

Reacciones de fusión nuclear de baja energía: Tunelación cuántica.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,

Civil List y A. I. A. S.

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

Traducción: Alex Hill (www.e3m.net)

Resumen.

Se desarrolla una nueva ecuación lineal para la mecánica cuántica relativista, y se aplica dicha ecuación a la teoría de la tunelación cuántica (*quantum tunneling*) basada en la ecuación de Schroedinger en el límite no relativista. Utilizando un modelo de barrera cuadrada como una primera aproximación, se demuestra que la fusión nuclear de baja energía se produce como resultado de la ecuación de Schroedinger, la cual constituye un límite de la ecuación del fermión de la teoría ECE. Se demuestra que, para una muestra delgada y una dada altura de barrera, se produce una transmisión del 100% por tunelación cuántica aun cuando la energía de la partícula entrante se aproxima a cero. En consecuencia, esto constituye un modelo plausible de reacción nuclear de baja energía. Se utiliza la nueva ecuación relativista en el estudio de correcciones relativistas. La absorción de cuantos de energía del espaciotiempo podría resultar en un incremento del proceso de tunelación cuántica.

Palabras clave: Límites de la teoría ECE, mecánica cuántica relativista lineal, reacción nuclear de baja energía, tunelación cuántica.

1. Introducción.

Recientemente, en esta serie de documentos [1 - 10] se ha utilizado la ecuación del fermión de la teoría ECE para dar una explicación acerca de las reacciones nucleares de baja energía, (RNBE [11]), las cuales se han observado experimentalmente como reproducibles y repetibles, y que se han desarrollado en una nueva fuente de energía. En este documento, se examina la plausibilidad de las RNBE, a partir de un nuevo tipo lineal de mecánica cuántica relativista, el cual puede deducirse en forma directa a partir de la relatividad restringida clásica, un límite bien definido de la teoría ECE. En la Sección 2 se muestra que la ecuación de energía de Einstein puede cuantizarse directamente en un nuevo tipo de ecuación relativista de Schroedinger, lineal, y que se reduce a la ecuación de Schroedinger en el límite no relativista. Es bien sabido [12] que ésta última constituye la base para la teoría de tunelación cuántica, y que puede resolverse para obtener el coeficiente de transmisión de la tunelación cuántica. En la Sección 2, se utiliza la bien conocida teoría de tunelación cuántica [12] con una barrera rectangular con un espesor igual a $2a$ y una altura V_0 , donde V_0 es la energía potencial. Este es un modelo sencillo pero instructivo de fusión nuclear en el que un átomo entrante se enfrenta a la barrera de Coulomb de un segundo átomo, y efectúa una tunelación hasta el mismo, provocando una fusión nuclear. Se demuestra que puede producirse un 100% de transmisión (tunelación completa) para una muestra delgada cuando la energía E de la partícula entrante se aproxima a cero para un valor finito de V . Este proceso se representa gráficamente en la Sección 3. Pueden desarrollarse correcciones relativistas de esta sencilla teoría a partir de la nueva ecuación lineal, producida en este documento, a partir de mecánica cuántica relativista. Las correcciones relativistas se representan gráficamente y se analizan en la Sección 3.

2. Ecuación lineal para mecánica cuántica relativista y su aplicación al coeficiente de transmisión de la tunelación cuántica.

Consideremos la ecuación de Einstein de la relatividad restringida [12]:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1)$$

donde E es la energía relativista total:

$$E = \gamma m c^2 \quad (2)$$

y donde p es el momento relativista:

$$p = \gamma m v \quad (3)$$

Aquí, m es la masa de la partícula, c es la velocidad de la luz en el vacío y γ es el factor de

Lorentz

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (4)$$

donde v es la velocidad de la partícula. El hamiltoniano relativista clásico es

$$H = \gamma m c^2 + V \quad (5)$$

donde V es la energía potencial.

El problema enfrentado por los pioneros de la mecánica cuántica relativista era la cuantización de la Ec. (1) utilizando el postulado de Schrodinger:

$$P^{\mu} = i \hbar \partial^{\mu} \quad (6)$$

es decir:

$$\hat{E} = i \hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{P} = -i \hbar \nabla \quad (7)$$

La Ec. (1) produjo la ecuación de Klein Gordon:

$$\left(\square + \left(\frac{m c}{\hbar}\right)^2\right) \psi = 0 \quad (8)$$

y la ecuación de Dirac, la cual ha sido desarrollada recientemente hacia la ecuación del fermión de la teoría ECE en los documentos UFT172 y siguientes de esta serie. Todas estas ecuaciones son no lineales respecto de E debido a la estructura de la Ec.(1).

Consideremos la Ec. (1) en el formato:

$$E = \gamma m c^2 = \frac{1}{\gamma m} \left(P^2 + m^2 c^2\right). \quad (9)$$

Mediante el empleo del operador de momento:

$$\hat{P} = -i\hbar \nabla \quad (10)$$

la Ec. (9) deviene una ecuación de Schroedinger relativista y lineal, perteneciente a una nueva clase

$$\hat{H} \psi = E \psi \quad (11)$$

donde el eigenoperador hamiltoniano relativista para una partícula libre es:

$$\hat{H} = \frac{1}{\gamma_m} \left(\hat{P}^2 + m^2 c^2 \right) \quad (12)$$

y donde los eigenvalores de energía total son:

$$E = \gamma m c^2 \quad (13)$$

La eigenfunción ψ es la función de onda de la ecuación de Schroedinger generalizada a la mecánica cuántica relativista.

Se deduce entonces:

$$\hat{P}^2 \psi = -\hbar^2 \nabla^2 \psi = m^2 c^2 (\gamma^2 - 1) \psi \quad (14)$$

El postulado de Schroedinger (6) combinado con el postulado de Broglie-Einstein es:

$$P^\mu = i\hbar \partial^\mu = \hbar K^\mu \quad (15)$$

donde:

$$P^\mu = \left(\frac{E}{c}, \underline{P} \right), \quad \partial^\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right), \quad K^\mu = \left(\frac{\omega}{c}, \underline{K} \right) \quad (16)$$

Aquí ω es la frecuencia de la onda material, y \underline{K} es su número de onda.

Por lo tanto:

$$\hat{P}^2 \psi = \hbar^2 k^2 \psi = m^2 c^2 (\gamma^2 - 1) \psi = \left(\frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2 \right) \psi \quad (17)$$

Para una onda/partícula libre:

$$k = \frac{m_0 c}{\hbar} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \quad (18)$$

y en el límite no relativista:

$$m^2 c^2 (\gamma^2 - 1) = m^2 c^2 \left(\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1} - 1 \right) \xrightarrow{v \ll c} m^2 v^2 \quad (19)$$

de manera que:

$$P \rightarrow m v \quad (20)$$

es la relación clásica entre el momento y la velocidad, para los propósitos de la teoría de tunelación cuántica, denotamos:

$$k = \frac{m_0 c}{\hbar} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \quad (21)$$

En presencia de la energía potencial V el operador (12) deviene:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} (\hat{P}^2 + m^2 c^2) + V \quad (22)$$

de manera que:

$$\hat{P}^2 \psi = \hbar^2 k^2 \psi = (\gamma m (E - V) - m^2 c^2) \psi \quad (23)$$

y:

$$k^2 = \frac{1}{\hbar^2} (\gamma m (E - V) - m^2 c^2) \quad (24)$$

En la teoría de tunelación cuántica deseamos considerar:

$$E < V \quad (25)$$

de manera que definimos:

$$K = \frac{1}{\hbar^2} (\gamma_m (V - E))^{1/2} \quad (26)$$

Denotamos el número de onda en reposo mediante:

$$K_0 = \frac{mc}{\hbar} \quad (27)$$

y llegamos así a la definición:

$$K^2 + K_0^2 = \frac{\gamma_m}{\hbar^2} (V - E) \quad (28)$$

La Ec. (21) puede expresarse como:

$$k^2 + K_0^2 = \gamma^2 \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \quad (29)$$

donde

$$E = \gamma mc^2 \quad (30)$$

de manera que arribamos así a la definición:

$$k^2 + K_0^2 = \frac{\gamma_m E}{\hbar^2} \quad (31)$$

Con el objeto de elaborar una analogía precisa a la ecuación de Schroedinger escribimos la Ec. (14) como

$$\frac{\hat{p}^2}{2m} \psi = \frac{mc^2}{2} (\gamma^2 - 1) \psi. \quad (32)$$

En el límite no relativista:

$$\frac{mc^2}{2} (\gamma^2 - 1) = \frac{mc^2}{2} \left(\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1} - 1 \right) \xrightarrow{v \ll c} \frac{1}{2} mv^2 \quad (33)$$

y se reduce a la energía cinética clásica de una partícula libre:

$$E = T = \frac{1}{2} mv^2 \quad (34)$$

de manera que:

$$\nabla^2 \psi = - \left(\frac{2mE}{\hbar^2} \right) \psi \quad (35)$$

y:

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (36)$$

que es el límite no relativista de:

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad E = \frac{mc^2}{2} (\gamma^2 - 1). \quad (37)$$

En presencia de un potencial, la Ec. (32) deviene:

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + V \right) \psi = E \psi = \frac{mc^2}{2} (\gamma^2 - 1) \psi \quad (38)$$

de manera que:

$$-\hbar^2 \nabla^2 \psi = k^2 \hbar^2 \psi = 2m(E - V) \psi \quad (39)$$

y:

$$K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V-E), \quad E = \frac{mc^2}{2} (\gamma^2 - 1), \quad (40)$$

$V > E$

Es bien sabido [12] que el coeficiente de transmisión de la tunelización cuántica es:

$$T = 8 K^2 k^2 / [(k^2 + K^2)^2 \cosh(4Ka) - (K^4 + k^4 - 6Kk^2)] \quad (41)$$

Para un potencial del tipo:

$$\left. \begin{aligned} V &= 0, & x < -a \\ V &= V_0, & -a < x < a \\ V &= 0, & x > a \\ E &< V_0 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

$$(43)$$

en donde:

$$k^2 = 2mE/\hbar^2, \quad E = mc^2(\gamma^2 - 1)/2, \quad (44)$$

$$K^2 = 2m(V_0 - E)/\hbar^2, \quad E = mc^2(\gamma^2 - 1)/2. \quad (45)$$

En la Sección 3, se representan gráficamente varios resultados de la ecuación tradicional (41) con la intención de hallar la condición óptima para la reacción nuclear de baja energía, descrita a través del proceso de tunelización cuántica. Estos resultados se incrementan mediante consideraciones basadas en la nueva ecuación relativista de Schroedinger (38). Esto constituye una primera teoría sencilla; pueden aplicarse equipos de super cómputo y paquetes de programación al problema de simular la fusión de un átomo con otro. El análisis incluido en la Sección 3 muestra que el factor único más importante es la masa m de la partícula entrante. El ingrediente adicional provisto por la teoría ECE es la posibilidad de adicionar a esta teoría tradicional de tunelización cuántica la absorción resonante de cuantos de energía del espacio tiempo. Ello será tema de futuros trabajos.

3. Análisis gráfico y discusión.

Iniciamos el análisis gráfico a partir del coeficiente de transmisión T (Ec. (41)) para la barrera rectangular. El coeficiente depende de los vectores de onda k y κ y del semi-espesor a de la barrera. En la representación gráfica tridimensional de la Fig. 1, se representan la dependencia de κ para tres valores diferentes de k manteniendo constante el valor de a . Puede observarse que T alcanza valores máximos cuando k y κ se aproximan a cero. En la Fig. 2 se varían tanto a como k . Puede concluirse que T alcanza valores máximos cuando tanto ka como κ son mínimos. Esto corresponde a ondas cuánticas con los menores valores de energía.

Dado que k y κ dependen de la energía E y de la altura de la barrera de potencial V_0 (Ecs. (44, 45), resulta más concluyente el estudio de la dependencia sobre estos parámetros. Para la Fig. 3 se seleccionaron los parámetros de tal forma que T se encuentre cercano a cero en el intervalo $E < V_0$, que corresponde al límite clásico. Para valores por encima de V_0 , la transmisión oscila como habría de esperarse a partir de la mecánica ondulatoria. Para un conjunto diferente de parámetros (Fig. 4), T alcanza valores elevados en la región "prohibida", mostrando el comportamiento de tunelación de la mecánica cuántica. Esto también puede observarse a partir de la Fig. 5 en una representación gráfica tridimensional.

En las representaciones gráficas restantes se estudian los efectos relativistas. Según las Ecs. (44, 45) la energía total E depende de γ , por lo que se vuelve de interés el estudio de la dependencia $T(\gamma)$ ó $T(v/c)$. Esta última se representa gráficamente en las Figs. 6 y 7 para $a = 0.1$ y $a = 1$, y para tres valores de V_0 en cada caso, con todas las constantes consideradas con un valor unitario. Esto muestra el comportamiento principal del coeficiente de transmisión. Depende fuertemente de la barrera de potencial. En todos los casos T cae a cero cuando v tiende a c . Para valores elevados de V_0 se mantiene constante en un intervalo más amplio, lo cual indica que los efectos relativistas disminuyen a medida que aumenta V_0 . La Fig. 8 describe la tunelación de un electrón a través de otro electrón. Fue necesario el empleo de unidades atómicas en los cálculos, ya que de lo contrario la aritmética alcanza valores explosivos debido a los altos valores de mc^2 . Se interpreta a V_0 como la barrera de Coulomb y se mantiene fija ahora en un valor igual a

$$V_0 = 1 / r_{\text{electron}} = 18797.0$$

en unidades atómicas. Se muestran las curvas para tres valores de masa, donde la masa del electrón es $m = 1$. La probabilidad de tunelación disminuye drásticamente al incrementarse ligeramente las masas. La masa constituye un parámetro muy sensible. Esto también puede observarse a partir de la Fig. 9, donde hemos representado gráficamente la dependencia respecto de la masa directamente con $v = c$ como un parámetro de la curva. Para cuando v tiende a c el coeficiente de transmisión se degenera en una función delta en el punto $m = 0$.

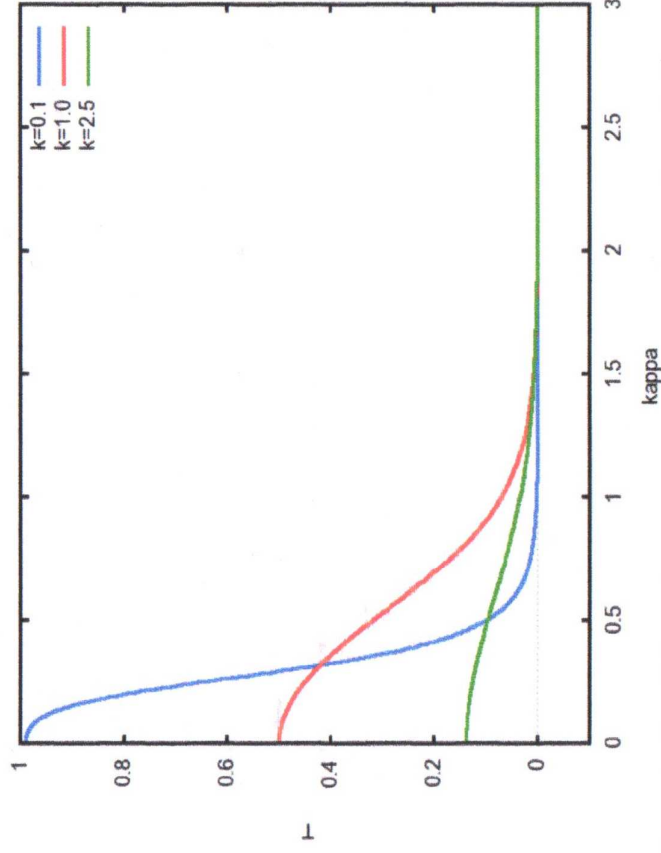


Figura 1: Coeficiente de transmisión $T(\kappa)$ para tres valores de k y $a = 1$.

Finalmente consideramos la tunelación protón-protón (Fig. 10). Esto resulta imposible debido a que la transmisión es prácticamente igual a cero para $m > 4$, y la masa del protón es igual a 1836 masas electrónicas. La barrera de Coulomb es similar para un electrón, ya que el radio de la partícula para ambas partículas se encuentra en el mismo orden de magnitud. Los ensayos demostraron que el valor de la barrera no resultó decisivo, sino que lo es la masa de la partícula.

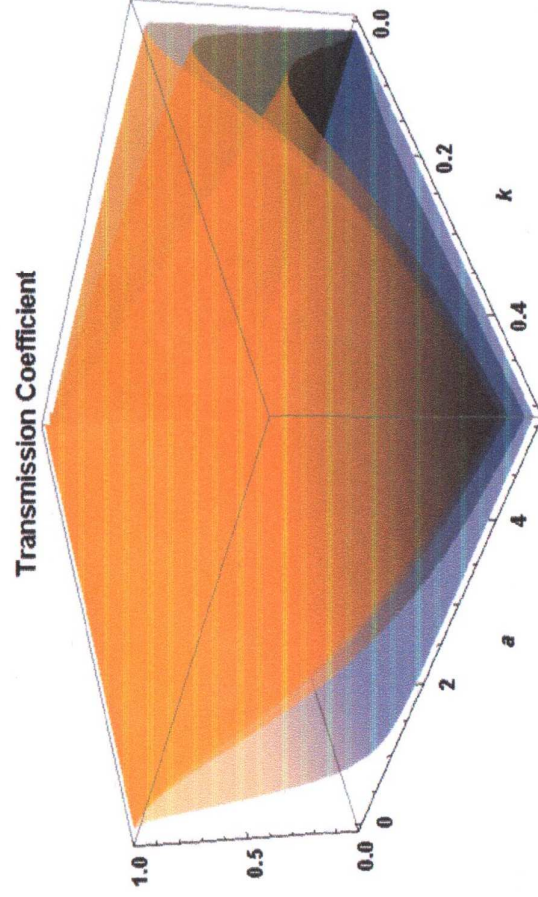


Figura 2: Coeficiente de transmisión $T(k, a)$ para cinco valores de κ .

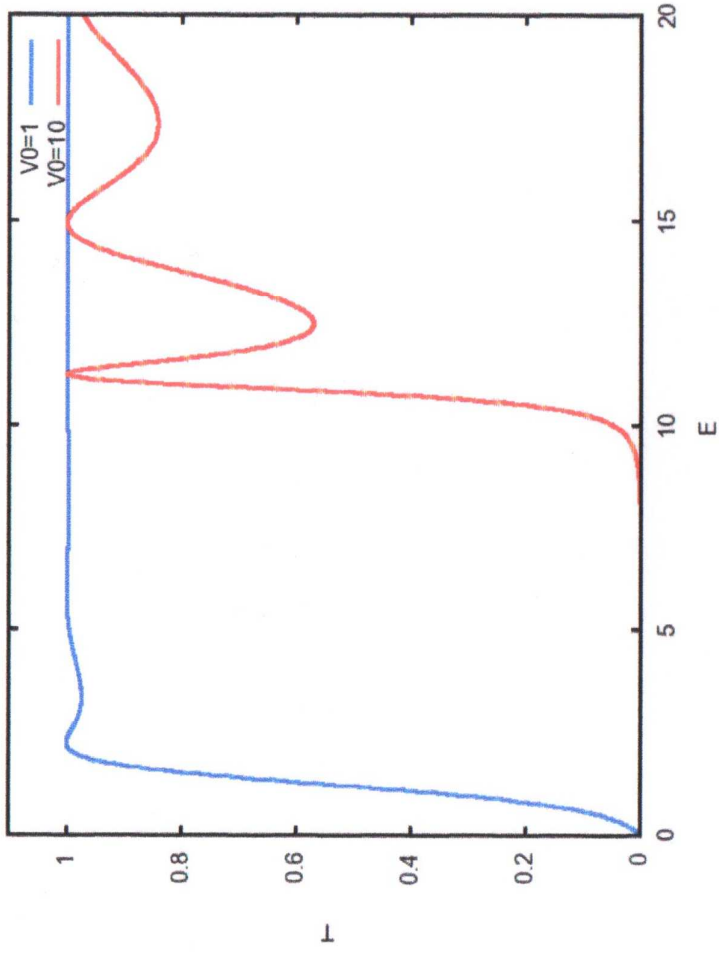


Figura 3: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para $m = \hbar = 1$; $a = 1$.

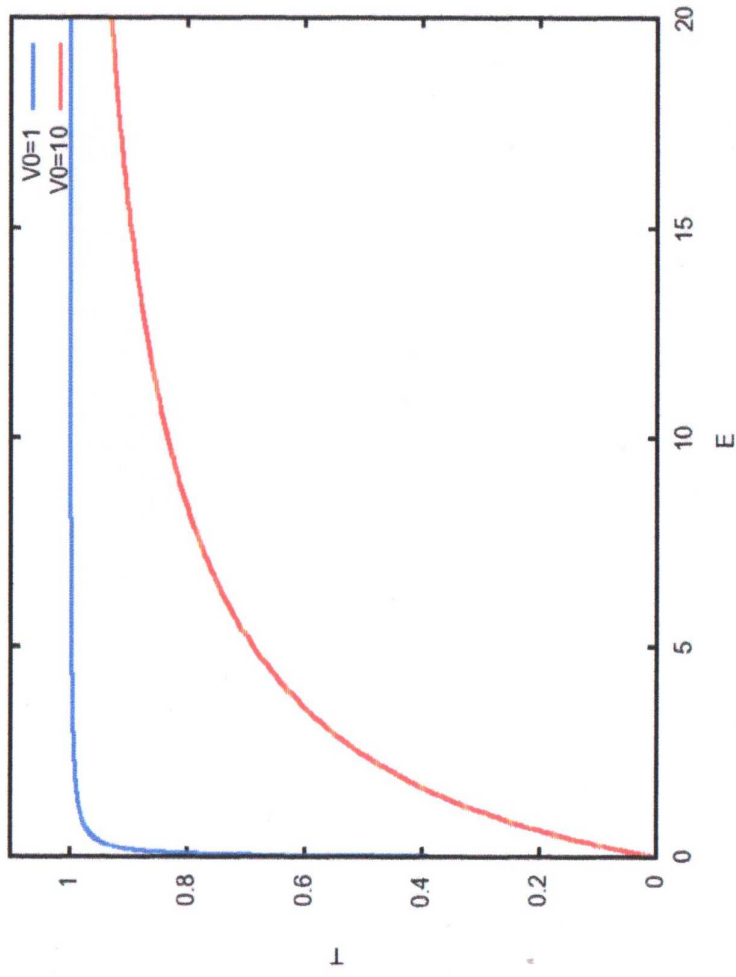


Figura 4: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para $m = \hbar = 1$; $a = 0.1$.

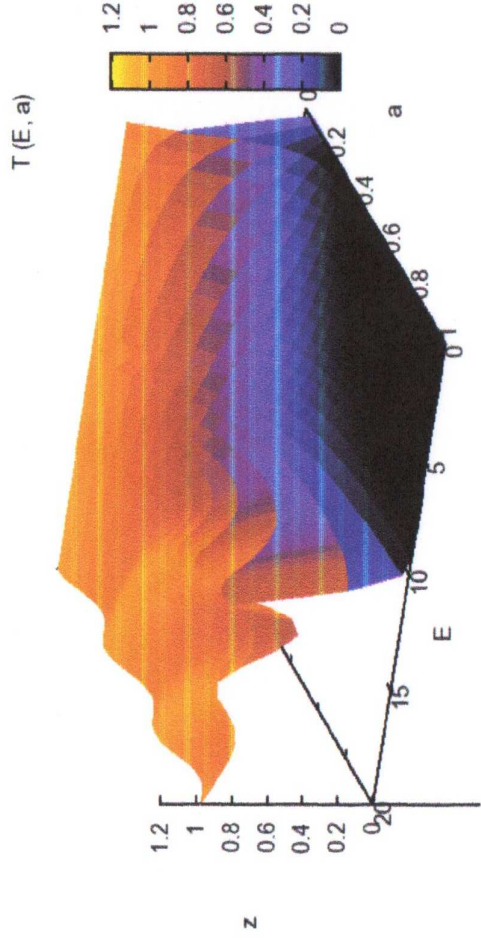


Figura 5: Coeficiente de transmisión $T(E, a)$ para $m = \hbar = 1$; $V_0 = 10$.

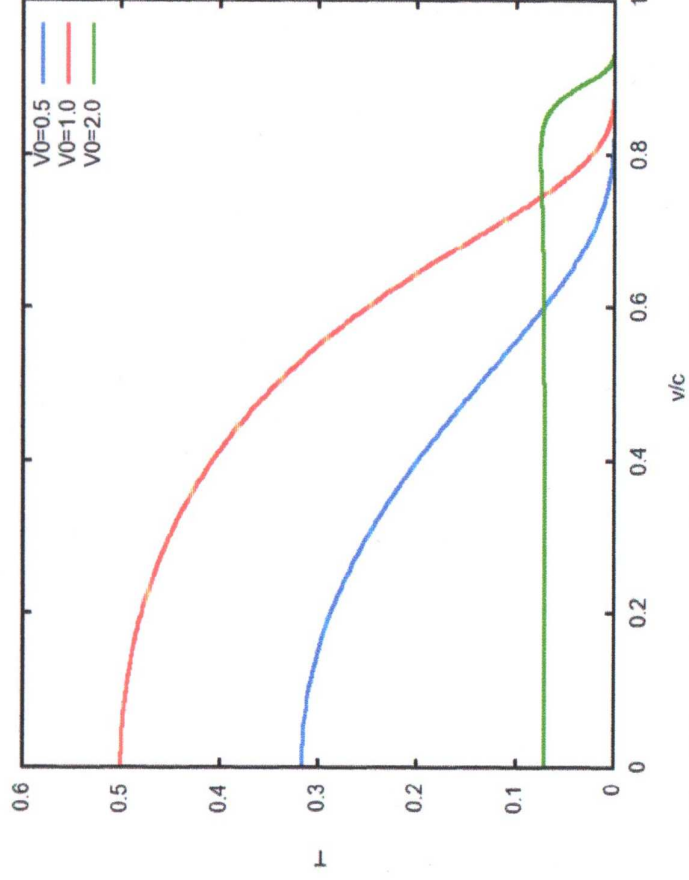


Figura 6: Coeficiente de transmisión relativista $T(v/c)$ para $c = m = \hbar = 1$; $a = 1$.

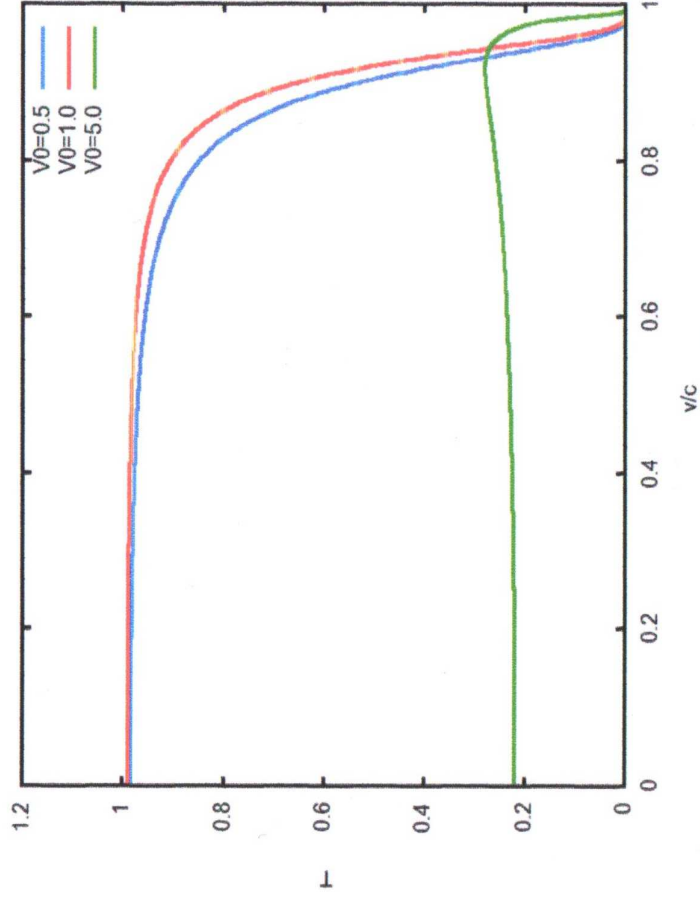


Figura 7: Coeficiente de transmisión relativista $T(v/c)$ para $c = m = \hbar = 1$; $a = 0.1$.

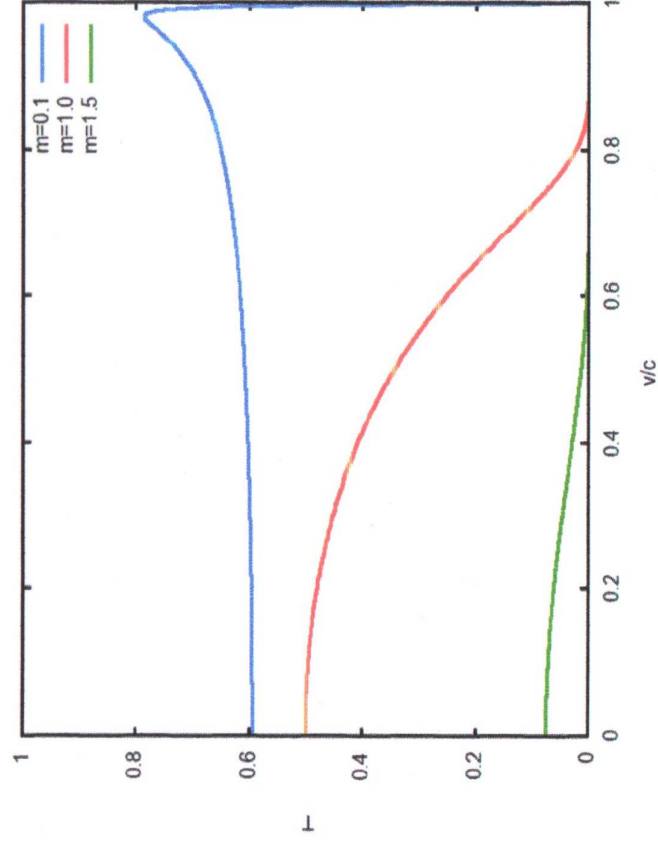


Figura 8: Coeficiente de transmisión relativista $T(v/c)$ para tunelación electrón-electrón, la masa del electrón es $m = 1$.

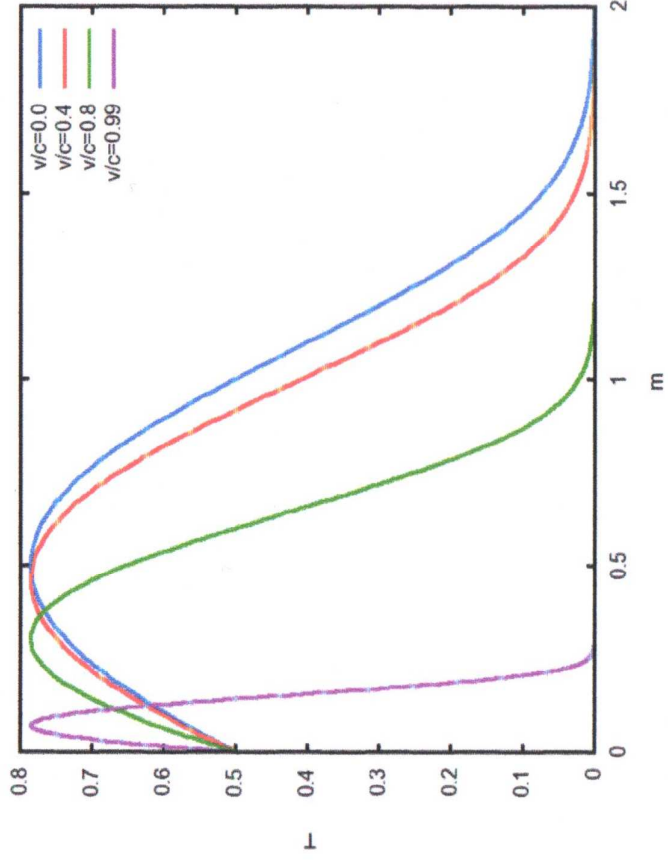


Figura 9: Dependencia respecto de la masa del coeficiente de transmisión relativista $T(m)$ para una tunelación electrón-electrón, con masa del electrón $m = 1$.

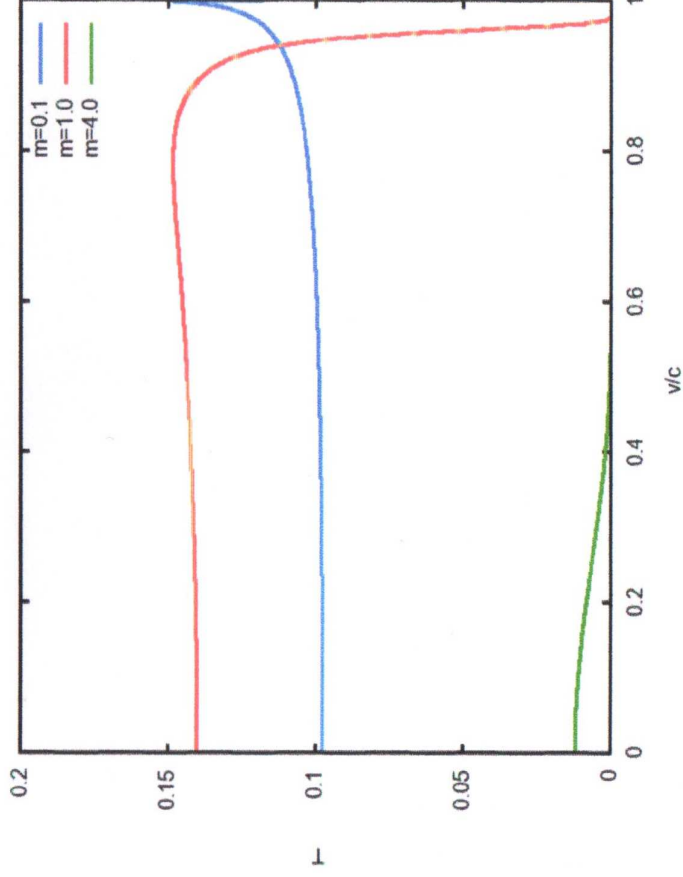


Figura 10: Coeficiente de transmisión relativista $T(v/c)$ para tunelación protón-protón, la masa del protón es $m = 1836$.

Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por su trabajo voluntario de publicación en la red, y a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y grabaciones. AIAS se administra a través del Fideicomiso de la familia Newlands, establecido en 2012.

Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., *Journal of Foundations of Physics and Chemistry*, (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, a partir de 2011).
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticism of the Einstein Field Equation” (CISP, 2011).
- [3] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (CISP, 2012, Número Especial Seis de la referencia (1)).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis Academic, 2005 - 2011) en siete volúmenes.
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria en las publicaciones de la Academia Serbia de Ciencias.
- [6] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field” (World Scientific, 2001);
- [8] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory” (World Scientific 1994).
- [9] M. W. Evans y J.- P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, 1994 a 2002) en diez volúmenes con encuadernación dura y blanda.
- [10] K. Pendergast, “The Life of Myron Evans” (CISP, 2011).
- [11] LENR Conference, University of Zurich, Sept. 2012 (véase el diario o blog de www.aias.us).
- [12] E. Merzbacher, “Quantum Mechanics” (Wiley, 2^a ed., 1970), pp. 191 y sigs.