

Decaimiento Débil No-mesónico de Hipernúcleos Λ

Nonmesonic Weak Decay Of Λ Hypernuclei

Recibido 30 de Mayo 2018
 Aceptado 04 de Julio 2018

www.unipaz.edu.co

C. A. Rodríguez Peña ^{a†}

Resumen: Se estudia el ancho de decaimiento no mesónico de hipernúcleos Λ . Se han efectuado los cálculos empleando el modelo de materia nuclear no relativista, extendida a núcleo finito por medio de la aproximación de la densidad local. Se empleó la regla de isospin $\Delta I = 1/2$. Son evaluados los anchos de decaimiento inducidos por uno, dos y tres nucleones, para ${}^{12}_{\Lambda}C$. El resultado final para Γ_3 , está dominado por los decaimientos inducidos por nnp y npp y su magnitud aporta un 7 % del decaimiento no-mesónico total. Se considera por primera vez el ancho de decaimiento inducido por tres nucleones, $\Gamma_3 \equiv \Gamma(\Lambda NNN \rightarrow nNNN)$ ($N = n$ ó p), los anchos de decaimiento obtenidos se comparan con los últimos datos de KEK y FINUDA. Los efectos de reducción del retroceso nuclear son particularmente relevantes para los anchos de decaimiento inducidos por tres nucleones (~ 15%), menos importantes para los anchos de decaimiento inducidos por dos nucleones (~ 4%) y despreciables para los anchos de decaimiento inducidos de un nucleón. **Palabras claves:** Hipernúcleos Λ , Decaimiento débil no-mesónico.

Abstract: The non-mesonic decay width of hypernuclei Λ is studied. The calculations have been made using the non-relativistic nuclear material model, extended to finite nucleus by means of the approximation of local density. The isospin rule $\Delta I = 1/2$ was used. Decay widths induced by one, two and three nucleons are evaluated for ${}^{12}_{\Lambda}C$. The final result for Γ_3 , is dominated by the decays induced by nnp and npp and its magnitude contributes 7% of the total non-mesonic decay. The decay width induced by three nucleons is considered for the first time, $\Gamma_3 \equiv \Gamma(\Lambda NNN \rightarrow nNNN)$ ($N = n$ or p), the obtained decay widths are compared with the latest KEK and FINUDA data. The effects of reduction of nuclear regression are particularly relevant for the decay widths induced by three nucleons (~ 15%), less important for the decay widths induced by two nucleons (~ 4%) and negligible for the induced decay widths of a nucleon. **Key words:** Λ Hypernuclei, Nonmesonic Weak Decay.

INTRODUCCIÓN

Un hipernúcleo es un sistema ligado de nucleones con uno o más bariones extraños (Λ , Σ , Ξ). La física hipernuclear está en la frontera entre la Física Nuclear y la de Partículas Elementales; pues se nutre de la física de partículas elementales con extrañeza, para poner a prueba sus propiedades en el 'laboratorio' del medio nuclear.

En el decaimiento débil no-mesónico se deben destacar varios aspectos. Primero, implica la mutación más radical de una partícula elemental cuando está en el medio nuclear: su masa cambia en 176 MeV y su extrañeza en $\Delta S = -1$, sin que se produzca ninguna partícula adicional sobre la

capa de energía, como ocurre en el decaimiento débil mesónico. Segundo, es el principal canal de decaimiento en hipernúcleos medianos y pesados. Tercero, como tal, ofrece la mejor oportunidad para examinar la interacción no-leptónica entre hadrones. Cuarto, desempeña un papel dominante en la estabilidad de estrellas de neutrones en rotación con respecto a la emisión de ondas gravitacionales. Finalmente, con la incorporación de la extrañeza el dominio (N, Z) de la radiactividad se extiende a tres dimensiones (N, Z, S), al mismo tiempo que la interacción hadrónica pasa del grupo $SU(2)$ de isospín al grupo $SU(3)$ de sabor.

Se puede sintetizar el estudio de la física de hipernúcleos en tres temas: la producción de hipernúcleos, su estructura y su decaimiento. En forma algo arbitraria, se puede decir que la

^aIFLP, Conicet, 1900 – La Plata, Argentina.

[†] carodriguez@fisica.unlp.edu.ar.

producción de hipernúcleos es un tema mayormente de física de partículas. Enseguida se darán más elementos para justificar esta afirmación, pero el obtener partículas con extrañeza puede llevarse a cabo tanto en el espacio libre, como en el medio nuclear. Su formación puede obtenerse por medio de diferentes reacciones que conducen al mismo estado final. Este es un desafío, tanto desde el punto de vista teórico, como experimental. Una vez formado el hipernúcleo, va a decaer por medio de la interacción débil: esto significa que su existencia a escala nuclear va a ser lo suficientemente larga como para que se pueda estudiar su estructura. El estudio de la estructura de un hipernúcleo, es un problema típico de física nuclear. De hecho, dio lugar a un cierto 'renacer' de cálculos convencionales de estructura nuclear. Finalmente, el decaimiento del hipernúcleo, requiere de elementos de física de partículas, como de estructura nuclear.

Tabla 1: Números cuánticos de los hiperones y su estructura según el modelo de quarks.

Hiperón	Quarks	Extrañeza	Isospin	Masa (MeV)
Λ	uds	-1	0	1116
Σ^+	uus	-1	1	1189
Σ^0	uds	-1	1	1193
Σ^-	dds	-1	1	1197
Ξ^0	uss	-2	1/2	1315
Ξ^-	dss	-2	1/2	1321

En 1952, los científicos polacos M. Danysz y J. Pniewski observaron el primer evento de decaimiento de hipernúcleos Λ (Figura 1) en una emulsión fotográfica expuesta a rayos cósmicos a unos 26 km sobre el suelo¹. Menos de un año después, se introduce un nuevo número cuántico: la extrañeza; con lo que nace la física hipernuclear. Los núcleos extraños han sido investigados tanto desde el punto de vista teórico, como experimental (Tabla 1)².

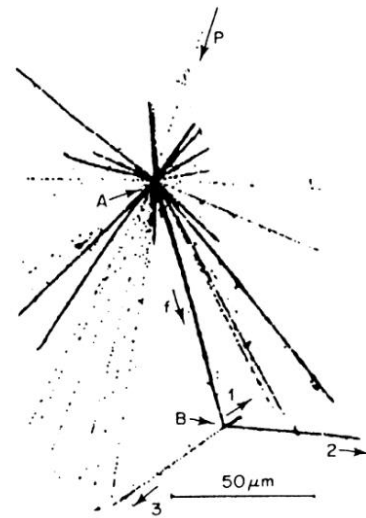


Fig. 1: Primer evento de decaimiento hipernuclear¹. Un protón de alta energía entra desde la parte superior, luego choca con uno de los núcleos de la emulsión rompiéndolo en diferentes fragmentos nucleares (forma de estrellaproducida en el punto "A" en la imagen). Estos fragmentos, después de una trayectoria corta, terminan en la emulsión, pero, después de recorrer una longitud de 90 μm , se desintegra en tres partículas más (punto "B" en la figura 1), revelando la presencia de una partícula inestable pegada entre los nucleones. Este evento puede ser interpretado como el decaimiento débil de un fragmento de luz que contiene un hiperón.

El ancho de decaimiento total se puede extraer de la observación de la vida media del hipernúcleo, τ :

$$\Gamma_{tot} = \frac{\hbar}{\tau}$$

Sobre el ancho de decaimiento total, Γ_{tot} , se debe diferenciar la situación en que la Λ se encuentra en el espacio libre, de cuando está en un medio nuclear, formando un hipernúcleo. Cuando está en el espacio libre, se tiene que:

$$\Gamma_{tot}^0 = \Gamma(\Lambda \rightarrow N\pi)$$

Al tener un pión en el estado final, este es un decaimiento mesónico. En el espacio libre, entonces, el único decaimiento posible, es el mesónico.

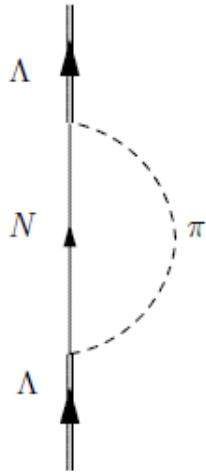


Fig. 2: Diagrama de Goldstone que muestra el ancho de decaimiento mesónico de un hipernúcleo-Λ.

Experimentalmente, se encuentra que la probabilidad de cada uno de los decaimientos es la siguiente:

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \ (\sim 36\%)$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \ (\sim 64\%)$$

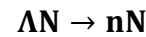
Hasta aquí, se ha discutido el decaimiento de la Λ libre (Figura 2). Se analizará ahora el caso en que se parte de un hipernúcleo y se estudiarán sus canales de decaimiento. Este consta de dos contribuciones, que son el ancho de decaimiento mesónico Γ_M y el no mesónico Γ_{NM} , según:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_M + \Gamma_{NM}$$

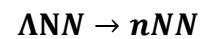
Naturalmente $\Gamma_M = \Gamma(\Lambda \rightarrow N\pi)$ como en el caso libre, mientras que $\Gamma_{NM} = \Gamma(\Lambda N \rightarrow nN)$. De este modo, para Γ_M se tiene un pión en el estado final, que se puede medir; por lo que permite estimar el valor de Γ_M y por lo tanto, de Γ_{NM} . De este modo, estas dos cantidades se las puede pensar como observables.

Se analiza ahora el decaimiento no mesónico. En esta reacción, el vértice de decaimiento de la Λ es similar al del decaimiento mesónico. Solo que el mesón del vértice es virtual, pues el mesón es absorbido por un nucleón del hipernúcleo. La energía disponible para los dos nucleones del

estado final es $Q \cong 177 \text{ MeV}$. Como no se debe gastar energía para la creación de un pión, esta energía, que es muy superior a la energía de Fermi, se reparte entre los dos nucleones. Es por ello que en el medio nuclear el decaimiento no-mesónico es más importante que el mesónico. Por otra parte, el hecho de que el mesón intercambiado sea virtual, permite incluir mesones más pesados que el pión. De este modo, el mesón en el decaimiento no-mesónico es absorbido por un nucleón y en el estado final sólo se tienen nucleones. Naturalmente, el nombre del decaimiento se debe a que no hay mesones en el estado final. Ahora bien, el mecanismo más simple para el decaimiento no mesónico, es el inducido por un nucleón:



Puede también estar inducido por dos o más nucleones, esto es:



MÉTODOS

Como tema de investigación, se estudió el ancho de decaimiento no-mesónico de hipernúcleos-Λ inducido por tres nucleones (Γ_3) (Figura 3), empleando el formalismo de materia nuclear complementado por la aproximación de densidad local (LDA)^{3,4,5,6,7,8} para dar cuenta de núcleo finito y la regla de isospín $\Delta I = 1/2$.

Se debe resaltar que en este tema, se mejoró el modelo para el estado fundamental, con el fin de incluir el decaimiento inducido por tres nucleones.

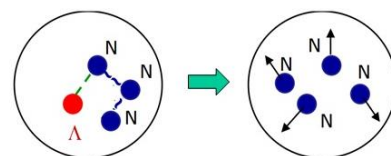


Fig. 3: $\Gamma_3 \equiv \Gamma(\Lambda NN \rightarrow nNN)$

El ancho de decaimiento no mesónico total:

$$\Gamma_{NM} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3,$$

donde Γ_1, Γ_2 y Γ_3 indican los anchos de decaimiento inducidos por uno-, dos- y tres-nucleones, esto es:

$$\begin{aligned} \Lambda N &\rightarrow nN \\ \Lambda NN &\rightarrow nNN \\ \Lambda NNN &\rightarrow nNNN, \end{aligned}$$

con $N = \text{neutrones o protones}$. A su vez, cada uno de los anchos de decaimiento constan de los siguientes canales de isospin:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \Gamma_n + \Gamma_p, \\ \Gamma_2 &= \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp}, \\ \Gamma_3 &= \Gamma_{nnn} + \Gamma_{nnp} + \Gamma_{npp} + \Gamma_{ppp}. \end{aligned}$$

Se analizan ahora las expresiones analíticas para los anchos de decaimiento, partiendo de la regla de oro de Fermi:

$$\Gamma_{1(2,3)}(k, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda N \rightarrow nN} | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0),$$

De la ecuación anterior se definen cada uno de los términos de la siguiente manera:

$|0\rangle_{k_F}$: Estado fundamental del hipernúcleo, cuya energía es E_0 .

$V^{\Lambda N \rightarrow nN}$: Potencial de transición débil (operador de dos cuerpos) (ver Tabla 3).

$|f\rangle$: Representa a los posibles estados finales. Esto es, el estado final $2p1h$ ($3p2h, 4p3h$) define el ancho de decaimiento Γ_1 (Γ_2, Γ_3).

A continuación se muestra la función de onda del estado fundamental, en la cual se utiliza teoría de perturbaciones^{9,10} a segundo orden en la interacción fuerte V^{NN} .

$$\begin{aligned} |0\rangle_{k_F} &= \mathcal{N}(k_F) \left(|1\rangle - \sum_{2p2h} \frac{\langle 2p2h | V^{NN} | 1 \rangle}{E_{2p2h} - E_{HF}} |2p2h\rangle \right. \\ &\quad \left. + \sum_{3p3h} \sum_{2p2h} \frac{\langle 3p3h | V^{NN} | 2p2h \rangle \langle 2p2h | V^{NN} | 1 \rangle}{(E_{3p3h} - E_{HF})(E_{2p2h} - E_{HF})} |3p3h\rangle \right) \otimes |\Lambda \rangle \end{aligned}$$

Para el ancho de decaimiento inducido por tres nucleones (Γ_3), su expresión analítica es:

$$\begin{aligned} \Gamma_3(k, k_F) &= \mathcal{N}^2(k_F) \sum_{f=4p3h} \delta(E_f - E_0) \left| \sum_{2p2h} \sum_{3p3h} \langle f | V^{\Lambda N \rightarrow nN} | 3p3h; \Lambda \rangle \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\langle 3p3h | V^{NN} | 2p2h \rangle \langle 2p2h | V^{NN} | 1 \rangle}{(E_{3p3h} - E_{HF})(E_{2p2h} - E_{HF})} \right|^2. \end{aligned}$$

Resumiendo, se tienen las siguientes ecuaciones:

$$\Gamma_{1(2,3)}(k, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda N \rightarrow nN} | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0) \quad (1)$$

$$\Gamma_{1(2,3)} = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{1(2,3)}(\mathbf{k}, k_F(\mathbf{r})) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} |0\rangle_{k_F} &= \mathcal{N}(k_F) \left(|1\rangle - \sum_{2p2h} \frac{\langle 2p2h | V^{NN} | 1 \rangle}{E_{2p2h} - E_{HF}} |2p2h\rangle \right. \\ &\quad \left. + \sum_{3p3h} \sum_{2p2h} \frac{\langle 3p3h | V^{NN} | 2p2h \rangle \langle 2p2h | V^{NN} | 1 \rangle}{(E_{3p3h} - E_{HF})(E_{2p2h} - E_{HF})} |3p3h\rangle \right) \otimes |\Lambda \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

De este modo, los anchos de decaimiento inducidos por uno, dos y tres nucleones, se obtienen reemplazando la ecuación (3) en la ecuación (1) y evaluando la LDA por medio de la ecuación (2).

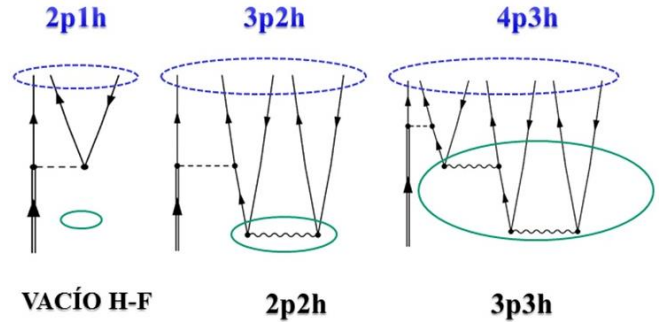


Fig. 4: De los diagramas de amplitud, se pueden analizar las diferentes configuraciones para la contribución al ancho de decaimiento inducido por uno, dos y tres nucleones, donde la parte superior (zona delimitada por un óvalo azul) determina el estado final, y en la parte inferior (zona delimitada por un óvalo verde) para el primer caso se puede ver el vacío de Hartree-Fock como estado inicial y para los dos casos siguientes el potencial fuerte donde se adopta el potencial de Bonn y consta del intercambio de los mesones $\pi, \rho, \sigma, \omega$.

Se puede recordar por medio de los siguientes diagramas (Figura 5), las diferentes contribuciones del ancho de decaimiento inducido por uno, dos y tres nucleones respectivamente.

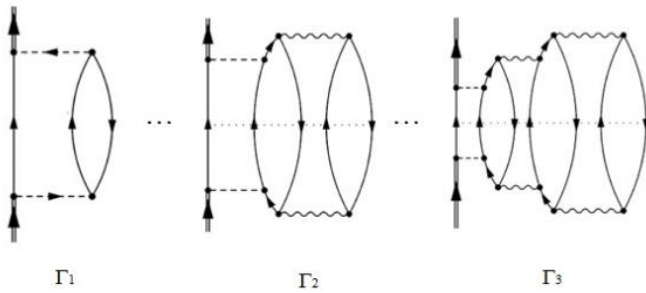


Fig. 5: diferentes contribuciones del ancho de decaimiento inducido por uno, dos y tres nucleones.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

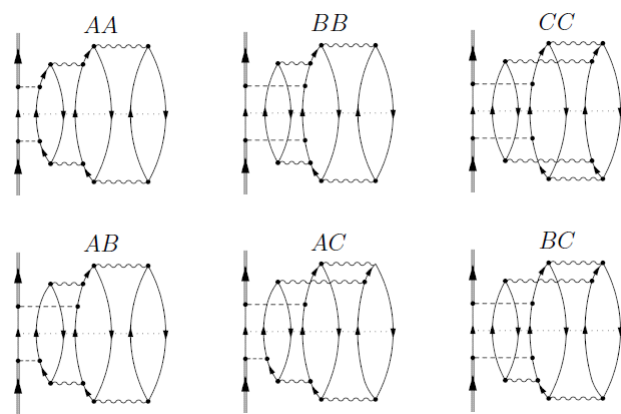


Figura 6: Diagramas de Goldstone que contribuyen a Γ_3 . Por medio de una línea de puntos, se indica el corte del diagrama en el estado final de $4p3h$. Una flecha doble representa a la Λ , una flecha simple hacia arriba (hacia abajo) representa a un nucleón (agujero de nucleón). Las líneas horizontales de rayas (onduladas) representan al potencial de transición débil $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$ (fuerte V^{NN}).

Los diagramas en la figura 6 representan a una amplitud al cuadrado, considerando la mitad inferior (lo que está debajo de la línea de puntos), se observa que el potencial $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$, está siempre por encima de V^{NN} . Por tal razón el estado final es el ancho de decaimiento, el cual está dado por el estado inicial y el potencial de transición¹¹.

Retroceso del núcleo residual

Cuando se parte de un hipernúcleo en su estado fundamental (Figura 7), el hiperón puede decaer en el canal no-mesónico, en el cual se emiten

partículas con impulsos superiores al impulso de Fermi, las cuales son partículas libres que abandonan al sistema dejando un carozo nuclear. El número de partículas emitidas depende si se está considerando Γ_1 , Γ_2 o Γ_3 .

Tabla 2: Resultados para las contribuciones de isospin de Γ_3 correspondientes a $^{12}_\Lambda C$

Diagrama	Γ_{nnn}	Γ_{nnp}	Γ_{npp}	Γ_{ppp}	Γ_3
AA	0,038	1,367	1,281	0,097	2,783
BB	0,037	1,064	1,448	0,091	2,640
CC	0,032	0,825	1,422	0,081	2,360
AB	0,008	0,116	0,135	0,005	0,264
AC	-0,002	0,011	0,070	-0,004	0,075
BC	-0,003	0,051	0,047	-0,008	0,087
Suma	0,110	3,434	4,403	0,262	8,209

Tabla 3: Efecto del potencial de transición débil en el ancho de decaimiento inducido por tres nucleones

Potencial Débil	Γ_3
π	6,841
$\pi + K$	5,755
$\pi + \eta + K + \rho + \omega + K^*$	8,209

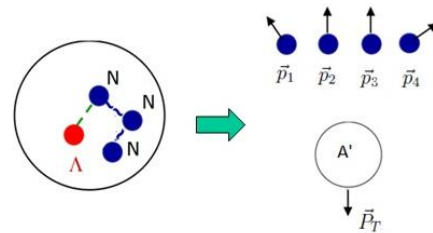


Fig. 7: Retroceso del núcleo residual.

Por la conservación del impulso, se tiene:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &\rightarrow \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = -\mathbf{P}_{T1} \\ \Gamma_2 &\rightarrow \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 = -\mathbf{P}_{T2} \\ \Gamma_3 &\rightarrow \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4 = -\mathbf{P}_{T3} \end{aligned}$$

Donde los p_i , representa a los impulsos de los nucleones salientes y P_{Tn} representa al impulso total del núcleo residual. Como se trabaja en el espacio de impulso, su implementación consiste en restarle a la energía disponible de la desintegración, la energía cinética del núcleo residual como un todo:

$$k_0 \rightarrow k_0 - P_T^2 / 2M_{res}$$

Se debe recordar que los dos nucleones emitidos en Γ_1 son emitidos mayormente en la misma dirección y sentido opuesto (back-to-back) por lo cual $P_T = 0$. Esto quiere decir que el efecto del retroceso es muy pequeño. Se debe notar que el cálculo de Γ_3 se realizó para $^{12}_\Lambda C$. En este caso, el núcleo residual tiene $A_{res} = 8$, lo cual representa una disminución importante de la masa, por lo que el efecto del retroceso debe ser tenido en cuenta¹².

Tabla 4: Efecto del retroceso del núcleo residual en los anchos de decaimiento para $^{12}_\Lambda C$.

	Γ_1	Γ_2	Γ_3	Γ_{NM}
sin retroceso	0,601	0,301	0,082	0,984
con retroceso	0,600	0,288	0,070	0,958

A continuación se presentan los resultados (Tabla 5) donde se observa el efecto del retroceso en los anchos de decaimiento Γ_1 , Γ_2 y Γ_3 , como era de esperar, el impacto del retroceso sobre el ancho de decaimiento, aumenta con el número de nucleones producidos en el decaimiento. Además, este resultado muestra que el efecto de reducción debido al retroceso es particularmente relevante para Γ_3 (15 %), menos importante para Γ_2 (4 %) y despreciable para Γ_1 .

Tabla 5: Comparación de los anchos de decaimiento no mesónicos con datos recientes de KEK-E508 y FINUDA para $^{12}_\Lambda C$.

	Datos Recientes	KEK-E508	FINUDA	KEK-FINUDA
Γ_n	0,145	$0,23 \pm 0,08$		$0,28 \pm 0,12$
Γ_p	0,455	$0,45 \pm 0,10$	$0,65 \pm 0,19$	$0,493 \pm 0,088$
Γ_1	0,600	$0,68 \pm 0,13$		$0,78 \pm 0,09$
Γ_2	0,288	$0,27 \pm 0,13$		$0,178 \pm 0,076$
Γ_3	0,070	–	–	–
Γ_{NM}	0,958	$0,953 \pm 0,044$		$0,96 \pm 0,04$
Γ_n/Γ_p	0,319	$0,51 \pm 0,14$		$0,58 \pm 0,27$
		$0,29 \pm 0,14$		
		$0,34 \pm 0,15$		
Γ_1/Γ_{NM}	0,626	$0,71 \pm 0,14$		$0,81 \pm 0,10$
Γ_2/Γ_{NM}	0,301	$0,29 \pm 0,13$	$0,25 \pm 0,12 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,08$
			$0,20 \pm 0,08^{+0,04}_{-0,03}$	
Γ_3/Γ_{NM}	0,073	–	–	–

CONCLUSIONES

Se realizó por primera vez una estimación del ancho de decaimiento inducido por tres nucleones, encontrando que su efecto es relevante, representando un 7 % del ancho de decaimiento no mesónico total.

Este nuevo canal de decaimiento está dominado por las configuraciones de isospin para el estado final: $nnnp$ y $nnpp$.

Se estudió el efecto del retroceso del núcleo residual, encontrando que es importante para este decaimiento. Su efecto es reducir el ancho de decaimiento en un 15 %.

Una de las motivaciones para realizar el presente estudio fue el análisis de nuevos canales de decaimiento, pues aún persisten discrepancias para reproducir los espectros experimentales, especialmente aquellos que tienen protones. Desafortunadamente se encontró que Γ_3 , no es suficiente para resolver esta discrepancia.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a G. Garbarino por los aportes y discusiones y al CONICET, Argentina.

REFERENCIAS

1. M. Danysz and J. Pniewski. (1953). Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment. *Philos. Mag.* (44), 348.
2. E. Botta, T. Bressani and G. Garbarino. (2012) Experimental Studies on the Weak Decay of Λ -Hyper nuclei. *Eur. Phys. J. (A 48)*, 41.
3. E. Bauer, A. P. Galeao, M. S. Hussein, F. Krmpotic and J. Parker. (2009). Nonmesonic weak decay spectra of ${}^4_{\Lambda}\text{He}$. *Phys. Lett. (B674)*, 103.
4. E. Bauer, A. P. Galeão, M. S. Hussein y F. Krmpotic. (2010). Nonmesonic Weak Decay of Λ -Hyper nuclei within Independent-Particle Shell-Model. *Nucl. Phys. (A834)*, 599c.
5. F. Krmpotic, A. P. Galeão, and M.S. Hussein. (2010). Many-body cascade calculation of final state interactions in ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ nonmesonic weak decay *AIP Conf. Proc.* (1245), 51.
6. I. Gonzalez, C. Barbero, A. Deppman, S. Duarte, F. Krmpotic, O. Rodriguez. (2011). Nonmesonic Weak Decay Spectra and Three-Nucleon Emission. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* (38), 115105.
7. I. Gonzalez, A. Deppman, S. Duarte, F. Krmpotic, M. S. Hussein, C. Barbero. (2011). Nonmesonic Hyperon Weak Decay Spectra in ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$. *J. Phys. Conf. Series* (312) 022017.
8. F. Krmpotic. (2014). Nonmesonic Weak Decay Spectra of Light Hyper nuclei. *Few Body Systems* (55) 219.
9. E. Bauer. (2009). Ground state normalization in the nonmesonic weak decay of ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ hyper nucleus within a nuclear matter formalism. *Nucl. Phys. (A 818)* 174.
10. E. Bauer and G. Garbarino. (2009). Single and double coincidence nucleon spectra in the weak decay of Λ -hyper nuclei *Nucl. Phys. A (828)*, 29.
11. E. Bauer, G. Garbarino, C. A. Rodríguez Peña. (2017). Nonmesonic weak decay of Λ hyper nuclei: The three-nucleon induced mode. *Phys. Lett. B (766)*, 144.
12. C. A. Rodríguez Peña. (2018). Tesis Doctoral: Decaimiento Débil No-Mesónico de Hipernúcleos Λ . Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Exactas.