

Teoría general ECE de interacción de campos y partículas: aplicación a reacciones nucleares de baja energía (RNBE).

por

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

Civil List y AIAS

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrolla la teoría general ECE de interacción entre campos de partículas en los niveles clásico y relativista cuántico utilizando la prescripción mínima. La teoría conserva la energía y momento total, y densidad de carga y corriente, y se basa en el desarrollo del postulado de la tetrada de la geometría de Cartan, en la ecuación de onda ECE y en una ecuación del fermión. Esta última se desarrolla para cualquier clase de interacción entre campos o entre partículas, o entre partículas y campos. En la teoría ECE todas estas interacciones son fenómenos del espaciotiempo representados mediante geometría. La teoría general se aplica a datos experimentales reproducibles y repetibles a partir de reacciones nucleares de baja energía.

Palabras clave: Teoría ECE, interacción general entre campos y partículas, reacción nuclear de baja energía.

1. Introducción.

En documentos previos de esta serie [1 – 10] se ha demostrado que la opinión heredada en lo referido a la interacción entre partículas se vuelve salvajemente errónea cuando se consideran correctamente la conservación de la energía y el momento. Específicamente se trata de los documentos UFT158 y siguientes del portal www.aias.us, también publicados en la ref. (1). La teoría fundamental acerca de la interacción entre partículas de la opinión heredada ha sufrido un colapso. Con el objeto de remediar este desastre para la física establecida, se sugirió un nuevo enfoque en los documentos UFT181 y UFT182, basado en la ecuación de onda de la teoría ECE [1 – 10]. Esto último se dedujo en los documentos iniciales de esta serie a partir del postulado de la tetrada de la geometría de Cartan [11]. En los documentos UFT172 a UFT174 del portal www.aias.us se dedujo la ecuación del fermión a partir de la ecuación de onda de la teoría ECE. La ecuación del fermión es equivalente a la representación quiral del ecuación de Dirac pero sin la necesidad de las matrices de Dirac. Utiliza la matriz de la tetrada de 2×2 . La ecuación del fermión no conduce a la energía negativa y sin sentido físico, de manera que posee esta gran ventaja sobre la ecuación de Dirac. En la Sección 2, la ecuación del fermión se desarrolla en una teoría general ECE de interacción campo-campo, partícula-campo y partícula-partícula, utilizando una prescripción mínima generalizada. Esta teoría general puede aplicarse a una amplia gama de problemas. Conserva la energía y el momento total, así como la carga y la densidad de corriente totales. Es una teoría del campo unificado que es covariante generalizada, y puede utilizarse en los cuatro campos fundamentales: gravitación, electromagnetismo, y campo nuclear débil y fuerte. También puede aplicarse a la interacción partícula-partícula, o a la interacción campo de materia/campo de materia, o a la interacción partícula-campo de materia, por ejemplo en la dispersión, reacciones químicas, aniquilación y transmutación, fisión y fusión. En la Sección 3 se aplica a ejemplos específicos de reacciones nucleares de baja energía (RNBE). Se acepta generalmente que los datos experimentales en las RNBE su reproducible es y repetibles, y se espera dispositivos que utilicen RNBE como una nueva fuente de energía estén disponibles en un futuro cercano. De manera que se vuelve importante comprender las RNBE a partir de la teoría ECE, la cual constituye la primera teoría del campo unificado covariante generalizada y aceptada en forma general.

2. Teoría general ECE.

Esta sección debiera leerse, como es habitual, conjuntamente con las notas de acompañamiento para este documento que se incluyen también en el portal www.aias.us. Estas notas de acompañamiento proporcionan amplios detalles académicos, de los cuales este documento constituye una sinopsis.

Consideremos dos partículas de cuatro momentos p^μ y p_1^μ :

$$P^\mu = \left(\frac{E}{c}, \underline{P} \right) \quad , \quad P_1^\mu = \left(\frac{E_1}{c}, \underline{P}_1 \right) \quad (1)$$

En el desarrollo semi clásico:

$$P^\mu = i\hbar \partial^\mu \quad (2)$$

donde:

$$\partial^\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right). \quad (3)$$

En la prescripción mínima, la interacción se describen mediante:

$$P^\mu \longrightarrow P^\mu + P_1^\mu \quad (4)$$

De manera que:

$$\underline{E} \longrightarrow E + E_1 \quad (5)$$

$$\underline{P} \longrightarrow \underline{P} + \underline{P}_1 \quad (5a)$$

donde E es la energía relativista total:

$$\underline{E} = mc^2 \quad (6)$$

y donde \underline{p} es el momento relativista:

$$\underline{P} = \gamma m \underline{v}. \quad (7)$$

El factor de Lorentz se define mediante:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

donde \underline{v} es la velocidad de una partícula de masa m y donde c es la velocidad de la luz en el vacío. La Ec. (7) implica [12] la ecuación de energía de Einstein:

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

la cual puede expresarse como:

$$E^2 - m^2 c^4 = (E - mc^2)(E + mc^2) = c^2 p^2. \quad (10)$$

La energía cinética relativista [12] se define como:

$$T = E - mc^2 = (\gamma - 1) mc^2 = \frac{c^2 p^2}{E + mc^2} \quad (11)$$

De manera que la energía cinética relativista es:

$$T = \left(\frac{\gamma^2}{\gamma - 1} \right) m v^2 \quad (12)$$

y se reduce en el límite no relativista a:

$$\gamma \rightarrow 1 \quad (13)$$

a la energía cinética no relativista clásica de la partícula:

$$T = \frac{1}{2} m v^2. \quad (14)$$

A partir de las Ecs. (4) y (9):

$$(E + E_1)^2 = c^2 (P + P_1)^2 + m^2 c^4. \quad (15)$$

Esta es la descripción relativista clásica de interacción entre partículas con la prescripción mínima. A partir de la Ec. (15):

$$(E + E_1)^2 - m^2 c^4 = c^2 (P + P_1)^2 \quad (16)$$

de manera que:

$$T = E + E_1 - m c^2 = \frac{c^2 (P + P_1)^2}{E + E_1 + m c^2} \quad (17)$$

es la energía cinética relativista de una partícula de masa m interactúa con una partícula de masa m_1 . Puede expresarse como:

$$T = m \frac{(\gamma v + \gamma_1 v_1)^2}{1 + \gamma + \gamma_1} \quad (18)$$

donde:

$$\gamma_1 = \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (19)$$

donde v_1 es la velocidad de la partícula m_1 .

Esta teoría relativista clásica constituye un límite de la ecuación del fermión de la teoría ECE, la cual se deduce a partir de la geometría de Cartan. Los conceptos de masa de partícula m y m_1 constituyen límites del factor R más general de la ecuación de onda de la teoría ECE, tal como se describe en los documentos UFT181 y UFT182 y en los documentos precedentes. En general, la teoría ECE permite la variación de la masa. El análisis incluido en

Los documentos UFT158 y siguientes, demuestra que el concepto de masa fija de partícula, proveniente de la opinión heredada, resulta completamente insostenible.

Es bien sabido que la ecuación de Dirac puede utilizarse para describir fenómenos tales como el factor g del electrón, el factor Landé, el anómalo efecto Zeeman, la resonancia del espín electrónico (ESR), la resonancia magnética nuclear (NMR), la imagenología de resonancia magnética (MRI), el factor de Thomas, el acoplamiento orbital de espín y el efecto Darwin. Sin embargo, las aproximaciones utilizadas en la proclamación de estos resultados se han seleccionado muy cuidadosamente. Esta selección de aproximación se ilustra continuación a un nivel relativista clásico. La ecuación del fermión produce todos estos fenómenos a partir de la misma selección de aproximaciones. Mediante el empleo de equipos de cómputo contemporáneo tales aproximaciones ya no son necesarias, y es posible iniciar un análisis mucho más detallado.

Las aproximaciones se inician al expresar la Ec. (15) como:

$$E + E_1 = \frac{c^2 (p + p_1)^2}{E + E_1} + \frac{m^2 c^4}{E + E_1} \quad (20)$$

Si sumamos el término mc^2 a ambos lados de la ecuación:

$$E + E_1 + mc^2 = \frac{c^2 (p + p_1)^2}{E + E_1} + \frac{m^2 c^4}{E + E_1} + mc^2 \quad (21)$$

Supongamos que:

$$E_1 \ll E \quad (22)$$

En los denominadores del lado derecho de la Ec. (21) supongamos que

$$E + E_1 \sim E \quad (23)$$

para obtener:

$$E + E_1 + mc^2 = \frac{c^2 (p + p_1)^2}{E} + \frac{m^2 c^4}{E} + mc^2 \quad (24)$$

A continuación supongamos que en el límite clásico no relativista:

$$E = \gamma mc^2 \longrightarrow mc^2 \quad (25)$$

Utilizamos esta aproximación en la Ec. (24) en la manera seleccionada a continuación:

$$2mc^2 + E_1 = \frac{c^2}{E} (p + p_1)^2 + \frac{mc^4}{mc^2} + mc^2 = \frac{c^2}{E} (p + p_1)^2 + 2mc^2 \quad (26)$$

Cuando se cuantizan, estas son las aproximaciones utilizadas por Dirac y sus contemporáneos. No son muy satisfactorias porque son aproximaciones seleccionadas en forma específica, es decir que no se utilizan en forma consistente a lo largo de todas las ecuaciones. Ha surgido un factor dos y esto constituye la base de la afirmación de que la ecuación de Dirac proporciona el factor g y el factor de Thomas. En realidad, el factor dos ha sido seleccionado cuidadosamente a partir de la teoría con el objeto de producir el resultado "correcto".

A continuación, la Ec. (26) se reordena como:

$$E = \frac{c^2 (p + p_1)^2}{2mc^2 + E_1} + \frac{2mc^2 E}{2mc^2 + E_1} \quad (27)$$

En el segundo término del lado derecho de esta ecuación se supone que:

$$E_1 \ll 2mc^2, \quad E \sim mc^2 \quad (28)$$

para obtener:

$$E = \frac{c^2 (p + p_1)^2}{2mc^2 + E_1} + mc^2 \quad (29)$$

Por lo tanto, la energía cinética relativista de las partículas interactúan es:

$$T = E - mc^2 = \frac{1}{2m} (p + p_1)^2 \left(1 + \frac{E_1}{2mc^2}\right)^{-1} \quad (30)$$

Finalmente suponemos que:

$$\left(1 + \frac{E_1}{2mc^2}\right)^{-1} \sim 1 - \frac{E_1}{2mc^2} \quad (31)$$

para obtener:

$$T = \frac{1}{2m} (p + p_1)^2 \left(1 - \frac{E_1}{2mc^2}\right) \quad (32)$$

Comparando las Ecs. (32) y (17) se observa que la Ec. (17) se ha aproximado mediante el empleo de la Ec. (26), de manera que la Ec. (17) deviene:

$$T = E_+ + E_- - mc^2 \sim \frac{c^2(P_+ + P_-)^2}{2mc^2 + E_+} \quad (33)$$

Esta ecuación se aproxima aún más mediante:

$$T = E_+ + E_- - mc^2 \sim E_+ - mc^2 \quad (34)$$

para dar la Ec. (32).

Con el objeto de cuantizar esta teoría, se utiliza la ecuación del fermión [1 - 10]:

$$((E_+ + E_-) + c\sigma_+ \cdot (P_+ + P_-)) \phi^L = mc^2 \phi^R \quad (35)$$

$$((E_+ + E_-) - c\sigma_- \cdot (P_+ + P_-)) \phi^R = mc^2 \phi^L \quad (36)$$

donde los espinores de la derecha y la izquierda se definen mediante:

$$\phi^L = \begin{bmatrix} \psi_1^L \\ \psi_2^L \end{bmatrix}, \quad \phi^R = \begin{bmatrix} \psi_1^R \\ \psi_2^R \end{bmatrix} \quad (37)$$

Resulta así que:

$$((E_+ + E_-)^2 - c^2\sigma_+ \cdot (P_+ + P_-) \sigma_- \cdot (P_+ + P_-)) \phi^L = mc^4 \phi^L \quad (38)$$

y en forma similar para ϕ^R . Las aproximaciones cuidadosamente seleccionadas ya descritas en el nivel clásico se llevan a cabo de la siguiente manera, generando una gama de fenómenos en esta teoría general de la interacción.

Escribiendo la Ec. (38) como:

$$(E_+ + E_-) \phi^L = \left(\sigma_- \cdot (P_+ + P_-) \left(\frac{c^2}{E_+ + E_-} \right) \sigma_- \cdot (P_+ + P_-) + \frac{mc^4}{E_+ + E_-} \right) \phi^L \quad (39)$$

Sumando el término mc^2 a ambos lados:

$$(E_+ + E_- + mc^2) \phi^L = \left(\sigma_- \cdot (P_+ + P_-) \left(\frac{c^2}{E_+ + E_-} \right) \sigma_- \cdot (P_+ + P_-) + mc^2 \right) \phi^L \quad (40)$$

Aproximando de la misma manera en que ya fue descrito para el nivel clásico para encontrar

que

$$\hat{H}\phi^L = T\phi^L \quad (41)$$

donde:

$$T = E - mc^2 \quad (42)$$

y

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \underline{\sigma} \cdot (\underline{P} + \underline{P}_1) \left(1 - \frac{E_1}{2mc^2}\right) \underline{\sigma} \cdot (\underline{P} + \underline{P}_1) \quad (43)$$

es el operador hamiltoniano. En la representación del momento de la mecánica cuántica:

$$\underline{P} = -i\hbar \underline{\nabla} \quad (44)$$

donde \hbar es la constante reducida de Planck. Por lo tanto, el operador hamiltoniano resulta:

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 \quad (45)$$

donde:

$$\hat{H}_1 = \frac{1}{2m} \underline{\sigma} \cdot (-i\hbar \underline{\nabla} + \underline{P}_1) \underline{\sigma} \cdot (-i\hbar \underline{\nabla} + \underline{P}_1) \quad (46)$$

y

$$\hat{H}_2 = -\underline{\sigma} \cdot (-i\hbar \underline{\nabla} + \underline{P}_1) \frac{E_1 \underline{e}_z}{4mc^2} (-i\hbar \underline{\nabla} + \underline{P}_1) \quad (47)$$

Consideremos, para propósitos ilustrativos, la interacción del potencial electromagnético A^μ de $U(1)$ con un electrón. Entonces, según la opinión heredada se afirma que el operador \hat{H}_1 produce el factor g del electrón, el anómalo efecto Zeeman, ESR, NMR y MRI. Tal como hemos argumentado, esta afirmación se basa en una aproximación cuidadosamente seleccionada para introducir el crítico factor dos. El segundo hamiltoniano \hat{H}_2 produce el factor de Thomas factor, el acoplamiento orbital de espín y el término de Darwin.

Todos estos fenómenos tendrán sus equivalentes en la teoría general ECE que se está desarrollando aquí. Adicionalmente, ya no es necesario adherirse a los procedimientos de aproximación de una era anterior gracias a la disponibilidad de métodos computacionales. De manera que una multitud de nuevos fenómenos emergen a partir de la teoría, aún en este nivel semi-clásico.

En la Ec. (43):

$$\underline{\alpha} \cdot (\underline{P} + \underline{P}_1) \underline{\sigma} \cdot (\underline{P} + \underline{P}_1) = \underline{P}^2 + \underline{P}_1^2 + \underline{P}_1 \cdot \underline{P} + \underline{P} \cdot \underline{P}_1 + i \underline{\sigma} \cdot (\underline{P}_1 \times \underline{P} + \underline{P} \times \underline{P}_1) \quad (48)$$

de manera que el primer tipo de hamiltoniano deviene:

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{P_1^2}{2m} + \frac{i\hbar}{2m} (\underline{P}_1 \cdot \underline{\nabla} + \underline{\nabla} \cdot \underline{P}_1) + \frac{\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot (\underline{P}_1 \times \underline{\nabla} + \underline{\nabla} \times \underline{P}_1) \quad (49)$$

y opera de la siguiente manera:

$$\hat{H}_1 \phi^L = T \phi^L \quad (50)$$

para dar eigenvalores de energía. Nótese cuidadosamente que:

$$(\underline{P}_1 \cdot \underline{\nabla}) \phi^L = \underline{P}_1 \cdot \underline{\nabla} \phi^L, \quad (51)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{P}_1 \phi^L = \underline{\nabla} \cdot (\underline{P}_1 \phi^L) = (\underline{\nabla} \cdot \underline{P}_1) \phi^L + \underline{P}_1 \cdot \underline{\nabla} \phi^L \quad (52)$$

utilizando el Teorema de Leibnitz. Análogamente:

$$(\underline{P}_1 \times \underline{\nabla}) \phi^L = \underline{P}_1 \times (\underline{\nabla} \phi^L) \quad (53)$$

y

$$\underline{\nabla} \times \underline{P}_1 \phi^L = (\underline{\nabla} \times \underline{P}_1) \phi^L + (\underline{\nabla} \phi^L) \times \underline{P}_1. \quad (54)$$

Utilizando:

$$\underline{P}_1 \times (\underline{\nabla} \phi^L) + (\underline{\nabla} \phi^L) \times \underline{P}_1 = \underline{0} \quad (55)$$

el operador hamiltoniano deviene:

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{P_1^2}{2m} + \frac{i\hbar}{2m} (\underline{\nabla} \cdot \underline{P}_1 + \underline{\nabla} \cdot \underline{P}_1) + \frac{\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{P}_1 \quad (56)$$

Este resultado puede aplicarse a una gran cantidad de fenómenos en el marco del procedimiento de aproximación utilizado. Por ejemplo, la prescripción mínima para

la interacción de un electrón con un campo electromagnético clásico $U(1)$ es:

$$P^\mu \longrightarrow P^\mu + eA^\mu. \quad (57)$$

En el nivel ECE la prescripción mínima es:

$$P_\mu^a \longrightarrow P_\mu^a + eA^\mu \quad (58)$$

y el nivel ECE conduce a una gran cantidad de nuevas ideas y enfoques [1 - 10], incluyendo en las consideraciones la conexión de espín. Se ha demostrado en los documentos UFT131 y siguientes en el portal www.aias.us que la descripción $U(1)$ sufre un completo colapso cuando se aplica correctamente la antisimetría, de manera que se utiliza aquí sólo con fines ilustrativos. La Ec. (58) significa que para cada estado de polarización a , aplica la prescripción mínima. En el nivel $U(1)$ el operador hamiltoniano (56) deviene:

$$\begin{aligned} \hat{H}_1 = & -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{e^2 A^2}{2m} \\ & + \frac{i e \hbar}{2m} (\nabla \cdot \underline{A} + \underline{A} \cdot \nabla) \\ & + \frac{e \hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \nabla \times \underline{A} \end{aligned} \quad (59)$$

y este operador genera eigenvalores de energía de interacción. Puede utilizarse para describir los efectos Aharonov Bohm y para describir la interacción del potencial de fondo de la teoría ECE con un electrón.

Con el objeto de describir la absorción de un fotón en el nivel $U(1)$ se utiliza la siguiente ecuación:

$$eA^\mu = \hbar k^\mu. \quad (60)$$

Aquí:

$$A^\mu = \left(\frac{\phi}{c}, \underline{A} \right), \quad k^\mu = \left(\frac{\omega}{c}, \underline{k} \right) \quad (61)$$

donde ϕ es el potencial escalar, \underline{A} es el potencial vectorial, ω es la frecuencia angular y \underline{k} es el vector de onda. En el documento UFT162 del portal www.aias.us se demostró que la teoría convencional de absorción sufre un colapso debido al desprecio del término de conservación de momento, pero en esta teoría el momento total se conserva.

En la forma covariante generalizada de esta teoría, el concepto de masa se ve remplazado por la curvatura R utilizando la ecuación de Hamilton Jacobi:

$$(p^\mu - \hbar k^\mu)(p_\mu - \hbar k_\mu) = m_0^2 c^2 \quad (62)$$

como en el documento UFT182 del portal www.aias.us, donde la Ec. (62) se escribió como:

$$p^\mu p_\mu = \hbar^2 R_1 + m_0^2 c^2. \quad (63)$$

Consideremos el cuatro momento p_1^μ de la partícula 1 interactuando con la onda material 2 definida por el cuatro vector onda k_2^μ . La partícula 1 también es una onda material según el postulado de Planck / de Broglie:

$$p_1^\mu = \hbar k_1^\mu. \quad (64)$$

En el documento UFT182 se demostró que la interacción se describen mediante:

$$\left(\square + R_2 + \left(\frac{m_0 c}{\hbar} \right)^2 \right) \psi_1 = 0 \quad (65)$$

donde el parámetro R_2 es:

$$R_2 = \left(\frac{m_2 c}{\hbar} \right)^2 \quad (66)$$

y se define mediante el concepto de masa en interacción:

$$m_2 = \frac{\hbar}{c} \left[2 \left(\frac{w_1 w_2}{c^2} - k_1 k_2 \right) - \left(\frac{w_2^2}{c^2} - k_2^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (67)$$

Este concepto se introdujo para explicar los descubrimientos de los documentos UFT158 y siguientes, los cuales muestran que el concepto de una masa fija para las partículas resulta completamente insostenible. En la Ec. (65), por lo tanto, m_{10} indica la masa medida. La Ec. (65) puede expresarse como:

$$\left(\square + \left(\frac{M_2 c}{\hbar} \right)^2 \right) \psi_1 = 0 \quad (68)$$

donde

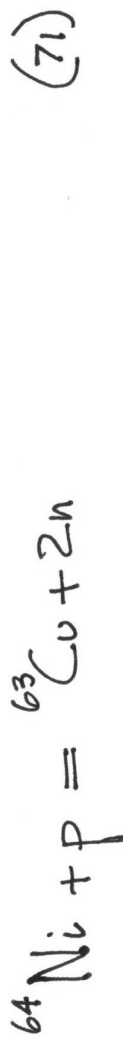
$$M_2 = \left(m_2^2 + m_{10}^2 \right)^{1/2} \quad (69)$$

y constituye un ejemplo de la ecuación de onda de la teoría ECE:

$$\left(\square + R \right) \psi_\mu = 0 \quad (70)$$

la cual se incluye como factor en los documentos UFT172 a UFT174 para arribar a la ecuación del fermión. Este método se desarrolla con más detalle en las notas de acompañamiento 226(2).

En consecuencia, en esta teoría general ECE es posible pensar en un cuanto de energía del espacio tiempo siendo absorbida durante una reacción. Esta idea generalizada el concepto de Planck de un cuanto de energía electromagnética, el fotón. Una reacción nuclear de baja energía (RNBE) puede ejemplificarse como sigue:



Aquí ${}^{64}\text{Ni}$ posee 36 neutrones y 28 protones, y ${}^{63}\text{Cu}$ posee 34 neutrones y 29 protones. De manera que ${}^{64}\text{Ni}$ se transmuta en ${}^{63}\text{Cu}$ con la emisión de dos neutrones. La teoría debe explicar por qué esta reacción se lleva a cabo a bajos valores de energía. La descripción clásica resulta en un proceso de dispersión:



y sin ninguna transmutación. El protón p se vería repelido por el núcleo ${}^{64}\text{Ni}$, y no habría neutrones liberados. Sin embargo, en las RNBE, se observa una transmutación del níquel en cobre con la liberación de energía utilizable. La energía total debe conservarse, de manera que debe existir una fuente de energía que no se toma en cuenta en la física tradicional. En la teoría incluida en el documento UFT181 del portal www.aias.us:

$$p^m \longrightarrow p^h - h K^m \quad (73)$$

y la reacción (71) se describe mediante la ecuación de Hamilton de Hamilton Jacobi:

$$(p^m - h K^m)(p^h - h K^m) = m_0^2 c^2 \quad (74)$$

donde m_0 es la masa medida del átomo libre de níquel. Utilizando el método del documento UFT181, la Ec. (74) puede expresarse como:

$$\left(\square + R_1 + \left(\frac{m_0 c}{h} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (75)$$

donde:

$$R_1 = \left(\frac{m c}{h} \right)^2 \quad (76)$$

y donde m es la masa que interactúa:

Esta constituye una propiedad del espaciotiempo, y ω y κ son la frecuencia angular y el número de onda de la onda material del protón, respectivamente, una propiedad del espaciotiempo. La masa total del átomo de níquel durante la interacción, por lo tanto, se incrementa a:

$$M = (m^2 + m_0^2)^{1/2} \quad (77)$$

y esta masa crítica posee la energía concomitante:

$$E_0 = Mc^2 \quad (78)$$

de manera que se produce una reacción nuclear. El proceso puede pensarse como una absorción de un cuanto de espacio tiempo por parte del núcleo de níquel, de manera que se produce disociación con la liberación de neutrones. En la Sección 3 se discuten otros ejemplos de RNBE.

3. Reacciones nucleares de baja energía.

La teoría desarrollada en este documento se basa en la prescripción mínima. Un átomo o núcleo atómico interactúa con una onda material. En consecuencia, investigamos las relaciones cuantitativas entre el radio del núcleo y la onda material, a fin de averiguar si es posible esperar que se produzca algún efecto. Por ejemplo, en la excitación óptica en sólidos, la longitud de onda de la luz es mucho mayor que las distancias interatómicas. En este caso, es válida la aproximación $A = \text{constante para la Ec. (59)}$. Si la onda material representa un protón, se conocen las siguientes cantidades determinadas experimentalmente:

$$m = 1.672621777 \times 10^{-27} \text{ kg}, \quad (79)$$

$$r = 0.8768 \times 10^{-15} \text{ m}. \quad (80)$$

A partir de estos datos se obtienen más datos acerca de la energía, la frecuencia de de Broglie, el número de onda y la longitud de onda:

$$E = mc^2 = 1.503277 \times 10^{-10} \text{ J}, \quad (81)$$

$$\omega = 1.425486 \times 10^{24} \text{ 1/s}, \quad (82)$$

$$\kappa = \omega/c = 4.754910 \times 10^{15} \text{ m}, \quad (83)$$

$$\lambda = 2\pi/\kappa = 1.321410 \times 10^{-15} \text{ m}. \quad (84)$$

Suponemos que la onda material tiene la forma de un paquete de ondas, considerado en una dimensión:

$$f = A \exp\left(-\left(\frac{x}{a}\right)^2\right) \cos(kx) \quad (85)$$

La amplitud A debe determinarse por normalización

$$\int_{-\infty}^{\infty} f^2 dx = 1 \quad (86)$$

o, cuando sólo se considera el semieje $x > 0$:

$$\int_0^{\infty} f^2 dx = \frac{1}{2}. \quad (87)$$

A partir de álgebra computacional se obtiene

$$A = \frac{2^{3/4} \exp\left(\frac{a^2 k^2}{4}\right)}{\pi^{1/4} \sqrt{a} \sqrt{\exp\left(\frac{a^2 k^2}{2}\right) + 1}} \quad (88)$$

La densidad de partícula se aproxima en forma gruesa mediante un valor constante para $x < r_x$. Aproximamos la esfera de radio protónico r mediante un cubo con una longitud de borde $2r_x$:

$$r_x = \frac{1}{2} r \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \quad (89)$$

La densidad de partícula constante en una dimensión es

$$\rho_0 = \frac{M}{2r_x} \quad (90)$$

En la Fig. 1 se representa el modelo de función de onda f con $a = 2r_x$, al igual que su cuadrado f^2 que corresponde a la densidad de carga de la onda material. Nótese que a puede seleccionarse arbitrariamente sin que ello impacte en la longitud de onda, la cual se determina mediante κ . Vemos esto en la Fig. 2, donde la densidad de carga $\rho = mf^2$ de la onda del protón se representa gráficamente para $a = r_x$ y $a = 2r_x$. Ambas ondas se normalizan. Su área puede compararse con aquella de la "densidad de partícula" ρ_0 . Pueden observarse dos aspectos importantes:

- La longitud de onda es comparable con el radio de la partícula clásica, indicando que los efectos de onda desempeñan un papel importante cuando sucede la interacción onda-partícula.
- Cuando la onda está concentrada alrededor del centro de la partícula, la partícula finaliza cerca de un mínimo de la onda. En este lugar es máxima la barrera de Coulomb de la partícula, de manera que esto podría ser una sugerencia de que la onda es capaz de permanecer centrada durante un tiempo lo suficientemente largo como para permitir

una reacción de fusión nuclear antes de verse expulsada hacia afuera por las fuerzas de Coulomb.

La situación es diferente para un núcleo de Níquel. Tenemos entonces:

$$m = 9.690392 \times 10^{-26} \text{ kg}, \quad (91)$$

$$r = 4 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (92)$$

El radio nuclear no está muy bien definido, y se adoptó su valor a partir de [13]. Tal como era de esperarse, la densidad de la partícula nuclear (Fig. 3) es mayor por un factor de alrededor de 58 para este isótopo estable y más frecuente ^{58}Ni . Más longitudes de onda protónicas caben allí debido a un mayor radio nuclear. De manera que pareciera tener más sentido una descripción según la Ec.(75). Una descripción mediante un proceso de mecánica cuántica de dos partículas constituye un método adecuado, y se desarrollará el mismo en el documento UFT 227.

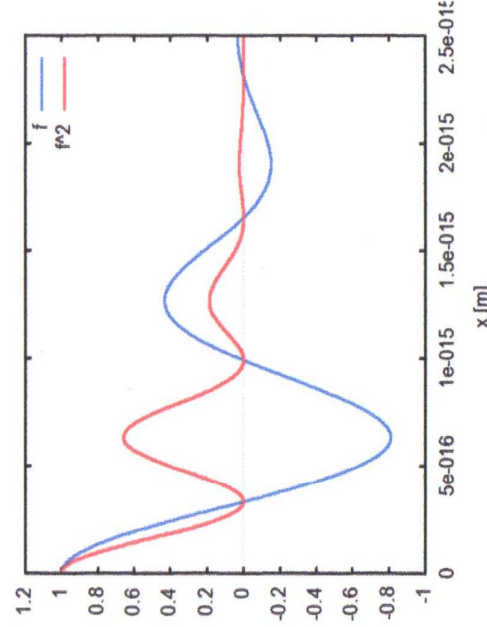


Figura 1: Onda material protónica f y su cuadrado f^2 para $a = 2 r_x$.

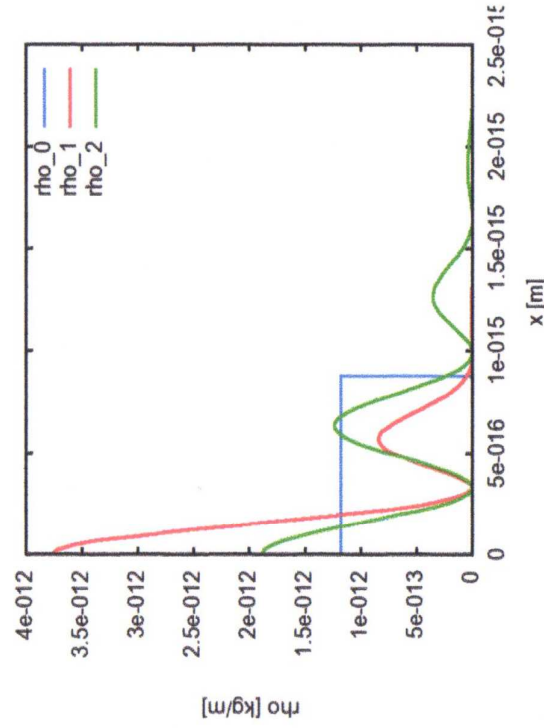


Figura 2: Densidades de carga protónica para $a = r_x$ y $a = 2 r_x$ (ρ_1 and ρ_2) comparadas con una densidad de carga nuclear constante ρ_0 .

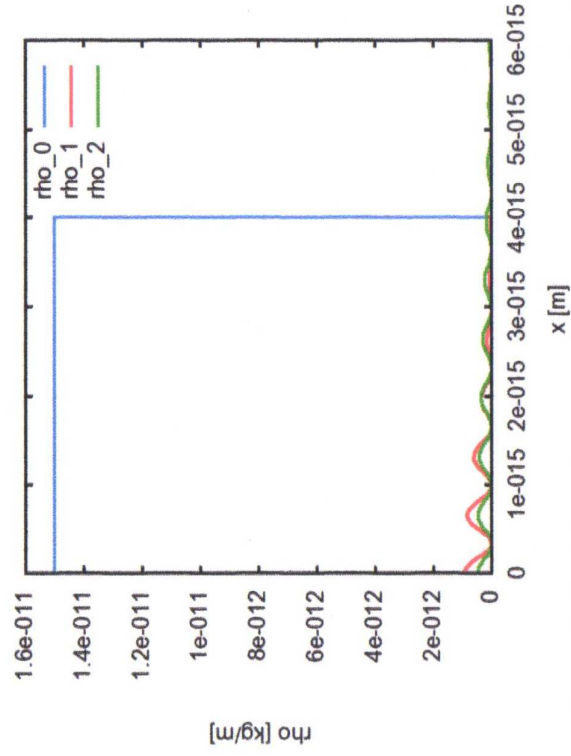


Figura 3: Densidades de carga protónica para $a = 4 r_x$, y $a = 8 r_x$, (ρ_1 y ρ_2) comparadas con una densidad de carga nuclear constante ρ_0 para el ^{38}Ni .

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por su publicación en red, y a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y grabaciones. AIAS está establecido como parte del Fideicomiso de la Familia Newlands (2012).

Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (Cambridge International Science Publishing, www.cisp-publishing.com), CISP, 2011 en adelante, seis ediciones al año).
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticism of the Einstein Field Equation" (CISP, Primavera 2011).
- [3] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2005 a 2011) en siete volúmenes.
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007, Versión traducida al castellano por Alex Hill en la Sección en Español del portal www.aias.us).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, plenarios y documentos en la Academia de Ciencias de Serbia, a partir de 2010.
- [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 1994 a 2002) en diez volúmenes, con encuadernación dura y blanda.
- [9] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).
- [10] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (CISP, 2011).
- [11] S. P. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004), capítulo tres.
- [12] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics of Particles and Systems" (Harcourt Brace, Nueva York, 1988, 3ª edición).
- [13] Divulgación de la Ciencia Nuclear, http://www.nupec.org/pans/Data/CHAPT_4.PDF.