

Reacción nuclear de baja energía: tunelación cuántica y absorción de espaciotiempo.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,
Civil List y AIAS,

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Las condiciones bajo las cuales se produce una reacción nuclear de baja energía pueden optimizarse mediante una aplicación directa de la ecuación de Schroedinger en un modelo realista del potencial inter-nuclear. Comenzando a partir de la ecuación de onda de la teoría ECE, puede considerarse el efecto de la absorción de espaciotiempo. Se definen las condiciones para una reacción nuclear de baja energía como la energía total E del átomo entrante, cantidad mucho menor que la energía potencial V de interacción. Se optimiza la tunelación cuántica cuando se maximiza el coeficiente de transmisión T . Para una barrera de Coulomb se demuestra que se maximiza T para $E \ll V$ cuando se maximiza la masa del átomo entrante. Se considera un potencial más realista, formado a partir de una combinación de fuerza de repulsión coulombica entre protones nucleares, de dos átomos diferentes, y una fuerza de atracción nuclear fuerte.

Palabras clave: Ecuación de onda de la teoría ECE, condición óptima para una reacción nuclear de baja energía.

1 Introducción.

En recientes documentos de esta serie de 229 trabajos a la fecha [1 – 10] se ha estudiado en detalle la teoría de reacciones nucleares de baja energía (RNBE). En este documento se definen las condiciones óptimas para la generación de RNBE utilizando un procedimiento directo, basado en ecuación de Schroedinger aplicado al potencial de un modelo realista. Las condiciones óptimas para la generación de RNBE se define como un valor máximo de T para $E \ll V$, donde T es el coeficiente de transmisión de la tunelación cuántica, E es la energía total y V la energía potencial del ecuación de Schroedinger, el límite cuántico no relativista de la ecuación de onda de la teoría ECE que [1 – 10]. Además, se considera el efecto de absorción de onda en el proceso de RNBE. En algunos dispositivos en operación [11] se aplica a la reacción una onda de fonón. En la teoría ECE que esto constituye una onda de espaciotiempo con un factor de proporcionalidad, y la teoría ECE también considera la absorción de momento. Se ha demostrado en documentos previos de esta serie (en especial el documento UFT 158 y siguientes, en el portal www.aias.us) que la dispersión y absorción Compton convencionales, así como la teoría de dispersión Raman, se derrumban si no se considera en forma correcta la transferencia de momento.

En la Sección 2 se define el potencial de un modelo realista, el cual consiste de una repulsión coulombica [12] entre los protones de los núcleos de dos átomos que interactúan, 1 y 2, y una atracción nuclear fuerte [13, 14] con el modelo de campo promedio de Woods Saxon. A medida que el átomo 1 se aproxima al átomo 2, primero se enfrenta con la barrera de Coulomb. Se demuestra en la Sección 3, empleando álgebra computacional, que puede producirse una efectiva tunelación cuántica a través de esta barrera cuando $E \ll V$. El coeficiente T alcanza un valor máximo cuando es máxima la masa del átomo entrante. La repulsión de Coulomb dentro de la entidad fusionada que se define en la Sección 2 se modela de la misma manera que en la teoría convencional de fusión nuclear, como la repulsión de Coulomb dentro de una esfera. En la entidad fusionada también hay una atracción nuclear fuerte entre los nucleones, tanto protones como neutrones. Esto se modela mediante el empleo del bien conocido potencial de campo medio de Woods Saxon. El potencial completo consiste en la suma de la repulsión de Coulomb entre protones y la atracción nuclear fuerte entre protones y neutrones. A medida que el átomo 1 se aproxima al átomo 2, el potencial completo atraviesa un valor positivo máximo antes de decrecer a un mínimo negativo en el ente fusionado y constituido por la combinación de los átomos 1 y 2. La entidad se descompone casi de inmediato para dar origen a los productos de la reacción de fusión.

Con el objeto de que se produzcan reacciones nucleares de baja energía aún bajo valor de energía total E , el ente fusionado deberá formarse mediante la tunelación cuántica del átomo 1 en el átomo 2. Se utiliza la bien conocida aproximación de WKB [12] utilizada en el documento previo UFT228 de esta serie (www.aias.us) la cual se extiende al potencial completo y al coeficiente de transmisión de tunelación cuántica evaluado numéricamente en la Sección 3. En la Sección 2 se desarrolla el efecto de absorción a partir de la ecuación de onda de la teoría ECE [1–10], la cual es una bien conocida generalización covariante generalizada de la teoría del campo unificado de la ecuación de Schroedinger.

2. Absorción y tunelación cuántica en reacciones nucleares de baja energía (RNBE).

Consideremos la ecuación de onda de la teoría ECE:

$$(\square + R) \not{q}^a = 0 \quad (1)$$

la cual puede ampliarse como :

$$(\square + R) \begin{bmatrix} \psi_1^R & \psi_2^R \\ \psi_1^L & \psi_2^L \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

Aquí \not{q}^a es la tetrada de Cartan, y R se define [1-10] por geometría. La Ec. (2) puede reducirse a la ecuación de Klein Gordon:

$$\left(\square + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (3)$$

donde m es la masa de la partícula, c es la velocidad de la luz y \hbar es la constante reducida de Planck. La Ec. (3) puede deducirse a partir del ecuación de la energía de Einstein:

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

utilizando los postulados de Schroedinger:

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \underline{p} = -i\hbar \underline{\nabla}, \quad (5)$$

de manera que se deduce que:

$$\left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k^2 \quad (6)$$

y

$$\left(\square + \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \psi = 0. \quad (7)$$

La Ec. (7) también puede expresarse como:

$$(E^2 - c^2 p^2) \psi = m^2 c^4 \psi = \hbar^2 (\omega^2 - k^2 c^2) \psi \quad (8)$$

que constituye un ejemplo del dualismo onda partícula. Puede linealizarse mediante el empleo de:

$$E^2 - m^2 c^4 = (E - mc^2)(E + mc^2) \quad (9)$$

de manera que

$$(E - mc^2) \psi = \left(\frac{c^2 p^2}{E + mc^2} \right) \psi \quad (10)$$

En la aproximación no relativista:

$$E \rightarrow mc^2 \quad (11)$$

de manera que:

$$(E - mc^2) \psi = \frac{p^2}{2m} \psi. \quad (12)$$

La Ec. (12) es la ecuación de Schroedinger de la partícula libre, expresada habitualmente como:

$$\frac{p^2}{2m} \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = E \psi \quad (13)$$

es decir la energía total, que se expresa como E en la ecuación de Schroedinger, es la energía relativista total de la partícula libre menos su energía en reposo:

$$E = T = (\gamma - 1) mc^2 \quad (14)$$

donde T es la energía cinética relativista de la partícula libre. La ecuación de Schroedinger de la

partícula libre, en consecuencia, puede expresarse como:

$$\nabla^2 \psi = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi \quad (15)$$

donde la masa es:

$$m = \frac{\hbar}{c} (\omega^2 - k^2 c^2)^{1/2}. \quad (16)$$

Si se asumen los postulados de de Broglie-Einstein, entonces:

$$E = \hbar \omega = \gamma m_0 c^2 \quad (17)$$

$$\underline{P} = \hbar \underline{k} = \gamma m_0 \underline{v} \quad (18)$$

donde:

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

es el factor de Lorentz. Aquí, \underline{v} es la velocidad de la partícula libre, ω es su frecuencia angular y \underline{k} es su número de onda.

El proceso de absorción de energía y momento del espaciotiempo puede describirse como un cambio de masa:

$$m \rightarrow m + m_1 = \frac{\hbar}{c^2} \left[(\omega^2 - k^2 c^2)^{1/2} + (\omega_1^2 - k_1^2 c^2)^{1/2} \right] \quad (20)$$

De manera que la masa efectiva de la partícula se incrementa. Se mantiene la misma conclusión para la masa reducida de dos masas que interactúan, m_1 y m_2 :

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (21)$$

En presencia de la energía potencial V , la ecuación de Schroedinger para la partícula libre deviene:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V\right)\psi = E\psi \quad (22)$$

es decir:

$$\nabla^2 \psi = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\psi \quad (23)$$

En la bien conocida [12] aproximación de WKB, el coeficiente de transmisión para la tunelación cuántica a partir de la Ec. (23) es [12]:

$$T = \frac{4}{\left(2\theta + \frac{1}{2\theta}\right)^2} \quad (24)$$

donde:

$$\theta = \exp\left(\frac{(2\mu)^{1/2}}{\hbar} \int_a^b (V(r) - E)^{1/2} dr\right) \quad (25)$$

donde la integral se evalúa entre: del potencial. En general, este proceso de tunelación cuántica puede verse acompañado por absorción cuántica, que se describe a continuación:

$$\mu \rightarrow \mu + \frac{\hbar}{c^2} \left(\omega_1^2 - k_1^2 c^2\right)^{1/2}. \quad (26)$$

En la teoría de fusión nuclear convencional, el potencial en una dimensión es:

$$V = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)} + V_C \quad (27)$$

que constituye la suma de la repulsión de Coulomb y de la atracción nuclear fuerte. Este potencial se representa en la Figura 1.

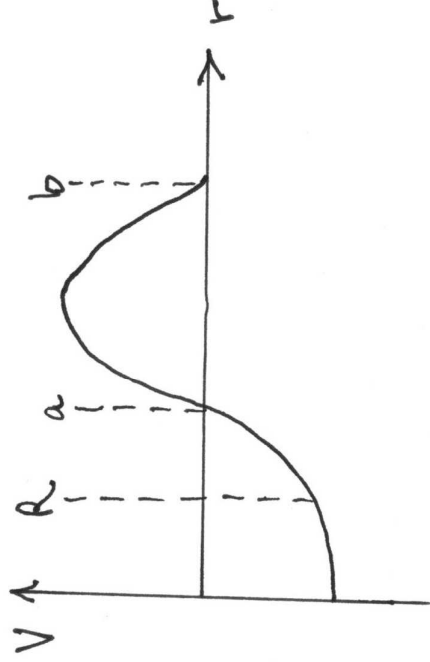


Figura 1

La repulsión de Coulomb en la teoría de fusión convencional es:

$$V_c = Z_1 Z_2 e^2 / r, \quad r > R, \quad (28)$$

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \left(3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right), \quad r < R, \quad (29)$$

donde hay Z_1 protones en el átomo 1 y Z_2 protones en el átomo 2. La región r menor que R define el interior del ente fusionado del radio igual a R . Por lo tanto, el interior se modela como una esfera cargada de radio R . Fuera del ente fusionado, en la región definida por r mayor que R , se utiliza convencionalmente la ley de Coulomb tradicional. En el nivel de teoría ECE [1 - 10] se cambia la ley de Coulomb.

El potencial debido a la fuerza nuclear fuerte entre protones y neutrones se modela convencionalmente según la aproximación de campo media a través del potencial de Woods Saxon:

$$V = - \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)}, \quad (30)$$

El signo negativo significa que la fuerza nuclear fuerte es una fuerza de atracción tanto entre protones como entre neutrones, es decir entre todos los nucleones, ya sea en los núcleos separados 1 y 2, o en el núcleo fusionado. Aquí, V_0 representa la profundidad del pozo del potencial, mientras que a es el espesor de la superficie del núcleo.

En consecuencia, el coeficiente de transmisión se calcula en general mediante el empleo del potencial combinado (27). En la región en la que predomina la parte repulsiva, el potencial se reduce a:

$$V \longrightarrow Z_1 Z_2 e^2 / r \quad (31)$$

y tal como se demuestra en la Sección 3, el coeficiente de transmisión en este caso puede expresarse como:

$$T = \frac{16y}{16y^2 + 8y + 1} \quad (32)$$

donde:

$$y = \exp\left(\frac{(Z_m F)^{1/2} \pi a}{t_0}\right) \quad (33)$$

La transmisión máxima se produce exactamente en:

$$y = \frac{1}{4} \quad (34)$$

y en este valor:

$$m F = \frac{(\log 4)^2 t_0^2}{2 \pi^2 a^2} \quad (35)$$

Dado que a varía muy lentamente con Z , entonces:

$$F \propto \frac{1}{m} \quad (36)$$

para una transmisión óptima, cuanto más pesado es el elemento menor será la energía requerida.

3. Análisis de resultados.

En esta sección, calculamos algunos ejemplos para el coeficiente de transmisión. Mediante la aproximación WKB, esto se llevó a cabo a través de las Ecs. (24) y (25). Por sustitución de variables de

$$\theta^2 = y, \quad (37)$$

la Ec.(24) puede expresarse como

$$T = \frac{16y}{16y^2 + 8y + 1}, \quad (38)$$

Esta función se representa gráficamente en la Fig.2 de esta Sección. Estableciendo

$$\frac{dT}{dy} = 0 \quad (39)$$

se encuentra que el máximo se encuentra en $y = 1/4$. Este es un resultado general y se mantiene para todas las formas de y respecto de θ definidas por la Ec.(25). El vector de onda κ se define en general mediante

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sqrt{V(r) - E}, \quad (40)$$

3.1 Barrera de potencial rectangular

En el caso de una partícula libre tenemos

$$V(r) = V_0 = \text{constante} \quad (41)$$

y la dependencia de la energía respecto de κ es de la forma

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sqrt{V_0 - E}, \quad (42)$$

lo cual conduce a un valor de θ de

$$\theta = \exp\left(\frac{\sqrt{2\mu(V_0 - E)}}{\hbar} (b - a)\right) \quad (43)$$

de acuerdo con la Ec.(25), donde μ representa la masa reducida, y el pozo de potencial ocupa desde la posición a hasta la posición b . El correspondiente coeficiente de transmisión se representa gráficamente en la Fig. 3 para tres valores de μ . Puede observarse que la transmisión alcanza un máximo cuando E alcanza el pozo de potencial V_0 , a partir de donde se establece la transmisión clásica. Luego tenemos $\theta = 1$ a partir de la Ec. (25) y el coeficiente de transmisión asume el valor

$$T_{\max} = \frac{4}{\left(2 + \frac{1}{2}\right)^2} = 0.64, \quad (44)$$

En consecuencia, todas las curvas en la Fig. 4 se ubican en un intervalo por debajo de este valor.

3.2 Potencial de Coulomb

En el caso de una barrera de Coulomb tenemos, según la Ec.(28):

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (45)$$

En el punto $r = b$ es

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b}, \quad (46)$$

Insertando esto en κ conduce a la expresión simplificada

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar} \sqrt{\frac{b}{r} - 1}, \quad (47)$$

y a partir de la Ec.(25) se obtiene

$$\theta = \exp\left(\frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar} \int_0^b \sqrt{\frac{b}{r} - 1} dr\right) \quad (48)$$

El cálculo de la integral produce un resultado sencillo:

$$\int_0^b \sqrt{\frac{b}{r} - 1} dr = \frac{\pi b}{2}, \quad (49)$$

de manera que:

$$k = \frac{\sqrt{2\mu F}}{\hbar} \frac{\pi b}{2}, \quad (50)$$

$$\Phi = \exp\left(\frac{\sqrt{2\mu F}}{\hbar} \frac{\pi b}{2}\right). \quad (51)$$

Debido a la Ec. (46), b depende de E . La dependencia completa de θ respecto de E es, por lo tanto

$$\theta = \exp\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2^{3/2} \epsilon_0 \hbar} \sqrt{\frac{\mu}{F}}\right). \quad (52)$$

El coeficiente de transmisión $T(E)$ que resulta de esta función se muestra en la Fig.4 para tres valores de masa (con todas las otras constantes establecidas igual a la unidad). Puede observarse que la transmisión se incrementa hasta un máximo a mayores valores de energía, pero con una pendiente inversa respecto del pozo de potencial constante (Fig.3).

A partir del resultado general de que y en la Ec.(38) alcanza un valor máximo para $y = 1/4$, obtenemos a partir de la Ec.(52):

$$\theta_{\max}^2 = \frac{1}{2}, \quad (53)$$

o tomando el logaritmo de esta ecuación:

$$\frac{\mu}{F} = \frac{32 \log(2)^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}{Z_1^2 Z_2^2 e^4}. \quad (54)$$

Para que T alcance un valor máximo, μ y E deben de conservar una relación fija entre sus valores. Para números ordinales mayores de los núcleos, la constante se vuelve menor. Dado que en este caso μ se vuelve mayor del lado izquierdo, ello significa que esto debe de compensarse mediante un mayor valor de energía. En otras palabras, masas más pesadas requieren de mayores energías para alcanzar un valor óptimo de coeficiente de transmisión. A partir de la Ec.(54) la energía óptima para una combinación de dos masas m_1 y m_2 viene dada por

$$F_{opt} = \frac{\sum_i^2 Z_i^2 e^4 \mu}{32 \log(2) \epsilon_0^2 h^2} \quad (55)$$

con

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (56)$$

$V_0 = 93.89 \text{ MeV}$	profundidad de función potencial
$r_a = 1.18 \times 10^{-15} \text{ m}$	radio de carga individual en núcleo objetivo
$R = r_a (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$	Radio de función potencial central
$a_t = .454 \times 10^{-15} \text{ m}$	difusividad del potencial
$A_t = 15.9994$	masa atómica del oxígeno, el objetivo
$A_p = 12.011$	masa atómica del carbono, el proyectil
$V_{WS} = -V_0 / (1 + \exp[(r - R)/a_t])$	Potencial de Woods-Saxon
$k = 8.99 \times 10^9$	$1/(4\pi\epsilon)$
$Z_t = 8$	número de protones en objetivo
$Z_p = 6$	número de protones en el proyectil

Tabla 1: Datos de potencial de Woods Saxon según Hamada [14]

3.3 Potenciales de Woods Saxon y de Coulomb

Pueden modelarse pozos de potencial realistas si se asume un potencial de Woods Saxon dentro del núcleo y un potencial de Coulomb en todo lugar. Este último debe de seleccionarse en forma diferente dentro y fuera del núcleo, véanse las Ecs. (27-30). Insertando este potencial combinado en la Ec.(25) no brinda una solución analítica para la integral, por lo que, en consecuencia, κ debe de determinarse por integración numérica. Para el límite superior de integración se mantienen válidos los resultados de la sección precedente, es decir que el límite b de integración depende de E según lo establece la Ec.(46). Lo mismo se cumple para el límite inferior de integración a . Ambos pueden hallarse resolviendo

$$V_{WS}(r) + V_c(r) - E = 0 \quad (57)$$

con el potencial de Woods Saxon (30) y el potencial de Coulomb (29). Esta ecuación no puede resolverse en forma analítica, sino en forma numérica. La región de potencial positivo se representa en la Fig. 5 como una gráfica tridimensional en la que los ejes relativos se definen mediante

$$\eta = \frac{r}{R} \quad (58)$$

$$\lambda = \frac{E}{V_0} \quad (59)$$

Los parámetros para el potencial de Woods Saxon para el sistema carbono-oxígeno se incluyeron en la Tabla 1. V_0 es la profundidad del pozo de potencial en el centro nuclear.

La Fig.6 representa el coeficiente de transmisión calculado para el sistema carbono-oxígeno. Resulta suficientemente elevado como para explicar procesos nucleares cuando E se ubica en el intervalo de algunos percentilos del valor de V_0 .

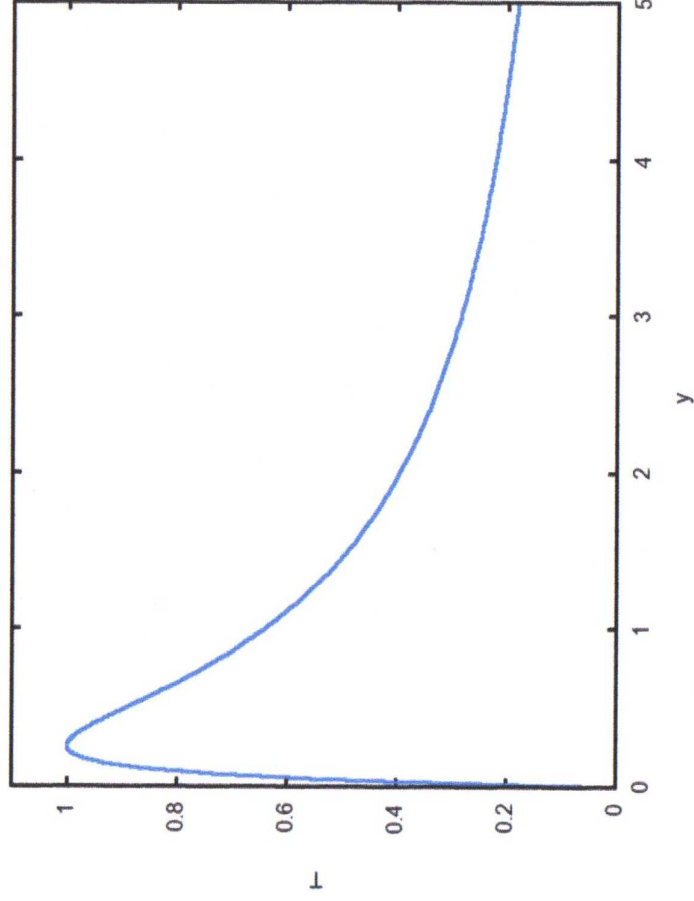


Figura 2: Coeficiente de transmisión $T(y)$.

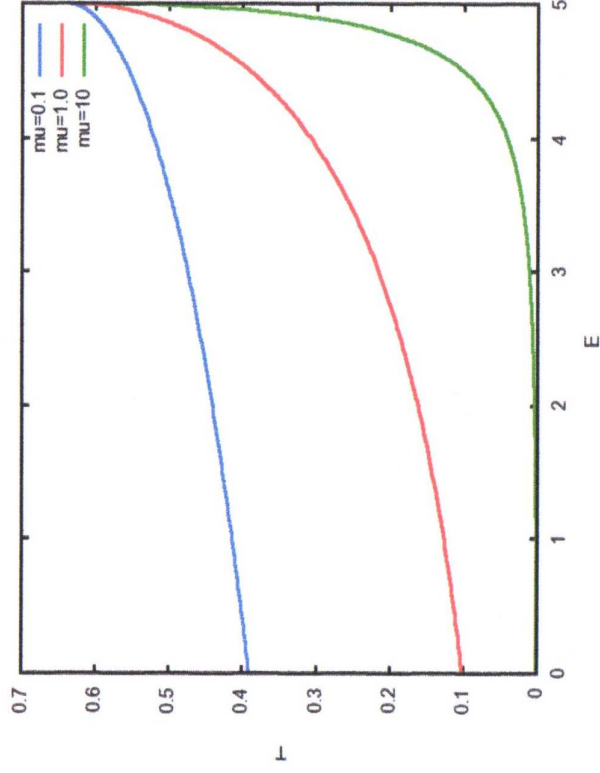


Figura 3: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para tres valores de μ y para un valor constante de barrera de potencial $V_0 = 5$.

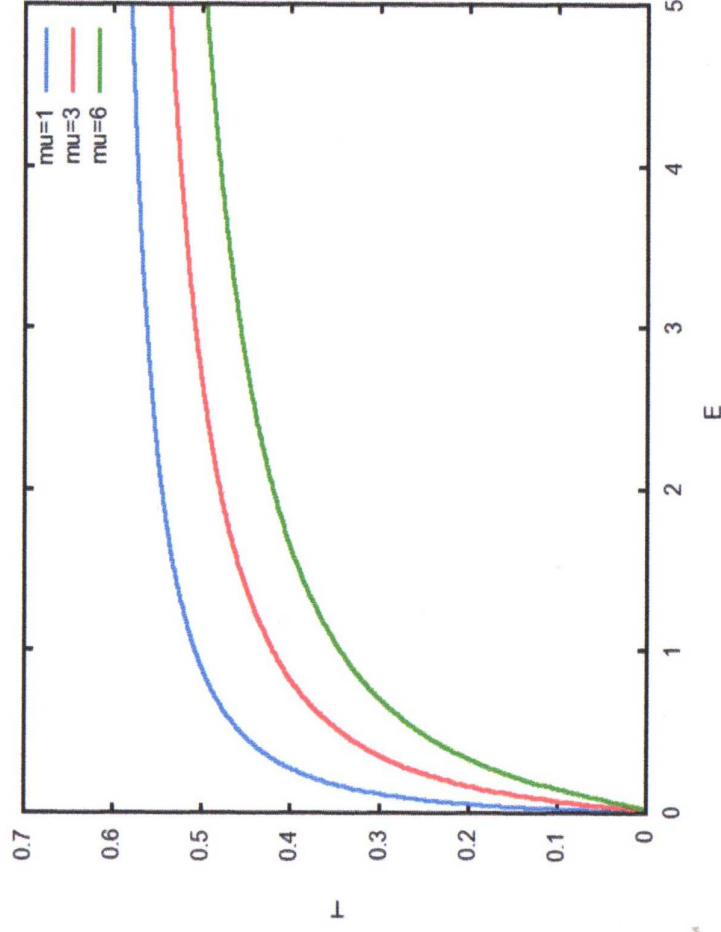


Figura 4: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para tres valores de μ y para una barrera de Coulomb.

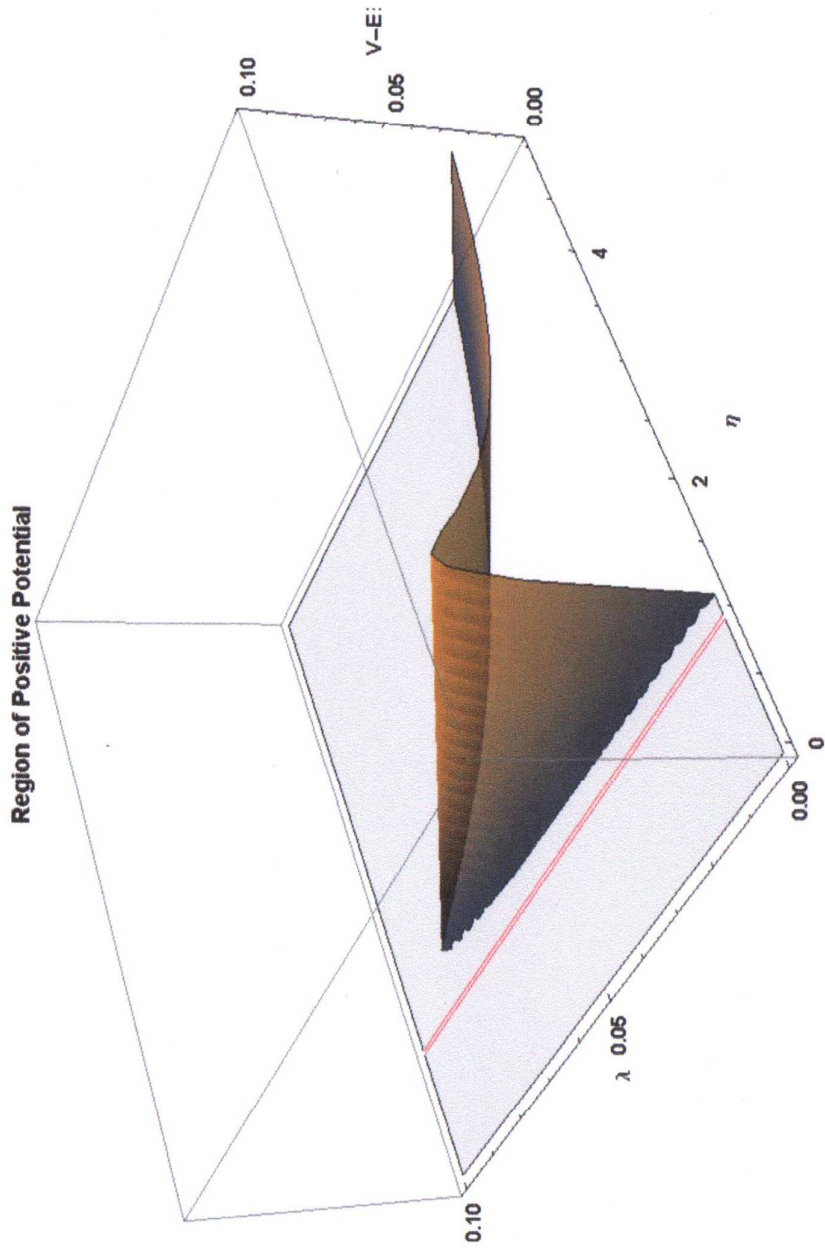


Figura 5: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para tres valores de μ para una barrera de potencial constante $V_0 = 5$.

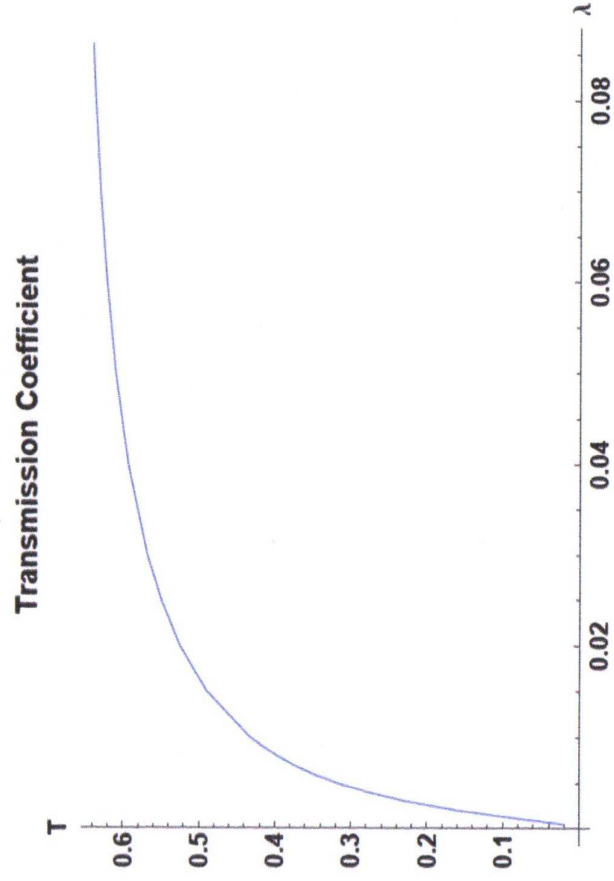


Figura 6: Coeficiente de transmisión $T(E)$ para tres valores de μ para una barrera de Coulomb.

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 publicación en red, a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y las grabaciones. El AIAS se administra a través del Fideicomiso de la Familia Newlands, establecido en 2012.

Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012).
- [2] M. W. Evans, Ed. J. Found. Phys. Chem., (CISP, a partir de junio de 2011, seis publicaciones anuales).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP, 2011).
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Hay traducción al castellano por Alex Hill publicada en la Sección en Español del portal www.aias.us.
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 to 2011), en siete volúmenes.
- [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 J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002), en 10 volúmenes publicados en encuadernación dura y blanda.
- [9] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).
- [10] Los portales de la teoría ECE www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.ef3m.net, www.upitec.org. También en el Archivo de Portales Británico de la Biblioteca Británica www.webarchive.org.uk, Sección de Ciencia y Tecnología.
- [11] Brillouin Energy Corporation / Stanford Research Institute www.brillouinenergy.com/?page=history.
- [12] E. Merzbacher, "Quantum Mechanics" (Wiley, 1970, segunda edición).
- [13] L. H. Ryder, "Quantum Field Theory" (Cambridge 1996, 2ª. Ed.).
- [14] R. D. Woods y D. S. Saxon, Phys. Rev., 95, 577 (1954).
- [15] Sh. Hamada, N. Burtebayev, K.A. Gridnev, N. Amangeldi, Nuclear Physics A 859 (2011) 29-38.