

# Velocidades de grupo y de fase en la teoría $R$ de ondas de materia: condiciones para una señalización supralumínica.

por

M. W. Evans,

H. M. Civil List

([www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk), [www.aias.us](http://www.aias.us), [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com), [www.et3m.net](http://www.et3m.net),  
[www.upitec.org](http://www.upitec.org))

y

H. Eckardt,

AIAS /UPITEC

([www.upitec.org](http://www.upitec.org), [www.aias.us](http://www.aias.us))

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

## Resumen

La relación de de Broglie entre las velocidades de grupo y de fase para ondas de materia constituye un producto de la relatividad restringida, la cual hoy sabemos que resulta válida sólo en el marco de contextos estrechos, y que indica la necesidad para el empleo de la relatividad general corregida por la teoría ECE. Se corrige la relación de de Broglie mediante la teoría  $R$ , y se obtiene una expresión para la velocidad de grupo de una onda de materia en términos de  $R$ . Se presentan las condiciones y ejemplos de soluciones para señalización supraluminal.

*Palabras clave:* Teoría ECE, teoría  $R$ , velocidad de grupo y de fase en la teoría  $R$ , señalización supraluminal.

# 1. Introducción.

El concepto de velocidad de grupo en fenómenos ondulatorios fue introducido por Hamilton a fines de la década de 1830 y publicado en resúmenes en 1841. Estos resúmenes recibieron poca atención hasta que el concepto fue desarrollado en forma independiente por Stokes y por Rayleigh. La velocidad del grupo difiere de la velocidad de fase. Para una onda de materia, de Broglie [1, 2] obtuvo una relación entre las dos utilizando los conceptos básicos de relatividad restringida y teoría cuántica, reunidos en la ecuación de de Broglie Einstein de 1922 a 1924. En el documento UFT 158 y siguientes de esta serie [3–12] se ha demostrado que la teoría de de Broglie Einstein se torna inutilizable y severamente inconsistente en el contexto de la relatividad restringida. Este desastre de la vieja física del siglo XX ha sido evitado a través del desarrollo del concepto de masa como masa covariante definida por el parámetro  $R$  de la teoría ECE [3–12].

En la Sección 2 se desarrolla la teoría de de Broglie de la velocidad grupal de una onda de materia según la relatividad general, utilizando la teoría  $R$ . Se define la velocidad de grupo como la derivada parcial de la energía total relativista con respecto al momento relativista. En relatividad restringida, este procedimiento genera una velocidad de grupo igual a la velocidad de partícula  $v$ , y la velocidad de grupo no puede exceder  $c$ , la máxima velocidad permitida en la teoría de la relatividad restringida. En la teoría  $R$ , sin embargo, la velocidad de grupo se define a través de  $R$  y puede exceder la velocidad  $c$ . Bajo condiciones bien definidas, la señalización supraluminal se vuelve posible utilizando la velocidad de grupo. Tal como se ha observado experimentalmente, la velocidad de grupo puede exceder el valor de  $c$ , puede ser igual a cero, o puede tener la dirección opuesta a la velocidad de fase. En la Sección 2 se desarrollan los resultados para su empleo con la teoría de refracción. En la Sección 3 se calculan soluciones numéricas para la dispersión utilizando una ecuación diferencial obtenida en la Sección 2.

## 2. Velocidad de grupo de una onda de materia en la teoría $R$ .

La velocidad de grupo fue definida por de Broglie para cualquier onda / partícula mediante:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = \frac{\partial(E/\hbar)}{\partial(p/\hbar)} = \frac{\partial E}{\partial p} \quad (1)$$

donde la energía total relativista  $E$  y el momento relativista  $p$  están definidos por la ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 \quad (2)$$

donde la masa  $m_0$  es la masa convencional de la relatividad restringida, es decir una constante. En el documento UFT 158 y siguientes de esta serie se encontró que la masa de la partícula varía en experimentos tales como la dispersión inelástica. Esto indica la necesidad de generalizar la masa de la partícula de la teoría de la relatividad restringida a la masa covariante, definida como:

$$R = \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \quad (3)$$

donde  $c$  y  $\hbar$  son la velocidad de la luz y la constante reducida de Planck, respectivamente.

La velocidad de grupo de de Broglie es, por lo tanto:

$$\begin{aligned} v_g &= \frac{\partial}{\partial p} ((c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}) = \frac{p}{m_0} \left( \left( \frac{p}{m_0} \right)^2 + 1 \right)^{-1/2} \\ &= \frac{1}{\gamma} \frac{p}{m} = \frac{\gamma m v}{\gamma m} = v \end{aligned} \quad (4)$$

donde el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (5)$$

y donde  $v$  es la velocidad de la partícula. Por lo tanto, la velocidad de grupo es igual que la velocidad de la partícula:

$$v_g = v . \quad (6)$$

La velocidad de fase de la onda es:

$$v_p = \frac{\omega}{\kappa} \quad (7)$$

donde las relaciones de de Broglie [1, 2] vienen dadas por:

$$E = \hbar \omega = \gamma m c^2 , \quad (8)$$

$$p = \hbar \kappa = \gamma m v . \quad (9)$$

Por lo tanto, la velocidad de grupo puede definirse mediante:

$$v_g = \frac{\gamma m v}{\gamma m} = c^2 \frac{\kappa}{\omega} \quad (10)$$

de donde resulta la relación de de Broglie entre las velocidades de grupo y de fase:

$$v_g v_p = c^2 . \quad (11)$$

La generalización de estas ecuaciones se basa en la ecuación de onda de la teoría ECE [3-12]:

$$(\square + R) q_\mu^a = 0 \quad (12)$$

cuyo equivalente clásico es:

$$E^2 = c^2 (p^2 + \hbar^2 R) \quad (13)$$

Aquí,  $q_\mu^a$  es la tétrada de Cartan. En consecuencia se define el factor  $R$  mediante:

$$R = \frac{1}{\hbar^2} p^\mu p_\mu = \frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2 \quad (14)$$

y la velocidad de grupo se define mediante:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} . \quad (15)$$

La relación entre la frecuencia angular y el vector de onda es una relación de dispersión, y viene dada por la Ec. (14) como:

$$\omega = c (R + \kappa^2)^{1/2} . \quad (16)$$

Por lo tanto:

$$v_g = \frac{c^2}{\omega} \left( \kappa + \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \right) . \quad (17)$$

Otra ecuación para la velocidad de partícula puede obtenerse directamente a partir de la ecuación:

$$\gamma m c^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \hbar \omega \quad (18)$$

dando:

$$v = c \left(1 - R \left(\frac{c}{\omega}\right)^2\right)^{1/2} . \quad (19)$$

Se observa experimentalmente [13-15] que la velocidad de grupo puede ser igual a cero, mayor que  $c$  o negativa. En relatividad restringida se supone a menudo que el fotón no posee masa, a pesar del hecho de que la masa del fotón fue supuesta por de Broglie como diferente de cero. Esta suposición significa que la velocidad de grupo en relatividad restringida siempre es:

$$v_g = \frac{c^2 \kappa}{\omega} \quad (20)$$

y también para cualquier tipo de onda de materia considerada por de Broglie. En otras palabras, en relatividad restringida la derivada de  $R$  con respecto de  $\kappa$  desaparece en la teoría de de Broglie porque:

$$R = \left(\frac{m_0 c}{\hbar}\right)^2 \quad (21)$$

y  $m_0$  es una constante. En teoría  $R$  esto deja de ser el caso, porque  $R$  se define mediante geometría como sigue:

$$R = \left(\frac{m c}{\hbar}\right)^2 = q_\mu^a \partial^\mu (\omega_{\mu\nu}^a - \Gamma_{\mu\nu}^a) \quad (22)$$

y el concepto de masa covariante  $m$  sale como resultado de esta geometría.

Es posible definir la condición supraluminal mediante:

$$v_g > c \quad (23)$$

donde  $c$  es la velocidad máxima de la relatividad restringida. Para el hipotético fotón sin masa,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. La condición supraluminal (23) significa a partir de la Ec. (17) que

$$\kappa + \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} > \frac{\omega}{c} . \quad (24)$$

En relatividad restringida y en la teoría de de Broglie no se permite la condición (24) porque:

$$\omega^2 = c^2 \kappa + \left(\frac{m_0 c}{\hbar}\right)^2 \quad (25)$$

y

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{m_0 c}{\hbar}\right)^2 \quad (26)$$

La masa fija  $m_0$  de la relatividad restringida es siempre mayor que cero, de manera que la Ec. (24) nunca aplica. En la teoría  $R$ ,  $m^2$  en la Ec. (22) es un factor de proporcionalidad con un valor positivo ubicado entre  $R$  y la constante fundamental  $(c/\hbar)^2$ . Esto provoca una profunda diferencia porque  $R$  puede ser una variable que da origen a nueva información en absorción y teoría de dispersión, tal como se explicó en los documentos UFT 158 a UFT 165 en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us). El hecho de que  $R$  sea una variable vuelve posible la señalización supraluminal porque  $\partial R/\partial \kappa$  es diferente de cero.

Por lo tanto, a partir de la Ec. (24) la condición supraluminal es:

$$\frac{\partial R}{\partial \kappa} > 2 \left( \frac{\omega}{c} - \kappa \right) \quad (27)$$

es decir:

$$\frac{\partial R}{\partial \kappa} > 2 \left( \frac{v_p}{c} - 1 \right) \kappa . \quad (28)$$

También se observa experimentalmente [13-15] que la velocidad de grupo puede ser igual a cero en tanto que la velocidad de fase permanece finita. Para que desaparezca la velocidad de grupo, la Ec. (17) significa:

$$\omega \longrightarrow \infty . \quad (29)$$

Por lo tanto, a partir de la Ec. (17):

$$\kappa + \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \ll \omega \quad (30)$$

y así:

$$\frac{\partial R}{\partial \kappa} \ll v_p \quad (31)$$

y a partir de la Ec. (17):

$$\kappa + \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} > 0 . \quad (32)$$

En este caso la velocidad de fase se va al infinito:

$$v_p = \frac{\omega}{\kappa} \longrightarrow \infty \quad (33)$$

Finalmente también se observa experimentalmente [13-15] que la velocidad de grupo puede volverse negativa, es decir de dirección opuesta a la velocidad de fase. A partir de la Ec. (17) la condición para que esto suceda es:

$$\frac{\partial R}{\partial \kappa} < 0 \quad (34)$$

y a partir de la Ec. (17) se requiere que:

$$\left| \frac{\partial R}{\partial \kappa} \right| > 2 \kappa \quad (35)$$

es decir,  $\partial R/\partial \kappa$  debe de ser negativa.

Es posible obtener la siguiente relación entre  $R$ , la velocidad de grupo y la velocidad de fase:

$$v_g = \frac{c^2}{v_p} + \frac{1}{2} \frac{c^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial \kappa} (q_v^a \partial^\mu (\omega_{\mu\nu}^a - \Gamma_{\mu\nu}^a)) . \quad (36)$$

Esto da origen a una relación entre la definición geométrica de  $R$  en la Ec. (22) y la derivada parcial  $\partial \omega/\partial \kappa$  que define la velocidad de grupo:

$$\frac{\omega}{c^2} \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} - \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} = \kappa . \quad (37)$$

Es bien sabido que los cuatro momentos contravariantes y covariantes son:

$$p^\mu = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right) \quad , \quad p_\mu = \left( \frac{E}{c}, -\mathbf{p} \right) \quad (38)$$

de manera que el factor  $R$  es:

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{\hbar^2} p^\mu p_\mu \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2 . \end{aligned} \quad (39)$$

A partir de las Ecs. (17) y (39):

$$\frac{\partial E}{\partial p} = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = \frac{1}{2\omega} \frac{\partial \omega^2}{\partial \kappa} \quad (40)$$

que relaciona la derivada  $\partial\omega/\partial\kappa$  con  $E$  y  $\mathbf{p}$ . Para la partícula hipotética sin masa que se mueve a una velocidad  $c$ :

$$\frac{\partial E}{\partial p} = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = c = \frac{\omega}{\kappa} \quad (41)$$

de manera que

$$\frac{\partial \omega^2}{\partial \kappa} = 2 c^2 \kappa \quad (42)$$

y a partir de la Ec. (40) se obtiene el siguiente resultado consistente:

$$\frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = \frac{1}{2\omega} \frac{\partial \omega^2}{\partial \kappa} = c \quad (43)$$

con

$$\boxed{\frac{\partial \omega^2}{\partial \kappa} = 2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \kappa}} \quad (44)$$

QED.

En este caso, la Ec. (39) da:

$$R = \frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2 = 0 \quad (45)$$

es decir

$$\omega_{\mu\nu}^a = \Gamma_{\mu\nu}^a \quad (46)$$

y

$$\square q_\mu^a = 0 . \quad (47)$$

Utilizando la hipótesis de la teoría ECE:

$$A_\mu^a = A^{(0)} q_\mu^a \quad (48)$$

obtenemos la ecuación de onda de d'Alembert para un fotón sin masa, consistentemente para cada sentido de polarización rotulado como  $a$  :

$$\square A_\mu = 0 \quad (49)$$

QED.

Esto a su vez significa que la ecuación de Proca para el fotón con masa es:

$$(\square + R) A_\mu^a = 0 \quad (50)$$

y cuando desaparece la masa covariante  $R$  desaparece en forma consistente:

$$\square A_\mu = 0 \quad , \quad R = 0 \quad , \quad m_0 = 0 \quad (51)$$

QED.

Para una onda plana monocromática que atraviesa un material dieléctrico [16] sin una densidad de corriente de carga, la ecuación de onda de Helmholtz da:

$$v_p = \frac{\omega}{\kappa} = \frac{c}{n} = \frac{1}{(\mu\epsilon)^{1/2}} \quad (52)$$

donde  $n$  es el índice de refracción,  $\mu$  es la permeabilidad y  $\epsilon$  es la permitividad del dieléctrico. De manera que en este caso  $R$  puede expresarse sencillamente en términos del índice de refracción:

$$v_g = n c + \frac{c^2}{2\omega} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \quad (53)$$

y el índice de refracción viene dado por:

$$n = \frac{v_g}{c} - \frac{c}{2\omega} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \quad (54)$$

En la interface entre dos dieléctricos, la ley de Snell viene dada por [16]:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{\kappa'}{\kappa} = \frac{n'}{n} = \frac{v_p'}{v_p} \quad (55)$$

por lo tanto:

$$\frac{n'}{n} = \frac{A}{B} \quad (56)$$

donde

$$A = \frac{v_g'}{c} - \frac{c}{2\omega} \frac{\partial R'}{\partial \kappa'} \quad (57)$$

y donde:

$$B = \frac{v_g}{c} - \frac{c}{2\omega} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \quad (58)$$

Por lo tanto, la ley de Snell es:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = f(\partial R' / \partial \kappa') / f(\partial R / \partial \kappa) \quad (59)$$

y el espectro  $R$  de cualquier proceso de refracción es:

$$\frac{n'}{n} = A' \quad (60)$$

con  $A'$  definida a partir de la ley de Snell como:

$$A' = \left( \frac{v'_g}{c} - \frac{c}{2\omega} \frac{\partial R'}{\partial \kappa'} \right) / \left( \frac{v_g}{c} - \frac{c}{2\omega} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \right). \quad (61)$$

La teoría  $R$  de la refracción puede expresarse en términos de la teoría  $R$  del proceso de dispersión definido por:

$$\omega + \omega_0 = \omega' + \omega'' \quad (62)$$

y

$$\kappa''^2 = \kappa^2 + \kappa'^2 - 2 \kappa \kappa' \cos \theta. \quad (63)$$

Esta es la dispersión de una partícula con una frecuencia angular inicial  $\omega$  a partir de una partícula en reposo con una frecuencia angular en reposo  $\omega_0$ . La frecuencia angular de dispersión de la partícula entrante es  $\omega'$  y la frecuencia angular de dispersión de la partícula inicialmente en reposo es  $\omega''$ . La Ec. (63) es la conservación del momento que acompaña el proceso cuando el ángulo de dispersión es:

$$\theta = r - i \quad (64)$$

tal como viene definido en términos de  $r$  e  $i$  de la ley de Snell (ver nota de acompañamiento 165(4) para más detalles). Tal como en el documento UFT 158 y sigs., la solución de las Ecs. (62) y (63) da:

$$\omega_0 = c R_2^{1/2} = \frac{1}{(\omega - \omega')} (\omega \omega' - (c^2 R_1 + (\omega^2 - c^2 R_1)^{1/2} (\omega'^2 - c^2 R_1)^{1/2} \cos \theta)) \quad (65)$$

donde  $R_2$  es el factor  $R$  de la partícula inicialmente estática, y  $R_1$  es el factor  $R$  de la partícula una vez dispersa. Resolviendo la Ec. (65) da:

$$R_1 = \frac{1}{2ac^2} (-b \pm (b^2 - 4ac')^{1/2}) \quad (66)$$

donde:

$$\left. \begin{aligned} a &= 1 - \cos^2 \theta, \\ b &= (\omega'^2 + \omega^2) \cos^2 \theta - 2A, \\ c' &= A^2 - 2\omega^2 \omega'^2 \cos \theta, \\ A &= \omega \omega' - (\omega - \omega') \omega_0. \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

Por lo tanto, a partir de las Ecs. (61) y (67):

$$\frac{n'}{n} = f(R_1) \quad (68)$$

que unifica la teoría macroscópica de la refracción con la teoría de partícula de la refracción considerada como una dispersión a partir de un valor efectivo de  $R_2$ .

### 3. Solución numérica para la dependencia dispersiva.

La relación general dispersiva entre la frecuencia  $\omega$  y el número de onda  $\kappa$  viene dada por la Ec. (16):

$$\omega = c (R + \kappa^2)^{1/2} \quad (69)$$

donde el parámetro de curvatura  $R$ , el cual posee también una dependencia hacia  $\kappa$ , participa en el cálculo. La velocidad de grupo se determina mediante  $R$ ,  $\omega$  y  $\kappa$  a través de la Ec. (17):

$$v_g = \frac{c^2}{\omega} \left( \kappa + \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial \kappa} \right). \quad (70)$$

Para obtener una ecuación para  $R$ , la Ec. (69) puede insertarse en la Ec. (70), lo cual conduce a

$$\frac{\partial R}{\partial \kappa} = 2 \frac{v_g}{c} \left( \sqrt{R + \kappa^2} - \kappa \right). \quad (71)$$

Esto constituye una ecuación diferencial de primer orden en  $R$ . La relación de  $\frac{v_g}{c}$  debe estar pre definida para obtener una solución. En particular, pueden considerarse casos supraluminales de  $v_g > c$ . La Ec. (71) debe resolverse numéricamente debido a que el término de la raíz cuadrada prohíbe una solución analítica. Habiendo obtenido  $R(\kappa)$ , puede calcularse la relación de dispersión (69), y a partir de ella el índice de refracción óptico  $n(\kappa)$  utilizando la Ec. (54):

$$n = \frac{v_g}{c} - \frac{1}{2} \frac{c}{\omega} \frac{\partial R}{\partial \kappa}. \quad (72)$$

La solución numérica requiere un valor inicial para  $R(0)$ . El cálculo demuestra que sólo existe una solución para valores iniciales positivos. No se consideraron soluciones con valores complejos. Todos los cálculos numéricos se llevaron a cabo para tres valores de  $\frac{v_g}{c}$ .

$$\frac{v_g}{c} = \begin{array}{l} 0.5 \\ 1 \\ 1.5 \end{array}$$

La solución  $R(\kappa)$  para estos casos se muestra en la Fig. 1. Para  $v_g = c$  la solución es lineal, en tanto que en los otros casos disminuye o aumenta, respectivamente. A partir de la Fig. 2, donde se muestra la derivada de  $R$ , se vuelve claro que las derivadas son líneas rectas, es decir que  $R$  es una función cuadrática de  $\kappa$  en todos los casos.

Resulta un hecho interesante que también la relación dispersiva  $\omega(\kappa)$  (Fig. 3) sea lineal tal como puede concluirse a partir de la Ec. (69) porque  $R$  es cuadrática. Finalmente, el índice de refracción óptico  $n(\kappa)$  puede observarse en la Fig. 4. Este es asintóticamente constante para grandes números de onda. El comportamiento es exactamente igual al observado en óptica clásica, es decir que para  $v_g = c$  es exactamente igual a la unidad, para  $v_g < c$  es  $n > 1$ , y para  $v_g > c$  (caso supraluminario tenemos  $n < 1$ , como también se conoce a partir de la óptica).

Concluimos que la teoría  $R$  de la relatividad general reproduce los resultados de la óptica clásica. Estos se obtuvieron a partir de suponer que la velocidad grupal no depende de la frecuencia. El método numérico desarrollado puede extenderse fácilmente a dependencias predefinidas arbitrariamente para  $v_g(\kappa)$ . Es así que materiales especiales pueden diseñarse con ciertas propiedades. El método descrito también es aplicable a la óptica cuántica y a frecuencias de de Broglie de partículas, de manera que estos “principios de diseño” aún resultan válidos en el régimen microscópico.

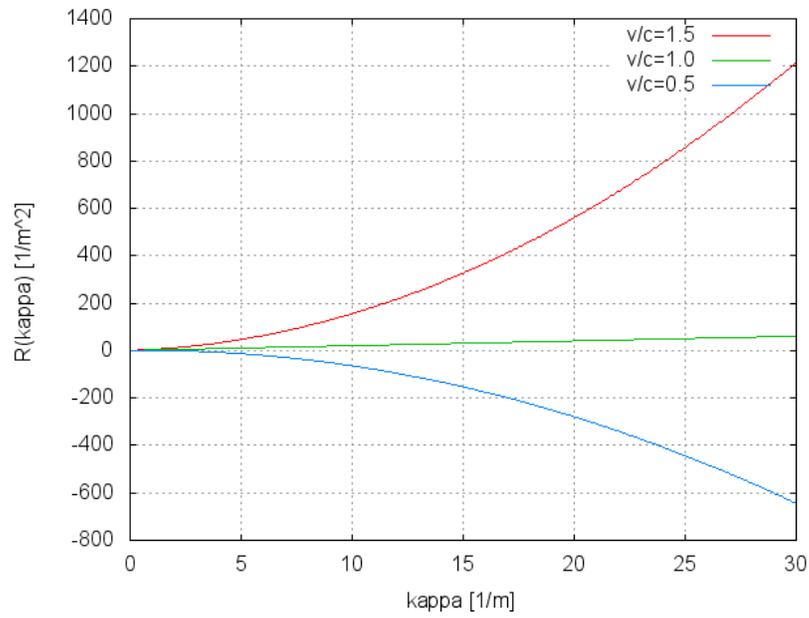


Figura 1. Solución numérica de  $R(\kappa)$  con  $R(0)=1$ .

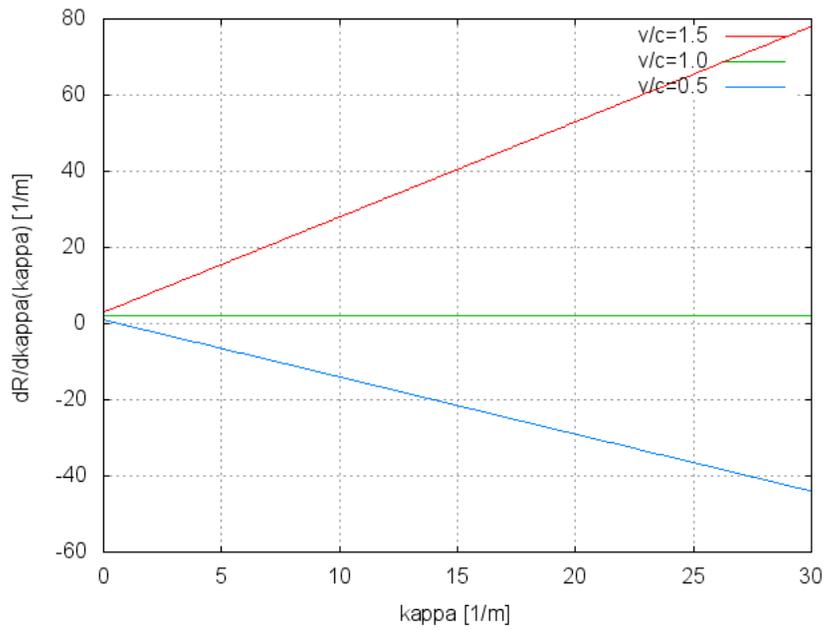


Figura 2. Derivada de  $R(\kappa)$ .

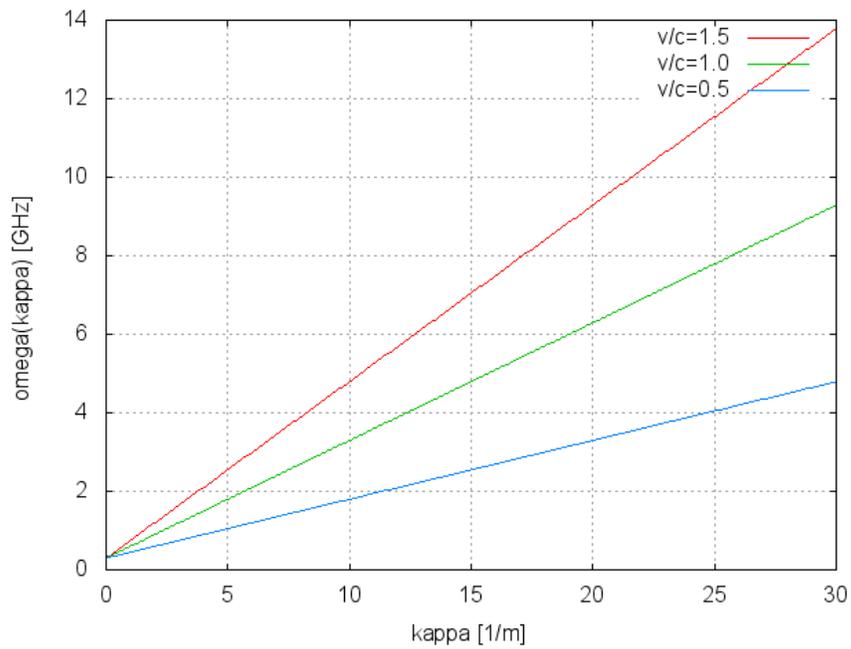


Figura 3. Relación de frecuencia dispersiva  $\omega(\kappa)$ .

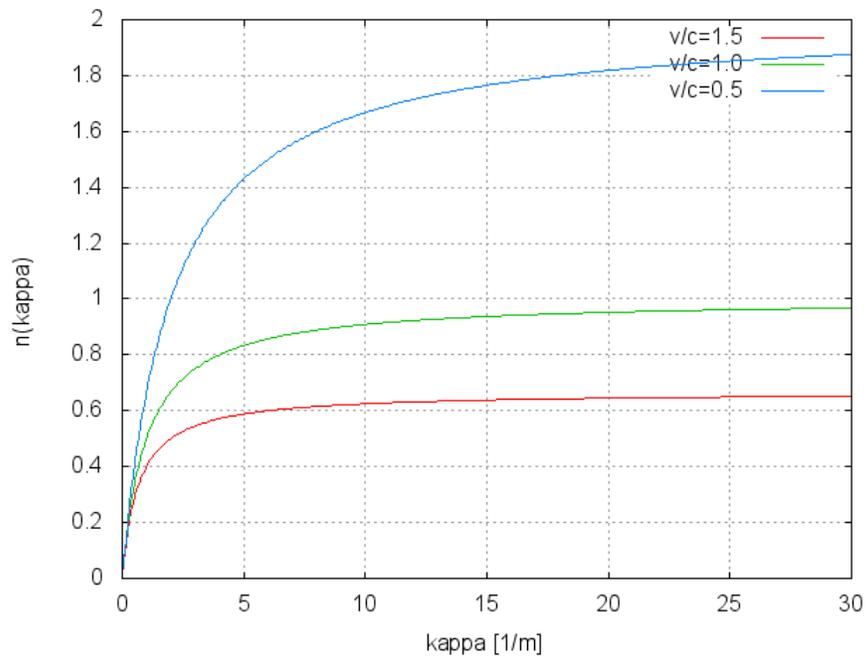


Figura 4. Índice de refracción óptico  $n(\kappa)$ .

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil vitalicia y otros altos honores, en reconocimiento por la teoría ECE y otros trabajos. Se agradece al grupo de trabajo de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Alex Hill y colegas por sus exitosas traducciones al castellano y divulgaciones. Se agradece a David Burleigh por la publicación y a Simon Clifford por su ayuda para la divulgación a través de [www.aias.us](http://www.aias.us).

## Referencias.

- [1] L. de Broglie, *Comptes Rendues*, 177, 507 (1923).
- [2] L. de Broglie, *Phil. Mag.*, 47, 446 (1924).
- [3] M. W. Evans, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 al presente), en siete volúmenes a la fecha.
- [4] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (Abramis en prensa, preimpresión en [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. Lindstrom, “ECE Theory applied to H Bonding” (Academia de Ciencias de Serbia, 2010).
- [6] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis 2007).
- [7] K. Pendergast, “The Life of Myron Evans” (Abramis en prensa).
- [8] Los portales acerca de la teoría ECE: [www.aias.us](http://www.aias.us) ([www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk)), [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com), [www.et3m.net](http://www.et3m.net), [www.upitec.org](http://www.upitec.org).
- [9] M. W. Evans y J-P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer 1994 a 2002), en cinco volúmenes.
- [10] M. W. Evans and L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field” (World Scientific, 2001).
- [11] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), “Modern Nonlinear Optics” (Wiley, 1992, 1993, 1997, 2001 y e libro, primera y segunda ediciones).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).
- [13] G. M. Gehring, A. Schweinsburg, C. Barsi, N. Kistinski y R. W. Boyd, *Science*, 312, 895 (2006).
- [14] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis y S. Linden, *Science*, 312, 892 (2006).

[15] A. Schweinsberg, N. N. Lepishkin, M. S. Bigelow, R. W. Boyd y S. Jarabo, *Europhysics Letters*, 73, 218 (2005).

[16] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (Wiley, 1999, tercera edición).