

A. Gutiérrez-Rodríguez, M. A. Hernández-Ruíz, F. Ramírez-Sánchez, F. Mireles-García
Límites en la vida media del neutrón en un modelo con simetría izquierda-derecha
Ciencia Ergo Sum, vol. 13, núm. 3, noviembre-febrero, 2006, pp. 298-302,
Universidad Autónoma del Estado de México
México

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=10413308>



Ciencia Ergo Sum,
ISSN (Versión impresa): 1405-0269
ciencia.ergosum@yahoo.com.mx
Universidad Autónoma del Estado de México
México

Límites en la vida media del neutrón en un modelo con simetría izquierda-derecha

A. Gutiérrez-Rodríguez,* M. A. Hernández-Ruíz,** F. Ramírez-Sánchez, F. Mireles-García***

Recepción: 12 de enero de 2006

Aceptación: 7 de julio de 2006

* Unidad Académica de Física, Universidad Autónoma de Zacatecas. Apartado Postal C-580, 98060. Zacatecas, Zacatecas, México. Cuerpo Académico de Partículas Campos y Astrofísica.

** Unidad Académica de Ciencias Químicas, Universidad Autónoma de Zacatecas. Apartado Postal C-585, 98068, Zacatecas, Zacatecas México. Cuerpo Académico de Físico-Matemáticas.

*** Unidad Académica de Estudios Nucleares, Universidad Autónoma de Zacatecas. Apartado Postal C-579, 98060. Zacatecas, Zacatecas, México. Cuerpo Académico de Ciencias Nucleares.

Este trabajo fue financiado por SEP-CONACYT (Proyectos: 2003-01-32-001-057, 40729-F) y Sistema Nacional de Investigadores, México.

Resumen. Se calculan límites en la vida media del neutrón a través de $n \rightarrow p \rightarrow e^- \rightarrow \bar{\nu}_e$ y en el contexto de un modelo con simetría izquierda-derecha. Se aplica este modelo para incorporar las corrientes derechas, por lo que se propone una amplitud cuya parte leptónica contiene el parámetro definido como el parámetro λ de asimetría izquierda-derecha, el cual mide la violación de paridad. Se encuentra que los límites son dependientes del parámetro de asimetría λ . En nuestros cálculos se toman en cuenta correcciones de masa, es decir, $m_p \neq m_n$ y el retroceso del protón.

PACS: 13.30.Ce, 23.40.-S, 14.60.St

Palabras clave: decaimientos leptónicos y semileptónicos, decaimiento beta, neutrinos de mano derecha.

Limits on the Neutron Lifetime in a Left-Right Symmetric Model

Abstract. Limits on the neutron lifetime are calculated through $n \rightarrow p \rightarrow e^- \rightarrow \bar{\nu}_e$ and in the framework of a Left-Right Symmetric Model. We applied this model to incorporate the right currents, whereby we propose an amplitude whose leptonic part contains the λ parameter defined as a left-right asymmetry parameter which measures the parity violation. We find that the limits are dependent on the λ asymmetry parameter. In our calculations we take into account mass corrections, that is to say $m_p \neq m_n$ and proton recoil. PACS: 13.30, Ce, 23.40.-s, 14.60. St.

Key words: decay leptons and semileptons, beta decay, right-handed neutrinos.

Introducción

La materia se compone de átomos que, aunque de diferente clase, están formados por los mismos constituyentes básicos: el protón, el neutrón y el electrón. De estos tres, dos (el protón y el neutrón) están en el núcleo y por ello usualmente se les llama nucleones.

El neutrón es una partícula con carga cero, masa en reposo de 939.56536 ± 0.00008 (Eidelman *et al.*, 2004) y espín $\hbar/2$. El neutrón es un fermión que decae o se desintegra por interacción débil en $n \rightarrow p \rightarrow e^- \rightarrow \bar{\nu}_e$ (Eidelman *et al.*, 2004 y Chadwick, 1932), es decir, el neutrón se transforma en

un protón emitiéndose un electrón más un antineutrino del electrón. La confirmación experimental del descubrimiento del neutrón se realizó en 1932 por James Chadwick (Chadwick, 1932).

El neutrón libre es inestable y esta inestabilidad resulta en el decaimiento del neutrón. Sin embargo, en el núcleo puede permanecer sin desintegrarse. Esto se debe a que dentro del núcleo, los neutrones y protones se conectan por la fuerza nuclear, es decir, por medio de una interacción fuerte.

La teoría de Fermi del decaimiento beta se usa actualmente, aunque con algunos cambios, en procesos débiles a bajas energías, llamada ahora la teoría $V-A$. Para procesos

débiles a altas energías, la teoría correcta es la teoría electrodébil de Weinberg, Salam y Glasgow (Weinberg, 1967), de la cual la teoría $V-A$ es un límite.

Una de las características importantes del decaimiento del neutrón es que este proceso actualmente es de interés en física nuclear (Almandi, 1984) y en teorías cosmológicas (Almandi, 1984 y Dubbers, 1991), ya que es necesario tener resultados teóricos completos de la razón total de decaimiento y resultados cada vez más precisos de la vida media τ del neutrón (Eidelman *et al.*, 2004; Byrne *et al.*, 1980; Dubbers, 1991 y Yerozolimsky, 2000).

La razón total de decaimiento del neutrón es una cantidad importante por su impacto cosmológico sobre la síntesis de elementos ligeros (Byrne *et al.*, 1980 y Dubbers, 1991) y porque combinada con la asimetría del electrón, proporciona en el modelo estándar una determinación directa de las constantes de acoplamiento semileptónicas vector (F_V) y axial-vector G_A (Eidelman *et al.*, 2004; Byrne *et al.*, 1980; Dubbers, 1991 y Yerozolimsky, 2000).

Hay muchas extensiones del modelo estándar que predicen efectos medibles de variaciones del modelo estándar en decaimientos del neutrón. Uno de los más populares es el modelo con simetría izquierda-derecha, con el grupo de norma $SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)$ y corrientes cargadas con helicidad derecha (Senjanovic, 1979 y Carnoy *et al.*, 1988).

El propósito del presente trabajo es llevar a cabo un análisis del decaimiento del neutrón libre, en el contexto de un modelo con simetría izquierda-derecha (Huerta, 1982), para ello partimos de una extensión del modelo electrodébil aplicado al decaimiento de bariones (García *et al.*, 1985). Este modelo contiene el parámetro λ , definido como el parámetro de asimetría izquierda-derecha, el cual mide la violación de paridad. Se aplica esta teoría para incorporar las corrientes derechas, por lo cual se propone una amplitud cuya parte leptónica es $V + \lambda A$, con $\lambda = -1$ para corrientes izquierdas y $\lambda = 1$ para corrientes derechas. Se considera también el retroceso del protón y la diferencia de masa entre el protón y el neutrón ($m_p \neq m_n$).

Este artículo está estructurado de la siguiente forma: en la sección 1, se describe el modelo con simetría izquierda-derecha. En la sección 2, se presentan los cálculos de la reacción $n \rightarrow p \rightarrow e^- \rightarrow \bar{\nu}_e$. En la sección 3 se realiza el cálculo numérico. Finalmente, se resumen nuestros resultados.

1. Modelo teórico

En la teoría de Fermi $V-A$ la amplitud de transición para el decaimiento beta del neutrón viene dada por la expresión

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\alpha (F_V + G_A \gamma_5) u_n] [\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e], \tag{1}$$

donde F_V y G_A son producidos por la interacción fuerte del protón y del neutrón respectivamente.

Aunque los experimentos realizados hasta ahora indican de manera definitiva que los neutrinos emitidos son de helicidad predominante negativa (lo cual se conoce como corrientes izquierdas), no hay una razón teórica fundamental para que lo mismo ocurra a energías más altas.

El modelo electrodébil toma como un hecho que sólo existen neutrinos de helicidad negativa y como se comentó anteriormente su límite a bajas energías es la teoría $V-A$. Otros físicos extienden la teoría electrodébil construyendo un modelo con simetría izquierda-derecha, es decir, incorporando neutrinos de helicidad positiva (lo cual se conoce como corrientes derechas).

El enfoque que usamos aquí para incluir corrientes derechas es expuesto por R. Huerta (1982), y posteriormente fue utilizado por A. García *et al.* (1985), en decaimientos semileptónicos de bariones.

Tomamos como punto de partida la siguiente amplitud de transición:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [a J_L^i J_L^h + b (J_L^i J_R^h + J_R^i J_L^h) + c J_R^i J_R^h], \tag{2}$$

donde a , b y c contienen los parámetros del modelo electrodébil con simetría izquierda-derecha, que no vamos a tratar aquí, pero podemos decir que es la versión a bajas energías del modelo electrodébil simétrico.

La amplitud (2) es para el decaimiento $n \rightarrow p \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ donde A y B son bariones. Usando la notación de Dirac $|1\rangle$ para el neutrino, $|2\rangle$ para el electrón y $|A\rangle$, $|B\rangle$ para los bariones, se tiene que la parte leptónica izquierda es:

$$J_L^i = \langle 2 | V - A | 1 \rangle,$$

la cual contiene a los neutrinos de helicidad negativa, la parte leptónica derecha es:

$$J_L^h = \langle 2 | V + A | 1 \rangle,$$

mientras que la parte bariónica izquierda es:

$$J_L^h = \langle B | F_L V + G_L A | A \rangle,$$

y la parte bariónica derecha es:

$$J_R^h = \langle B | F_R V + G_R A | A \rangle,$$

donde F_L, F_R, G_L, G_R , son factores de forma inducidos por la interacción fuerte. Sustituyendo las expresiones de las corrientes en (2) obtenemos:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[a < 2|V - A|1 \rangle \langle B|F_L V + G_L A| \rangle + b < 2|V - A|1 \rangle \langle B|F_R V + G_R A| A \rangle + b < 2|V + A|1 \rangle \langle B|F_L V + G_L A| A \rangle + c < 2|V + A|1 \rangle \langle B|F_R V + G_R A| A \rangle \right] \quad (3)$$

y después de reagrupar adecuadamente y definiendo

$$\begin{aligned} P &= aF_L + bF_R + bF_L + cF_R, \\ Q &= -aF_L - bF_R + bF_L + cF_R, \\ R &= aG_L + bG_R + bG_L + cG_R, \\ S &= -aG_L - bG_R + bG_L + cG_R, \end{aligned} \quad (4)$$

obtenemos:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\langle 2|V + \frac{Q}{P} A|1 \rangle \langle B|PV|A \rangle + \langle 2|V + \frac{S}{R} A|1 \rangle \langle B|RA|A \rangle \right] \quad (5)$$

donde:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{Q}{P}, \\ \lambda' &= \frac{S}{R}. \end{aligned} \quad (6)$$

Como la interacción fuerte es invariante bajo paridad, podemos suponer que:

$F_L = F_R, G_L = G_R$ y por lo tanto $\lambda = \lambda' = \frac{-a+c}{a+2b+c}$ y además definimos

$$F_{\mathbb{P}} = aF_L, F_{\mathbb{N}\mathbb{P}} = aF_L + bF_R + bF_L + cF_R = (a+2b+c)F_L,$$

$$G \equiv R = aG_L + bG_R + bG_L + cG_R = (a+2b+c)G_L.$$

Sustituyendo estas expresiones y ordenando adecuadamente, obtenemos la amplitud de decaimiento para el modelo con simetría izquierda-derecha

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\langle 2|V + \lambda A|1 \rangle \langle B|FV + GA|A \rangle \right], \quad (7)$$

en esta amplitud ya están incluidos los efectos de las corrientes derechas en λ y en los factores de forma F y G.

En la siguiente sección, se realizan los cálculos para la reacción $n \rightarrow p \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ usando la expresión (7) para la amplitud de transición.

2. Razón total de decaimiento del neutrón

La expresión para la amplitud de Feynman M del proceso $n \rightarrow p \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ se construye usando la expresión para la amplitud dada en la ecuación (7):

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\alpha (1 - \rho \gamma_5) u_n] [\bar{v}_e \gamma_\alpha (1 + \lambda \gamma_5) v_\nu]. \quad (8)$$

El coeficiente λ que aparece en la parte leptónica de la ecuación (8), es lo que llamamos el coeficiente de asimetría izquierda-derecha, el cual contiene información sobre los efectos de la teoría $V+A$ (corrientes derechas). Este coeficiente no aparece en la literatura común y se introduce para abarcar la teoría $V-A$ y parte de $V+A$, y como ya se comentó es el punto de partida de este trabajo para obtener la vida promedio del neutrón.

Después de aplicar algunos de los teoremas de trazas de las matrices de Dirac y de sumar y promediar sobre el espín inicial y final, el cuadrado de los elementos de matriz son

$$\sum_s |M|^2 = 16G_F^2 m_n \left[M_1 E_e + M_2 E_e^2 + (N_1 E_e + N_2 E_e^2) \left(\hat{P}_e^* \hat{P}_\nu \right) \right], \quad (9)$$

donde

$$\begin{aligned} M_1 &= A_\rho A_\lambda (2E_e m_n - E_e^2 - m_e^2) - A_\lambda C_\rho E_e m_p + B_\rho B_\lambda (E_e^2 - m_e^2) \\ M_2 &= (-A_\rho A_\lambda - B_\rho B_\lambda) E_e \\ N_1 &= (A_\rho A_\lambda E_e + A_\lambda C_\rho m_p - B_\rho B_\lambda) E_e \\ N_2 &= (A_\rho A_\lambda + B_\rho B_\lambda) E_e B_e \end{aligned} \quad (10)$$

y

$$\beta_e = \frac{|\mathbf{p}_e|}{E_e}, \quad (\hat{\mathbf{p}}_e \cdot \hat{\mathbf{p}}_\nu) = x_{e\nu} = x \quad A_\rho = (1 + \rho^2)$$

$$A_\lambda = (1 + \lambda^2) \quad B_\rho = -2\rho \quad B_\lambda = 2\lambda \quad C_\rho = (1 - \rho^2)$$

2.1. Razón diferencial de decaimiento

Ahora que se conoce el cuadrado de la amplitud de transición, ecuación (9), el siguiente paso es calcular la razón diferencial de decaimiento de $n \rightarrow p \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$:

$$\frac{d\Gamma}{d\varepsilon} = \frac{2G_F^2 m_n^5}{(2\pi)^3} \frac{\eta}{b_0^3 (c_0 + \varepsilon)^3} \sum_{n=1}^5 F_n \varepsilon^n \quad (11)$$

donde:

$$F_1 = Q\varepsilon_m^2$$

$$F_2 = R\varepsilon_m^2 - 2Q\varepsilon_m$$

$$F_3 = S\varepsilon_m^2 - 2R\varepsilon_m + Q$$

$$F_4 = -2S\varepsilon_m + R$$

$$F_5 = S$$

y

$$Q = 2A_\rho A_\lambda - A_\lambda C_\rho z - (A_\rho A_\lambda + B_\rho B_\lambda)\varepsilon_m$$

$$R = -6A_\rho A_\lambda - 2B_\rho B_\lambda + 2A_\lambda C_\rho z + \frac{2}{3}(A_\rho A_\lambda + B_\rho B_\lambda)\varepsilon_m$$

$$S = \frac{16}{3}A_\rho A_\lambda - \frac{8}{3}B_\rho B_\lambda$$

con

$$z = \frac{m_p}{m_n}, \quad \varepsilon = \frac{m_p}{m_n}, \quad \varepsilon_m = \frac{(1-z^2)}{2}, \quad \varepsilon'_m = \frac{E_m}{m_n}$$

$$\eta = \frac{p_e}{m_n} = \sqrt{\varepsilon^2 - y^2}, \quad a_0 = 1 + y^2, \quad b_0 = -2, \quad c_0 = \frac{a_0}{b_0}$$

La expresión (11) corresponde al espectro de energía de los electrones. En la siguiente sección se calcula la razón total de decaimiento.

2.2. Razón total de decaimiento

Para determinar la razón total de decaimiento del neutrón se integra la expresión (11) con respecto a la variable ε obteniéndose:

$$\Gamma = \frac{G_F^2 m_n^5}{60\pi^3} \varepsilon_m^5 (1 + \lambda^2) [(1 + \rho^2)(1 + \varepsilon_m + \dots) + z(1 + \rho^2)(-1/2 - \varepsilon_m + \dots)]. \quad (12)$$

Este resultado es consistente con los de la literatura común, los que sólo contienen corrientes izquierdas. Lo nuevo en la ecuación (12) es el parámetro λ que como ya mencionamos nos da información sobre los efectos de las corrientes derechas (V+A), y ε_m (donde se ha despreciado ε_m^2 y ε_m^3 debido a que su contribución es muy pequeña) que es el término de corrección más importante, el valor numérico de este término se presenta en la parte correspondiente a los resultados y conclusiones.

Una consecuencia inmediata de la ecuación (12) es que podemos calcular inmediatamente la vida promedio τ del

Tabla 1. Límites de la vida media del neutrón, para diferentes valores del parámetro de asimetría λ .

λ	± 1	± 0.95	± 0.9	± 0.85	± 0.8
τ (s)	948.89	997.52	1048.51	1101.77	1157.19

neutrón, es decir, el tiempo requerido para que una determinada muestra de partículas o núcleos se desintegre hasta reducirse a la mitad.

3. Resultados

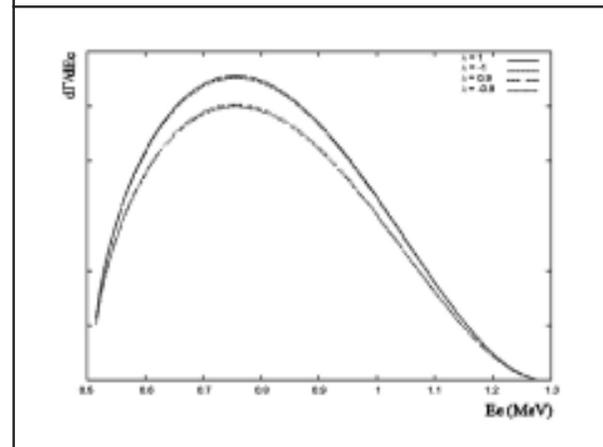
Con el propósito de evaluar el espectro de energía de los electrones para varios valores fijos del parámetro de asimetría λ , la vida media como una función de λ y el término de corrección ε_m usamos los siguientes valores numéricos: $G_F = 1.16637 \times 10^{-5}$, GeV^{-2} , $\rho = -1.2695$, $m_n = 939.565 MeV$ y $m_p = 938.272 MeV$ (Eidelman *et al.*, 2004). Tomando estos valores se obtienen límites para la vida media del neutrón como función del parámetro de asimetría λ . Se muestran los valores de este límite para varios valores del parámetro de asimetría λ en la tabla 1.

Los resultados en la tabla 1 para la vida media son consistentes con las cotas obtenidas en la referencia (Yezrozolimsky, 2000).

El resultado numérico del término de corrección ε_m de la ecuación (12), el cual se origina cuando se considera el retroceso del protón y la diferencia de masa entre el protón y el neutrón es:

$$\varepsilon_m = \frac{(1-z^2)}{2} = 0.001375 \pm 5.9477 \times 10^{-7}$$

Figura 1. Espectro de energía de los electrones para cuatro valores del parámetro de asimetría λ .



Comparando nuestros resultados con aquellos de las correcciones radiactivas (García y Maya, 1978), se encuentra que ambos resultados son del mismo orden de magnitud y ambos coinciden hasta la cuarta cifra decimal.

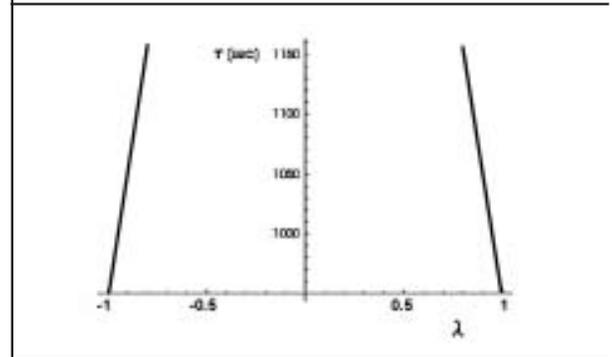
Como parte del análisis numérico, la figura 1 muestra el espectro de energía del electrón para los valores del parámetro de asimetría dados en la tabla 1. Se observa en la figura 1 que para $\lambda = -1$, se reproduce la curva del espectro de energía previamente reportado en la literatura. También se observa que para $\lambda = 1$ la curva se incrementa, mientras que para $\lambda = \pm 0.9$ la curva decrece.

Finalizamos esta sección graficando la vida media en la figura 2 como una función del parámetro de asimetría λ . Se observa en esta figura que la vida media se incrementa significativamente para $\lambda < \pm 1$.

Conclusiones

Se determina un límite para la vida media del neutrón en el contexto de un modelo con simetría izquierda-derecha como

Figura 2. Vida media del neutrón como una función del parámetro de asimetría λ .



una función del parámetro de asimetría λ , como se muestra en la tabla 1.

En resumen, concluimos que el límite estimado para la vida media del neutrón depende de los valores del parámetro λ del modelo. En el límite $\lambda = -1$, nuestros límites toman los valores previamente reportados en la literatura (Yerozolimsky, 2000).

Bibliografía

- Amaldi, E. (1984). "From the Discovery of the Neutron to the Discovery of Nuclear Fission", *Physics Report*. 111, 1.
- Beg, M. A.; R. V. Budny y R. Mohapatra (1977). "Manifest Left-Right Symmetry and its Experimental Consequences", *Physical Review Letter*. 38, 1252.
- Byrne, J. (1992). "Weak Interactions of the Neutron", *Report Progress Physics*. 45, 115.
- Byrne, J.; J. Morse; K. F. Smith; F. Shaikh; K. Green; G. L. Gree (1980). "A New Measurement of the Neutron Lifetime", *Physics Letter*. B92, 274.
- Carnoy, A. S.; J. Deutsch y B. R. Holstein (1988). "Constraints on Left-Right-Symmetric Models from Neutron Decay", *Physical Review*. D38, 1636 (1988).
- Chadwick, J. (1932). "Possible Existence of a Neutron", *Nature*. 129, 312.
- Dubbers, D. (1991). "Test of the Standard Model with Free Neutron Beta Decay", *Nuclear Physics*. A527, 239.
- _____ (1991). *Progress Particle Nuclear Physics*. Vol. 26, 173.
- Eidelman, S. *et al.* (2004). "Particle Data Group", *Physics letter*. B592, 1.
- García A. y M. Maya (1978). "First-Order Radiative Corrections to Asymmetry Coefficients in Neutron Decay", *Physical Review*. D17, 317.
- García, A.; R. Huerta; M. Maya y R. Pérez-Marcía (1985). "Test of Right Handed Currents in Baryon Semileptonic Decays", *Physics Letter*. B157, 317.
- Huerta, R. (1982). "Cosmological Bounds on a Left-Right Symmetric Model", *Nuclear Physics*. B204, 413.
- Senjanovic, G. (1979). "Spontaneous Breakdown of Parity in a Class of Gauge Theory", *Nuclear Physics*. B153, 334 (1979).
- Weinberg, S. (1967). *Physics Review Letter*. 19, 1264; *A. Salam*, in elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No. 8), edited by N. Svarthol (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1986), p. 367.
- Yerozolimsky, B. G. (2000). "Free Neutron Decay: A Review of the Contemporary Situation", *Nuclear Instruments and Methods*. A 440, 491-498.