absorción de energía e índice de refracción del medio en el que ocurre la refracción. Puede haber tantos tipos diferentes de cambios de frecuencia como diferentes tipos de espectros. Evans y Morris han observado cambios hacia el color rojo, cambios hacia el color azul, múltiples cambios de frecuencia y muchos tipos de efectos de desviación de la luz debidos a la refracción. Han generado estos datos a partir de experimentos sencillos, los cuales han sido replicados y comentados en el diario o blog del portal www.aias.us con todo detalle.

En la Sección 3 de este documento la teoría se analiza y representa gráficamente, y se utilizan algunas teorías de absorción del infrarrojo lejano y de microondas para modelar el índice de refracción complejo: la teoría de Debye de 1913 y la teoría de función de memoria desarrollada por M. W. Evans y G. J. Evans en 1976.

2. Conservación de la energía y del momento totales.

Como es habitual, este documento debiera de leerse conjuntamente con sus notas de acompañamiento, publicadas en el portal www.aias.us para el documento UFT278. La Nota 278(1) se refiere a una adaptación del documento UFT49 y se desarrolla en la Nota 278(2) con la densidad de corriente de la teoría ECE. Estas dos notas sugieren la forma en que podrían ocurrir estos cambios de frecuencia. Esta sección se basa en las Notas 278(3) a 278(5).

Consideremos la ley de Snell de la reflexión y la refracción. Puede resumirse

como:

$$\phi = \phi_2$$

(1)

y:

$$\frac{\text{sen } \theta}{\text{sen } \theta_1} = \frac{v}{v_1} = \frac{n_1}{n}$$

(2)

donde θ es el ángulo de incidencia y θ_2 es el ángulo de reflexión. El ángulo de refracción es θ_1 . Aquí, v es la velocidad inicial de la radiación electromagnética, tal como en un rayo de luz, v_1 es su velocidad refractada, n_1 es el índice de refracción refractado y n es el índice de refracción inicial.

Por conservación de la energía total de un fotón:

$$\hbar \omega = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2$$

(3)

y por consideración del momento total de un fotón:

$$\hbar \underline{k} = \hbar \underline{k}_1 + \hbar \underline{k}_2$$

(4)

donde \underline{k} es el vector-onda entrante, \underline{k}_1 es el vector-onda refractado, y \underline{k}_2 es el vector-onda reflejado. Estas ecuaciones son universales y deben de cumplirse en cualquier tipo de física. Se utilizaron en los documentos UFT158 y sigs en un desarrollo de la teoría del efecto Compton para incluir la masa del fotón. Esta última también debe desempeñar un papel en la ley de Snell, y ello será objeto de un desarrollo en un documento futuro.

La obsoleta física establecida viola de una manera trivial la Ec. (3) porque afirma incorrectamente que:

$$\omega = ? \omega_1 = ? \omega_2 .$$

(5)

Gareth Evans y Trevor Morris han contradicho experimentalmente el dogma incorrecto (5) en muchos experimentos a lo largo de varios años.

A partir de la Ec. (4):

$$\underline{k}_1 = \underline{k} - \underline{k}_2$$

(6)

y

$$k_1^2 = k^2 + k_2^2 - 2 k_1 k_2 \cos \theta$$

(7)

donde

$$2\theta = \theta + \theta_2 \quad (8)$$

experimentalmente. Utilizamos ahora:

$$K_1 = \frac{\omega_1}{v_1} \quad (9)$$

y suponemos que el rayo entrante viaja en un medio de aire con una velocidad c para todo propósito práctico, de manera que:

$$K = \frac{\omega}{c} \quad , \quad K_2 = \frac{\omega_2}{c} \quad (10)$$

Se deduce entonces que:

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \left(\frac{v_1}{c}\right)^2 (\omega^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1\omega_2 \cos 2\theta) \\ &= \left(\frac{\epsilon_0 \mu_0}{\epsilon_1 \mu_1}\right) (\omega^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1\omega_2 \cos 2\theta) \end{aligned} \quad (11)$$

donde:

$$n^2 = \mu_r \epsilon_r = \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (12)$$

es el cuadrado del índice de refracción del medio en el cual se produce la refracción. De manera que:

$$n^2 \omega_1^2 = \omega^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1\omega_2 \cos 2\theta \quad (13)$$

y

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 \quad (14)$$

El cambio de frecuencia debida a la refracción es:

$$\omega_2 = \omega - \omega_1 \quad (15)$$

de manera que:

$$n^2 \omega_1^2 = \omega^2 + (\omega - \omega_1)^2 - 2\omega_1(\omega - \omega_1) \cos 2\theta \quad (16)$$

y la frecuencia refractada ω_1 puede expresarse en términos de la frecuencia incidente ω y el $\cos(2\theta)$ resolviendo la ecuación:

$$\omega_1^2 (n^2 - 1) = 2\omega(\omega - \omega_1) \cos 2\theta \quad (17)$$

mediante álgebra computacional. Análogamente, la frecuencia reflejada ω_2 puede expresarse en términos de la frecuencia incidente y del $\cos(2\theta)$. Esta teoría es totalmente similar a la teoría del efecto Compton incluida en los documentos UFT158 y sigs. En estas ecuaciones, la permitividad y permeabilidad son, respectivamente, ϵ_0 y μ_0 . La permitividad y permeabilidad del medio en el que se produce la refracción son ϵ_1 y μ_1 , respectivamente. La permeabilidad y permitividad relativas son, respectivamente:

$$\mu_r = \frac{\mu_1}{\mu_0} \quad (18)$$

y

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \quad (19)$$

En general, existe dispersión y pérdidas, de manera que:

$$\mu_r = \mu_r' + i\mu_r'' \quad (20)$$

$$\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r'' \quad (21)$$

La permeabilidad magnética varía experimentalmente desde valores de alrededor de 1 millón en algunos materiales metálicos hasta cerca de la unidad en el aire y el agua, y hasta cero en superconductores. En general, la permitividad relativa ϵ_r' y la pérdida dieléctrica ϵ_r'' son espectros.

De manera que, en general, puede haber diferentes tipos de cambios de frecuencia, tal como lo observaron Garteis J. Evans y Trevor Morris en forma repetible y reproducible.

El índice de refracción también posee en general un valor complejo:

$$n = n' + i n'' \quad (22)$$

Si se selecciona un material tal como el agua en la que la permeabilidad es aproximadamente

igual a la unidad, y posee un valor real, entonces:

$$(n' + in'')^2 = n'^2 + 2in'n'' - n''^2 = \epsilon_r' + i\epsilon_r'' \quad (23)$$

Por lo tanto, se obtiene al igualar las partes real e imaginaria de la Ec. (23) que:

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

y

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

Las partes real e imaginaria del índice de refracción son, por lo tanto:

$$n'^2 = \left(\frac{\epsilon_r'}{2n'}\right)^2 + \epsilon_r' \quad (26)$$

y

$$n'' = \frac{\epsilon_r''}{2n'} \quad (27)$$

Se deduce entonces que:

$$n' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\epsilon_r' + \left(\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2 \right)^{1/2} \right)^{1/2}$$

en general y que:

$$n'' = \frac{\epsilon_r''}{2n'} \quad (29)$$

El coeficiente de absorción de energía [11] es:

$$\alpha = \frac{\omega \epsilon_r''}{n' c} \quad (30)$$

y se utiliza en espectros que van desde el infrarrojo lejano hasta el ultravioleta. Si se supone que las frecuencias en la Ec.(16) debe de tener un valor real, entonces el valor de n' en dicha

ecuación deberá ser real, de manera que:

$$n^2 = \epsilon'_r \quad (31)$$

de manera que n^2 deviene la permitividad relativa del material en el cual se produce la refracción.

Con el objeto de desarrollar la teoría de los efectos de Evans / Morris, se requiere una teoría de la permitividad relativa ϵ'_r para el medio en el cual se produce la refracción. Existen muchas teorías de ese tipo en la literatura, con frecuencias que van desde subhertzianas hasta rayos gamma. Los efectos reportados por Gareth Evans y Trevor Morris se encuentran en el intervalo visible. Con el objeto de ofrecer una idea acerca de la naturaleza de la permitividad dieléctrica, se utilizará la teoría de la relajación dieléctrica de Debye, junto con la primera explicación de la región del infrarrojo lejano [11,12] utilizando la función de memoria.

En la teoría de Debye de 1913:

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 - i\omega_1\tau} \quad (32)$$

donde τ es el tiempo de relajación de Debye, de manera que la permitividad dieléctrica es:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 + \omega_1^2\tau^2} \quad (33)$$

y la pérdida dieléctrica es:

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega_1^2\tau^2} \quad (34)$$

donde ω_1 es la frecuencia en el medio de refracción. Por lo tanto:

$$n^2 = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 + \omega_1^2\tau^2} \quad (35)$$

y la Ec. (16) debe de resolverse utilizando álgebra computacional con este valor de índice de refracción.

Los resultados se representan gráficamente y analizan en la Sección 3, y su intención es brindar una idea cualitativa de los efectos de Evans y Morris en las frecuencias visibles. Una teoría más cuantitativa utilizaría el conocido espectro de dispersión de frecuencia visible del medio en el cual se produce la refracción.

Es bien sabido [11,12] que la teoría de Debye fracasa cualitativamente en el

infrarrojo lejano cuando se expresa en términos del coeficiente de absorción de energía utilizando las Ecs. (30) y (34). El resultado es una gráfica en forma de meseta sin sentido físico. En el año de 1976, el método de la función de memoria, desarrollado por M. W. Evans y G. J. Evans [12] explicó exitosamente la región del infrarrojo lejano en términos de la fracción continuada:

$$\check{C}(p) = \frac{c(o)}{p + \frac{K_0(o)}{p + \frac{K(o)}{p + \dots}}}$$

(36)

donde la variable p de Laplace se relaciona con la frecuencia en general mediante:

$$p = -i\omega.$$

(37)

Aquí, κ_0 y κ_1 son funciones de memoria dependientes de la frecuencia. La dispersión y pérdida dieléctricas vienen dadas, respectivamente, por:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})}{\omega} \text{Im} \check{C}(p)$$

(38)

y

$$\epsilon'' = (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}) \omega \text{Re} \check{C}(p)$$

(39)

Con la disponibilidad de álgebra computacional, puede utilizarse cualquier número de términos de la fracción continuada para construir cualquier clase de espectro. El espectro infrarrojo lejano logró explicarse por primera vez en 1976 [12] mediante el empleo de una función de memoria:

$$K_1(t) = K_1(o) \exp(-\gamma t)$$

(40)

de manera que su transformada de Laplace es:

$$K_1(p) = \frac{K_1(o)}{p + \gamma}.$$

(41)

por lo tanto, el espectro de transformadas de Laplace es:

$$\begin{aligned}\tilde{C}(p) &= \frac{C(\theta)}{p + \frac{K_d(\theta)}{p + \frac{K_1(\theta)}{p + \delta}}} \\ &= \frac{C(\theta)(p^2 + \delta p + K_1(\theta))}{p^3 + (K_d(\theta) + K_1(\theta))p + \delta p^2 + \delta K_d(\theta)}\end{aligned}\quad (42)$$

Utilizando la Ec. (37) se obtiene:

$$\tilde{C}(\omega) = \frac{C(\theta)}{D} (A - i\delta\omega)(B - i\omega C) \quad (43)$$

donde:

$$\begin{aligned}A &= K_1(\theta) - \omega^2, \\ B &= \delta(K_d(\theta) - \omega^2), \\ C &= \omega^2 - (K_d(\theta) + K_1(\theta)),\end{aligned}\quad (44)$$

$$D = \delta^2(K_d(\theta) - \omega^2)^2 + \omega^2(\omega^2 - (K_d(\theta) + K_1(\theta))^2)$$

de manera que la dispersión es:

$$\epsilon'(\omega_1) = \epsilon_{\infty} - \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})C(\theta)(\omega_1 AC + \delta B)}{D(\omega_1)} \quad (45)$$

y puede utilizarse en la Ec. (17) para expresar la frecuencia incidente ω en términos de la frecuencia refractada ω_1 . Esta expresión puede invertirse numéricamente para expresar ω_1 en términos de ω . Se vuelve obvio que la frecuencia refractada es un espectro y contiene una gran cantidad de información novedosa y original.

3. Gráficas y Resultados Numéricos.

A partir de la Ec.(16) la frecuencia refractada ω_1 puede expresarse en términos de ω . La solución para esta ecuación cuadrática es

$$\omega_1 = \omega_0 \pm \frac{\sqrt{\cos^2(2\theta) - 2u^2 \cos(2\theta) + 2u^2 - 1 + \cos(2\theta)} - 1}{u^2 - 1} \quad (46)$$

Ambas soluciones se representan gráficamente en la Fig. 1 como funciones de θ . De hecho, las soluciones se han normalizado a la unidad porque la frecuencia incidente ω , expresada aquí como ω_0 , aparece como un factor común. La primera solución es negativa, por lo tanto

solamente la segunda solución tiene sentido físico. La frecuencia reflejada puede determinarse de la misma manera a partir de la Ec.(16), reemplazando ω_1 por ω_2 a través de la Ec.(14). El resultado es

$$\omega_2 = \omega_0 \pm \frac{\sqrt{\cos^2(2\theta) - 2n^2 \cos(2\theta) + 2n^2 - 1 - \cos(2\theta)} + n^2}{n^2 - 1} \quad (47)$$

y difiere de ω_1 solamente por los últimos dos términos en el numerador. La gráfica de la Fig. 2 muestra dos soluciones positivas. La segunda solución siempre es mayor que la unidad, mostrando un incremento en energía probablemente sin sentido físico. Se ha verificado que la suma de la pareja de valores normalizados ω_1 y ω_2 es igual a la unidad. Esto constituye una prueba para la ecuación de conservación de la energía (14) que formó parte del cálculo y que también debe de ser válida para las soluciones.

Hasta el momento los cálculos se efectuaron con $n = 1.5$. Hoy día existen materiales artificiales disponibles con $n < 1$. Las Figs. 1 y 2 se recrearon con $n = 0.5$ (ver Figs. 3 y 4). Se realizaron algunos hallazgos interesantes. La refracción y la reflexión solo están definidas para el rango superior de θ . La reflexión siempre es negativa, es decir que no hay haz reflejado. La frecuencia de refracción es mayor que la frecuencia incidente para ambas soluciones en cierto rango, lo cual indica un corrimiento hacia el color azul. Formalmente, la energía se conserva porque la frecuencia reflejada es negativa.

Un índice de refracción con valor complejo se describe como una función de la constante dieléctrica con valor complejo mediante las Ecs.(22-29). La Ec.(30) define el coeficiente de absorción de energía α dependiente de la permitividad ϵ' y de la absorción ϵ'' :

$$\alpha = \frac{\omega_0 \epsilon''}{n' c} \quad (48)$$

donde n' depende de ϵ' y ϵ'' a través de la Ec.(28). La dependencia de la función normalizada $\alpha c/\omega_0$ se representa gráficamente en la Fig. 5 para tres valores paramétricos de ϵ' . Obviamente α crece continuamente con ϵ'' pero decrece con ϵ' . Para el cuadrado del valor absoluto del índice de refracción se obtiene, de acuerdo con la Ec.(31)

$$n^2 = \epsilon' \quad (49)$$

la absorción ϵ'' no está involucrada en la ley de refracción en el caso más sencillo. Al insertar la Ec.(49) en la Ec.(46) y (47) se obtiene la dependencia de las frecuencias refractada y reflejada respecto de ϵ' . Esto puede observarse en las Figs. 6 y 7 para un ángulo fijo $\theta = \pi/4$. Hay un incremento de frecuencia en la refracción para $\epsilon' < 1$, como se mencionó más arriba para materiales especiales con $n < 1$.

Un modelo más realista - aunque con validez limitada a un rango de frecuencias muy restringido - es la Teoría de Debye, representada por las Ecs.(32-35). Insertando la Ec.(35) en la Ec.(16) conduce a una ecuación de cuarto orden en ω_1 . Esta ecuación cuártica puede resolverse analíticamente, pero las soluciones poseen un elevado grado de complejidad. Sin embargo, la calculadora es capaz de representar gráficamente las soluciones tal como se

muestra en la Fig. 8 para $\omega_0 = 1 \cdot 10^{12}$ /s, $\tau = 1 \cdot 10^{-12}$ s, $\epsilon_\infty = 0$ y $\epsilon_0 = 2.25$. El ultimo valor corresponde a $n = 1.5$. Solamente la tercera solución parece tener sentido físico. Esta solución se representa gráficamente para tres valores de tiempo de relajación τ en la Fig. 9. Para tiempos de relajación mayores la frecuencia refractada ω_1 no está definida en el completo rango angular, porque tiene una asíntota vertical y se vuelve imaginaria. Sería posible un corrimiento hacia el color azul a mayores valores de τ . Los resultados indican que puede esperarse el efecto de Evans-Morris y que pueda explicarse en la región del infrarrojo, no solamente en el rango de frecuencias de la luz visible.

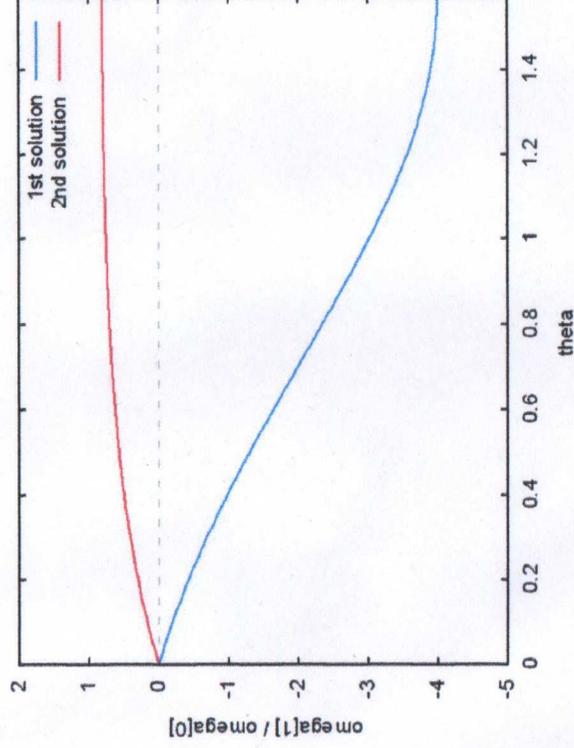


Figura 1: Frecuencia refractada normalizada ω_1 para $n = 1.5$.

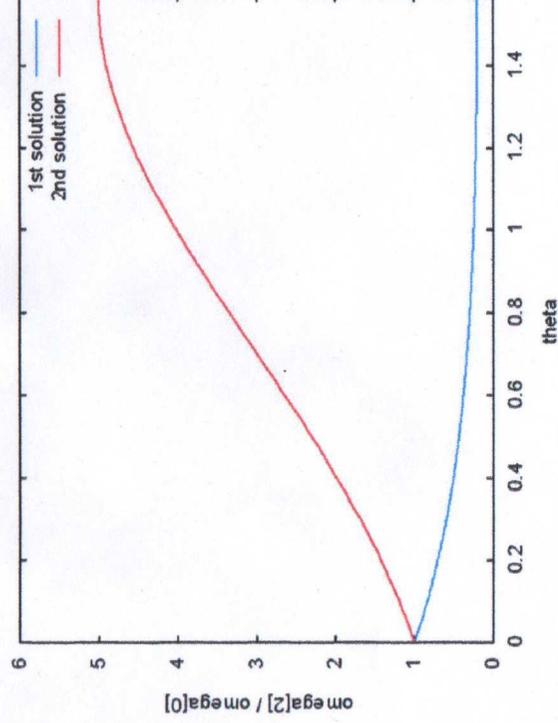


Figura 2: Frecuencia reflejada normalizada ω_2 para $n = 1.5$.

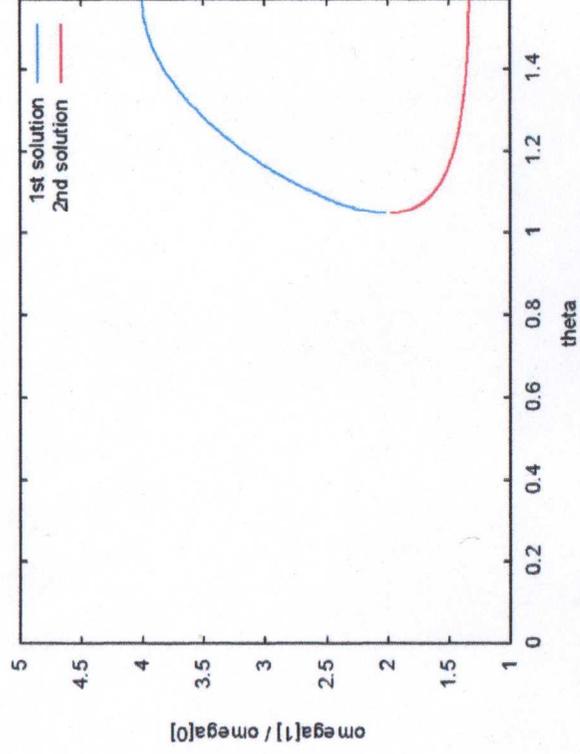


Figura 3: Frecuencia refractada normalizada ω_1 para $n = 0.5$.

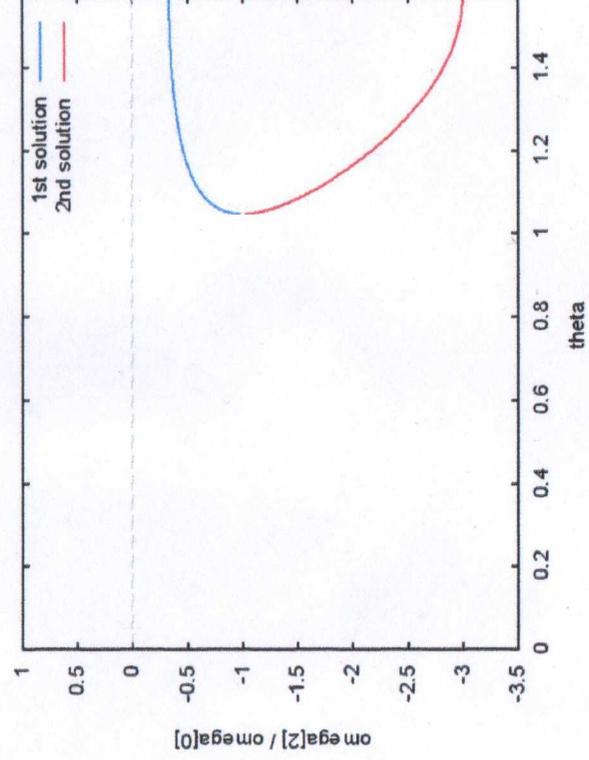


Figura 4: Frecuencia reflejada normalizada ω_2 para $n = 0.5$.

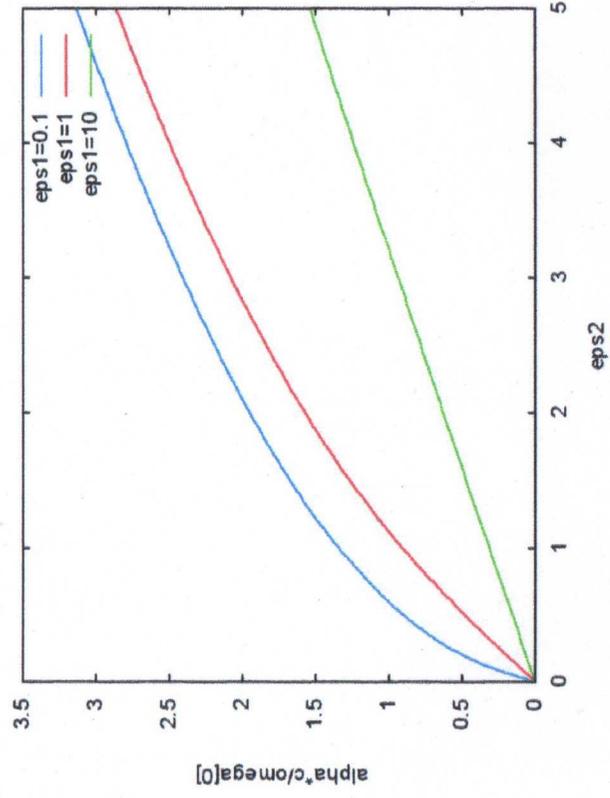


Figura 5: Coeficiente de absorción $\alpha c/\omega_0$ en función de la absorción dieléctrica ϵ'' .

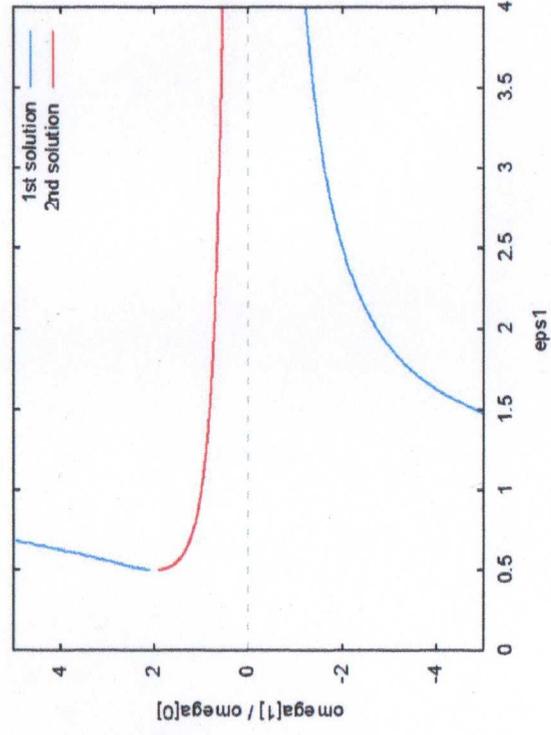


Figura 6: Frecuencia refractada normalizada $\omega_1(\epsilon')$ a $\theta = \pi/4$.

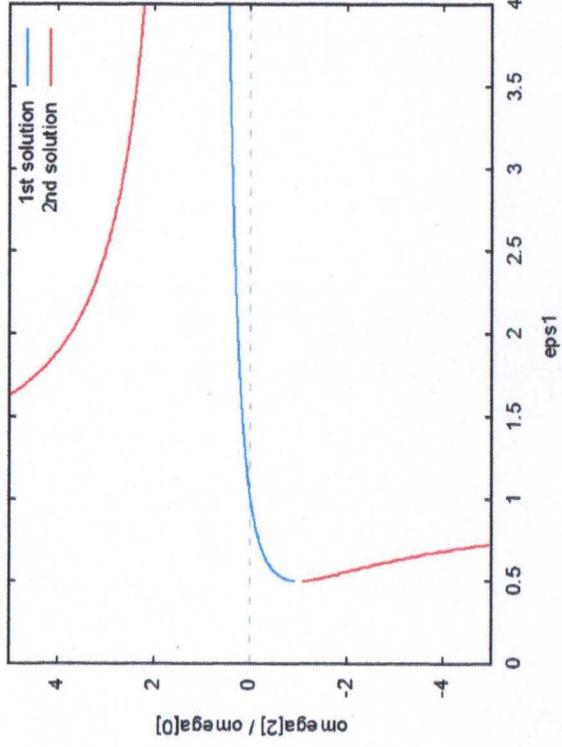


Figura 7: Frecuencia reflejada normalizada $\omega_2(\epsilon')$ a $\theta = \pi/4$.

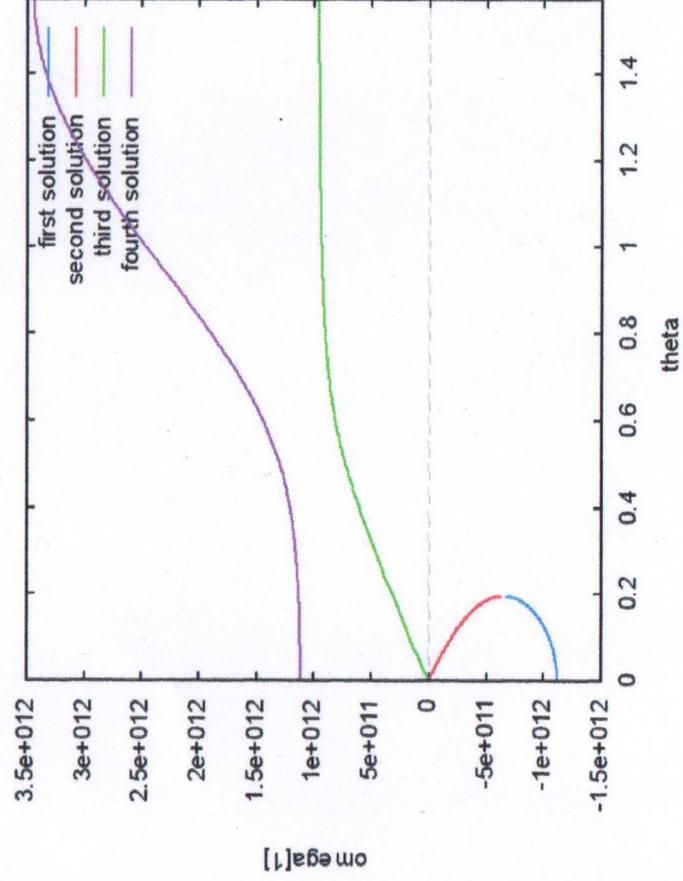


Figura 8: Cuatro soluciones de $\omega_1(\theta)$ para la teoría de Debye con $\omega_0 = 1 \cdot 10^{12}$ /s,
 $\tau = 1 \cdot 10^{-12}$ s, $\epsilon_0 = 2.25$.

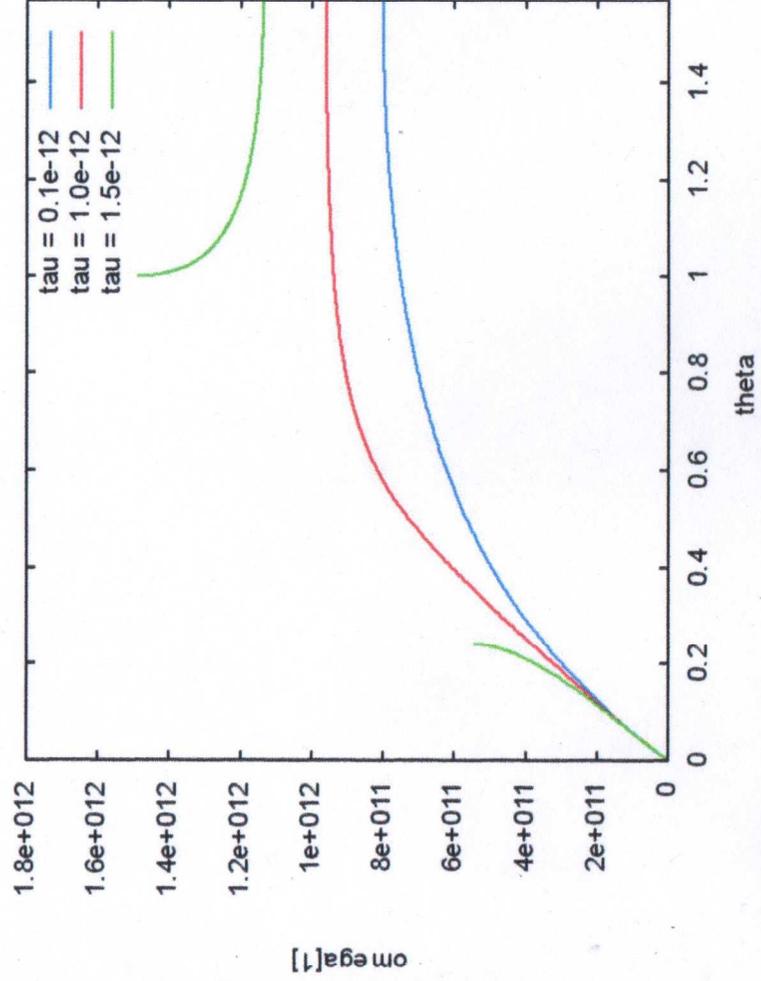


Figura 9: Tercera solución de la Fig. 8 para tres tiempos de relajación de Debye.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de una Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación en red, y a Alex Hill por las traducciones y grabaciones en idioma castellano.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us en su versión de primer borrador).
- [2] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem. (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2011, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [3] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (CISP 2012 y 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 y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory"^{***} (Abramis 2005 a 2011 y de libre acceso en el portal www.aias.us) en siete volúmenes.
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abarms 2007 y de libre acceso en el portal www.aias.us, con libre acceso a la traducción al castellano por Alex Hill).
- [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, parcialmente disponible de libre acceso en el portal www.aias.us) 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 10 volúmenes con encuadernación dura y blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994 y parcialmente disponible de libre acceso en www.aias.us).
- [11] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini, "Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy" (Wiley Interscience, Nueva York 1982 y de libre acceso como Omnia Opera 108 en el portal www.aias.us), circa 880 páginas.
- [12] M. W. Evans y G. J. Evans, J. Chem. Soc., Faraday Trans. II, 72, 1169 - 1184 (1976) y de libre acceso en el portal www.aias.us como Omnia Opera 20.