



***UNIVERSIDAD NACIONAL DE
LA PLATA
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA***

Trabajo de Tesis Doctoral:

***Decaimiento Débil No-Mesónico de
Hipernúcleos Λ***

Carlos Andrés Rodríguez Peña

Director: Prof. Dr. Eduardo Bauer

2018

Resumen

En este trabajo de Tesis, se ha estudiado el ancho de decaimiento no mesónico de hipernúcleos Λ y $\Lambda\Lambda$. 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 $\Delta I = 1/2$. Se han desarrollado tres temas: *i)* el cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$, *ii)* la contribución al cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- Λ inducido por tres nucleones, esto es, $\Gamma_3 = \Gamma(\Lambda N N N \rightarrow n N N N)$ y *iii)* el efecto del acoplamiento fuerte con el hiperón Σ sobre el ancho de decaimiento $\Gamma_1 = \Gamma(\Lambda N \rightarrow n N)$. Sobre el primer punto, los canales de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$ son: $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. Se han evaluado los anchos de decaimiento para los hipernúcleos ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ y ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$. Encontramos que el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, está dominado por el intercambio de los mesones K , K^* y η ; cuya contribución resulta aproximadamente un 2.5 % del decaimiento libre de la Λ , $\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}$. Mientras que los decaimientos $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, están dominados por el intercambio de un pión y su magnitud es aproximadamente un 0.25 % de $\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}$. Sobre el segundo punto, son evaluados los anchos de decaimiento inducidos por uno, dos y tres nucleones, para ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$. El resultado final para Γ_3 , está dominado por los decaimientos inducidos por nnp y npp y su magnitud aporta un $\sim 7\%$ del decaimiento no-mesónico total. Finalmente, en el tercer punto evaluamos el efecto del acoplamiento fuerte $\Lambda N-\Sigma N$ sobre el ancho de decaimiento inducido por un nucleón, Γ_1 . Fueron realizadas

predicciones teóricas para los anchos de decaimiento inducidos por neutrones y protones, $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ ($N = n$ o p , $\Sigma = \Sigma^-, \Sigma^0$ y Σ^+), para los hipernúcleos ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{28}\text{Si}$, ${}_{\Lambda}^{56}\text{Fe}$ y ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$. El acoplamiento fuerte ΛN - ΣN aumenta el valor del ancho de decaimiento inducido por neutrones (protones) en aproximadamente un 23 % (5 %). Por otra parte, el efecto sobre Γ_1 , resulta en un aumento de aproximadamente 9 %, mientras que el cociente Γ_n/Γ_p , se incrementa en un 17 %.

Índice general

Resumen	3
1. Introducción	7
1.1. Algo de fenomenología	10
1.2. Partículas con extrañeza	12
1.3. Discusión sobre los observables	13
1.3.1. Sobre los anchos de decaimiento. Regla de isospin $\Delta I =$ $1/2$	13
1.3.2. Sobre los espectros	19
2. Formalismo para el cálculo del decaimiento débil de hipernúcleos— Λ	23
2.1. Hipótesis de trabajo	24
2.2. El ancho de decaimiento no mesónico	25
2.3. Modelo para el estado fundamental	26
2.4. Modelo para el potencial de transición	27
2.5. Conexión con núcleo finito	28
2.6. Esquema de cálculo de los anchos de decaimiento	29
2.7. Algunos resultados previos de los anchos de decaimiento	31
2.8. Modelo microscópico para el cálculo de los espectros de emi- sión de nucleones	32
2.9. Discusión de los resultados	37

3. Decaimiento débil de hipernúcleos–$\Lambda\Lambda$	39
3.1. Consideraciones generales	40
3.2. Expresiones para los anchos de decaimiento	42
3.3. Implementación de la LDA	49
3.4. Modelo del potencial	51
3.5. Resultados para los anchos de decaimiento	55
3.6. Discusión y conclusiones	62
4. Decaimiento débil de hipernúcleos–Λ inducido por tres nucleones	65
4.1. Introducción	66
4.2. Extensión del formalismo a Γ_3	68
4.2.1. Potenciales débil y fuerte	73
4.2.2. Expresión analítica para la contribución AA :	74
4.2.3. Retroceso del núcleo residual	76
4.3. Resultados	77
4.4. Discusión y Conclusiones	83
5. Decaimiento débil de hipernúcleos–Λ: efecto del acoplamiento fuerte ΛN–ΣN	86
5.1. Introducción	87
5.2. Formalismo	89
5.2.1. Sobre el isospin	95
5.3. Resultados	99
5.3.1. Modelo del potencial	99
5.3.2. Resultados para Γ_1	101
5.3.3. Comparación con los valores experimentales	103
5.3.4. Modelo simplificado	107
5.4. Discusión y Conclusiones	109

6. Conclusiones	112
A. Contribuciones para el decaimiento Γ_3	116
A.0.1. Contribución - BB :	117
A.0.2. Contribución - CC :	118
A.0.3. Contribución - AB :	119
A.0.4. Contribución - AC :	120
A.0.5. Contribución - BC :	123
A.1. Expresiones explícitas	125
B.	128
B.1. Factores de isospin correspondientes a Γ_3	128
C.	132
C.1. Sumas de Spin e Isospin para $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$	132
C.2. Contribución $\Gamma_1^{0\Sigma}$	136
Agradecimientos	139
Bibliografía	140

Capítulo 1

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 este trabajo de Tesis, el énfasis no está puesto en el desarrollo de un esquema teórico, por el desarrollo en sí mismo; sino que el objetivo general es la interpretación de los datos experimentales y la comprensión de la física involucrada en cada uno de ellos. De hecho, la física hipernuclear creció como consecuencia de la relación dialéctica entre teoría y experimento: veremos cómo los datos plantearon dificultades que fueron resueltas, al igual que los desarrollos teóricos alentaron mediciones. En particular, en este trabajo de Tesis nos concentraremos en el barión- Λ .

Notemos que mientras que el barión- Λ libre decae casi 100 % de su tiempo por medio del decaimiento débil mesónico $\Lambda \rightarrow N\pi$, con probabilidad de transición de ancho de decaimiento $\Gamma^0 = 2,50 \cdot 10^{-6}$ eV, la situación se modifica radicalmente dentro de la materia nuclear. Esto se debe en primer lugar a que el decaimiento débil mesónico está fuertemente inhibido debido al Principio de Pauli, y en segundo lugar, también se debe al hecho de que se abre un nuevo canal: el decaimiento débil no-mesónico, $\Gamma_{NM} \equiv \Gamma(\Lambda N \rightarrow nN)$, en

el cual no hay piones en el estado final. Debido al desacuerdo entre la teoría y los datos, hay dos interrogantes en la física del decaimiento débil no-mesónico que han atraído mayor atención. Estos son: 1) el cociente $\Gamma_{n/p} \equiv \Gamma_n/\Gamma_p$, y 2) el parámetro de asimetría a_Λ para la emisión $\vec{\Lambda}p \rightarrow np$ de hipernúcleos polarizados. Estos dos interrogantes ya han sido resueltos, pero dieron origen a una discusión interesante, que desarrollaremos a lo largo de esta Tesis.

En el decaimiento débil no-mesónico debemos 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, nos 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 isospin al grupo $SU(3)$ de sabor.

Por otra parte, actualmente se cree que el carozo de una estrella de neutrones está compuesto en gran parte por hiperones [1]. También se ha predicho que las formaciones meta-estables de la materia de hiperones pueden conducir a estrellas gemelas, y que el colapso de una de estas puede tener características similares al colapso de una supernova dando origen a la emisión de ondas gravitacionales [2].

El cambio de características globales de núcleos en presencia de impurezas extrañas, como es el hiperón Λ , es de por sí un tema interesante en la física hipernuclear. Dado que el hiperón no siente el principio de Pauli puede ser posicionado en el centro de un núcleo y una vez allí podrá atraer a los nu-

cleones circundantes produciendo el encogimiento del núcleo como un todo. Esta contracción del tamaño del hipernúcleo puede ser significativa cuando la Λ se agrega a un núcleo débilmente ligado tal como ${}^6\text{Li}$. Recientemente, el experimento KEK-PS E419 ha encontrado la evidencia clara (del orden de $\sim 20\%$) de esta contracción del hipernúcleo ${}^7_\Lambda\text{Li}$ [3].

Podríamos 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 producción de hipernúcleos es un tema mayormente de física de partículas. Enseguida daremos 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. Es el decaimiento de ciertos hipernúcleos el objeto de estudio de la presente Tesis.

En esta breve introducción, quisimos mostrar la amplitud y potencialidad del tema. Naturalmente, en este trabajo de Tesis nos concentraremos en un aspecto particular: el decaimiento débil no mesónico de hipernúcleos que contienen una o dos partículas Λ . En lo que sigue, mostraremos algo de la historia y fenomenología de estos hipernúcleos.

1.1. Algo de fenomenología

En 1952, los científicos polacos M. Danysz y J. Pniewski observaron el primer evento de decaimiento de hipernúcleos Λ en una emulsión fotográfica expuesta a rayos cósmicos a unos 26 km sobre el suelo [4]. Menos de un año después, se introduce un nuevo número cuántico: la extrañeza; con lo que nace la física hipernuclear. La observación se representa en la Fig. 1.1. Los núcleos extraños han sido investigados tanto desde el punto de vista teórico, como experimental [5].

Posteriormente, se avanzó en la comprensión de las reacciones hadrónicas para la producción de sistemas ligados extraños, que incluyen: i) reacciones de intercambio de extrañeza, realizadas en CERN (Suiza), BNL (EE.UU.), KEK (Japón) y DAΦNE (Italia), como $N(K^-, \pi^-)$ de la partícula Λ , donde la extrañeza se transfiere del estado inicial al estado final, ii) las reacciones de producción asociadas a la extrañeza, como el $n(\pi^+, K^+)$ de la partícula Λ , en BNL y KEK, donde se crea un par $s\bar{s}$ en el estado final, y iii) mecanismos de producción electromagnéticas, como el $p(e, e'K^+\Lambda)$ en TJNAF (EE.UU.) y GSI (Alemania), que también produce pares finales $s\bar{s}$. En la Fig. 1.2, vemos una representación gráfica que emplea el modelo de quarks, de mecanismos de producción de hiperones.

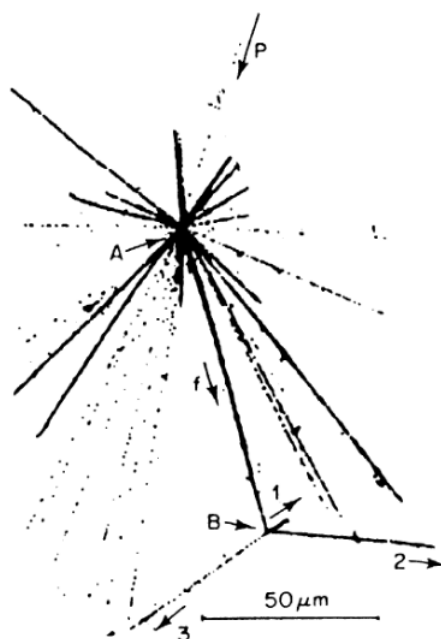


Figura 1.1: Primer evento de decaimiento hipernuclear [4]. Un protón de alta energía entra desde la parte superior, luego choca con uno de los núcleos de la emulsión rompiéndolo en diferentes fragmentos nucleares (forma de estrella producida en el punto "A" en la imagen). Estos fragmentos, después de una trayectoria corta, terminan en la emulsión, pero, después de recorrer una longitud de $90 \mu m$, se desintegra en tres partículas más (punto "B" en la figura), 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.

La física hipernuclear es hoy en día un campo de investigación altamente estudiado, que se nutre de la física de partículas y de la física nuclear, como ya habíamos señalado.

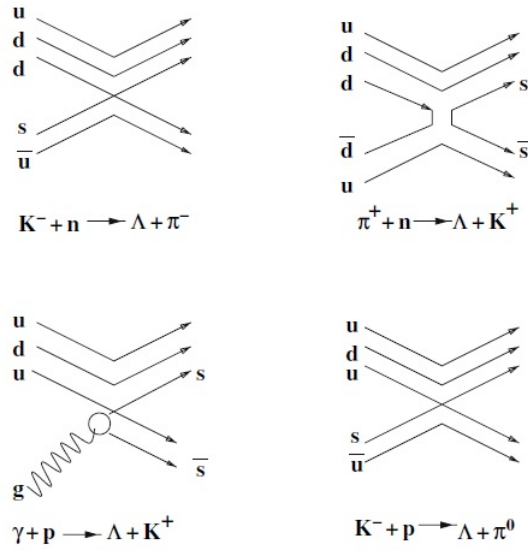


Figura 1.2: Diagramas de flujo de quark, para varios mecanismos de producción de hiperones. Figura tomada de [6].

1.2. Partículas con extrañeza

En la Tabla 1.1, mostramos a los hiperones, algunos de sus números cuánticos y su estructura de quarks. Los hiperones puede existir en el espacio libre, pero también pueden estar ligados al medio nuclear, formando entonces un hipernúcleo. Notemos que el hiperón con la masa más pequeña es la Λ , eléctricamente neutra y que es el objeto de estudio de esta Tesis. La extrañeza de un hipernúcleo está dada por su contenido de hiperones. Consideraremos hipernúcleos con una y dos partículas- Λ , esto es, sistemas con extrañeza $S = -1$ y $S = -2$, respectivamente. En la escala de masas, sigue el hiperón- Σ , que tiene tres estados de carga. Si bien no analizaremos hipernúcleos formados por partículas Σ , sí discutiremos a esta partícula como una configuración virtual que modifica las propiedades de decaimiento de un hipernúcleo- Λ .

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

Tabla 1.1: Números cuanticos de los hiperones y su estructura según el modelo de quarks.

1.3. Discusión sobre los observables

Desde el punto de vista mecánico cuántico, existen solo dos observables en el decaimiento de un hipernúcleo— Λ ó $\Lambda\Lambda$, no polarizado. Estos son: A) el ancho de decaimiento total, Γ_{tot} y B) los espectros de emisión de nucleones debido al decaimiento.

1.3.1. Sobre los anchos de decaimiento. Regla de isospin $\Delta I = 1/2$

En referencia al ancho de decaimiento total, éste 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} , debemos 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, tenemos que:

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

En forma más específica,

$$\Gamma_{tot}^0 = \Gamma_{\pi^0}^0 + \Gamma_{\pi^-}^0,$$

con $\Gamma_{\pi^0}^0 \equiv \Gamma(\Lambda \rightarrow n\pi^0)$ y $\Gamma_{\pi^-}^0 \equiv \Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$. Ya que tenemos un pión como estado final, este es un decaimiento mesónico. En el espacio libre, entonces, el único decaimiento posible, es el mesónico. En la Fig. 1.3, mostramos el diagrama de Goldstone que representa a este ancho de decaimiento. Experimentalmente, se encuentra que la probabilidad de cada uno de los

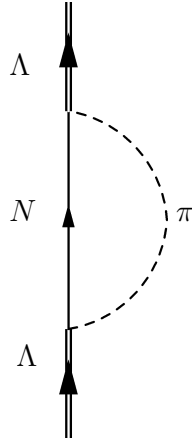


Figura 1.3: Diagrama de Goldstone que muestra el ancho de decaimiento mesónico de un hipernúcleo- Λ . Podemos tener: $N\pi = n\pi^0$ ó $N\pi = p\pi^-$. Nota: esta representación es válida tanto para el espacio libre, como para materia nuclear.

decaimientos es la siguiente:

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow n + \pi^0 \quad (\sim 36\%), \\ \Lambda &\rightarrow p + \pi^- \quad (\sim 64\%) \end{aligned}$$

con una probabilidad de decaimiento total $\Gamma_{\pi^0}^0 + \Gamma_{\pi^-}^0 \equiv \Gamma^0 = 2,50 \times 10^{-6} eV$. Estas relaciones han tenido un impacto enorme en el tema. El hiperón- Λ , se comporta como una partícula de isospin 0, frente a las interacciones fuertes. El decaimiento, sin embargo, es inducido por la interacción débil que no es independiente de la carga. Si a la Λ le asigno el isospin de un neutrón ($I = 1/2$ y $I_z = -1/2$), los factores de isospin son: vértice $\Lambda n \pi^0 = 1$ y vértice $\Lambda p \pi^- = \sqrt{2}$. En cada diagrama, tenemos dos vértices; de este modo, los factores de isospin aparecen al cuadrado. Defino ahora Γ_{π}^0 , como un ancho de decaimiento independiente de isospin. Esto es, obtenemos $\Gamma_{\pi^0}^0$ y $\Gamma_{\pi^-}^0$ multiplicando a Γ_{π}^0 por los correspondientes factores de isospin:

$$\begin{aligned}\Gamma_{\pi^0}^0 &\rightarrow 1 \Gamma_{\pi}^0 \\ \Gamma_{\pi^-}^0 &\rightarrow 2 \Gamma_{\pi}^0,\end{aligned}$$

como $\Gamma_{tot}^0 = 3 \Gamma_{\pi}^0$, tengo

$$\begin{aligned}\Gamma_{\pi^0}^0 / \Gamma_{tot}^0 &= 1/3 \quad (\sim 33 \%) \\ \Gamma_{\pi^-}^0 / \Gamma_{tot}^0 &= 2/3 \quad (\sim 67 \%).\end{aligned}$$

De la comparación de estas ecuaciones, vemos que al asignarle a la partícula Λ en forma arbitraria los números cuánticos de isospin de un neutrón, logramos explicar razonablemente bien su comportamiento experimental. Se habla entonces del uso de un 'isospurión', tal que la función de onda de la Λ , resulta de la suma de su isospin con la del isospurión:

$$|\chi_{\Lambda}\rangle = |0, 0\rangle \otimes |1/2, -1/2\rangle = |1/2, -1/2\rangle.$$

Si bien tomando la idea del acoplamiento de la Λ 'resolvemos' el problema de decaimiento libre mesónico de la misma, no existe ninguna certeza de que el mismo argumento sea válido en el medio nuclear o para el decaimiento no mesónico. Esta hipótesis de trabajo es ampliamente aceptada en la literatura y la emplearemos en esta Tesis. Debemos indicar, sin embargo, que el análisis

de la 'regla de isospin $\Delta I = 1/2$ ', es un problema abierto y un tema de investigación en sí mismo.

Hasta aquí, discutimos el decaimiento de la Λ libre. Analizamos ahora el caso en que parto de un hipernúcleo y estudiaremos 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 tengo un pión en el estado final, que se puede medir; por lo que me 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.

Antes de seguir adelante, quisiéramos hacer algún comentario adicional sobre Γ_M . En esta Tesis, no analizaremos esta cantidad. Sin embargo y a pesar de emplear una notación similar, su evaluación en el espacio libre y en el medio nuclear es diferente: el nucleón emitido en el medio nuclear encuentra otros nucleones, lo cual reduce su espacio de fases. Consideremos entonces el decaimiento,

$$\Lambda \rightarrow N\pi.$$

La diferencia de masas entre la Λ y el nucleón es,

$$Q = m_\Lambda - m_N \cong 177 \text{ MeV}.$$

Suponiendo a la Λ en reposo, esta es la energía disponible en la reacción. A esta energía, le debemos restar la masa del pión,

$$Q - m_\pi \cong 39 \text{ MeV}.$$

Esta energía es del orden de la energía de Fermi y se debe repartir entre el nucleón y el pión. De este modo, si el nucleón no alcanza la energía de Fermi, el proceso no puede ocurrir. Eventualmente, podemos tener un pión que recibe poca energía y el decaimiento tiene lugar. Sobre esta base, afirmamos que en el medio nuclear el decaimiento mesónico está inhibido. En un hipernúcleo liviano, con una energía de Fermi más baja, el decaimiento mesónico es más probable, resultando muy poco probable para hipernúcleos pesados.

Analícemos 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, sigue siendo $Q \cong 177$ MeV. Como no debemos 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, nos 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 solo tengo 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:

$$\Lambda N \rightarrow NN.$$

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

$$\Lambda NN \rightarrow NNN,$$

o procesos de orden superior. Escribamos el decaimiento no-mesónico

como:

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

donde $\Gamma_1 = \Gamma(\Lambda N \rightarrow NN)$ y $\Gamma_2 = \Gamma(\Lambda NN \rightarrow NNN)$. A su vez, los canales de isospin de cada uno de estos anchos de decaimiento son:

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \Gamma_n + \Gamma_p \\ \Gamma_2 &= \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp},\end{aligned}$$

con $\Gamma_{np} = \Gamma(\Lambda np \rightarrow nnp)$, etc. En la literatura, encontramos datos para las siguientes cantidades:

$$\begin{aligned}\Gamma_1 \\ \Gamma_n \\ \Gamma_p \\ \Gamma_n/\Gamma_p \\ \Gamma_2\end{aligned}$$

Escribimos de esta manera estas cantidades para poner énfasis sobre ellas. Algunas medidas dan cuenta del cociente Γ_n/Γ_p , pero no de los valores individuales de Γ_n y Γ_p . Hay pocas medidas de Γ_2 , etc. La pregunta es si estas cantidades son o no observables. Desde el punto de vista mecánico cuántico no lo son. Sin embargo, encontramos en la literatura mediciones para ellas.

Estos anchos de decaimiento, se denominan decaimientos primarios. Ocurren en el momento en que la partícula Λ decae en el interior del hipernúcleo. Al decaer, se emiten dos nucleones. Pero estos nucleones están aún dentro del medio nuclear y pueden ser re-absorbidos por medio de la interacción fuerte o también pueden arrastrar (por medio de la interacción fuerte) a otro(s) nucleon(es). De este modo, pueden tener lugar procesos secundarios como:



¿Podemos diferenciar estos tres nucleones provenientes de Γ_1 , de los tres nucleones provenientes de $\Gamma_2 = \Gamma(\Lambda NN \rightarrow NNN)$? Desafortunadamente no podemos diferenciarlos. Debido entonces a la acción de la fuerza nuclear (o correlaciones de estado final), no tenemos acceso a los valores de los anchos de decaimiento que acabamos de listar.

Sin embargo, sí se dan valores experimentales para estas cantidades. Para ello, los físicos experimentales implementan una simulación numérica de Monte Carlo, para dar cuenta de estas interacciones y extrapolar el valor de los anchos de decaimientos parciales. Se emplean diferentes simulaciones y se especula con que si diferentes simulaciones arrojan el mismo resultado, lo que se obtiene puede ser calificado como 'independiente del modelo'. El estudio de los anchos de decaimiento es el objeto principal de análisis de esta Tesis.

1.3.2. Sobre los espectros

En el párrafo anterior, indicamos que los experimentales extraen los valores de los anchos de decaimiento de simulaciones numéricas. Estas simulaciones numéricas dan como resultado los espectros de emisión de nucleones, que son, junto con el ancho de decaimiento total, los verdaderos observables del problema.

Existen mediciones de espectros de diferentes tipos. En forma algo arbitraria, los podemos clasificar en dos grupos: *i)* los espectros monoparticulares y *ii)* los espectros de coincidencia de dos partículas.

En los espectros monoparticulares, se detecta un protón o un neutrón, en función de su energía cinética. Es interesante notar que podemos atribuir una parte importante del espectro al decaimiento no mesónico. Naturalmente, el hipernúcleo puede decaer en forma mesónica o no mesónica. Como el espectro se dibuja en función de la energía, en la región de energías de 0 a ~ 30 MeV, tenemos nucleones provenientes tanto del decaimiento mesónico, como del no mesónico, sin poder diferenciarlos. Pero por la conservación de

la energía, para valores superiores a ~ 30 MeV, solo puedo tener nucleones provenientes del decaimiento no-mesónico. De este modo, se establece una energía umbral: a partir de esa energía, sabemos que todas las partículas provienen del decaimiento no-mesónico. La energía umbral depende del hipernúcleo y es un valor que dan los trabajos experimentales. En todo caso, su valor es en general del orden de ~ 30 MeV.

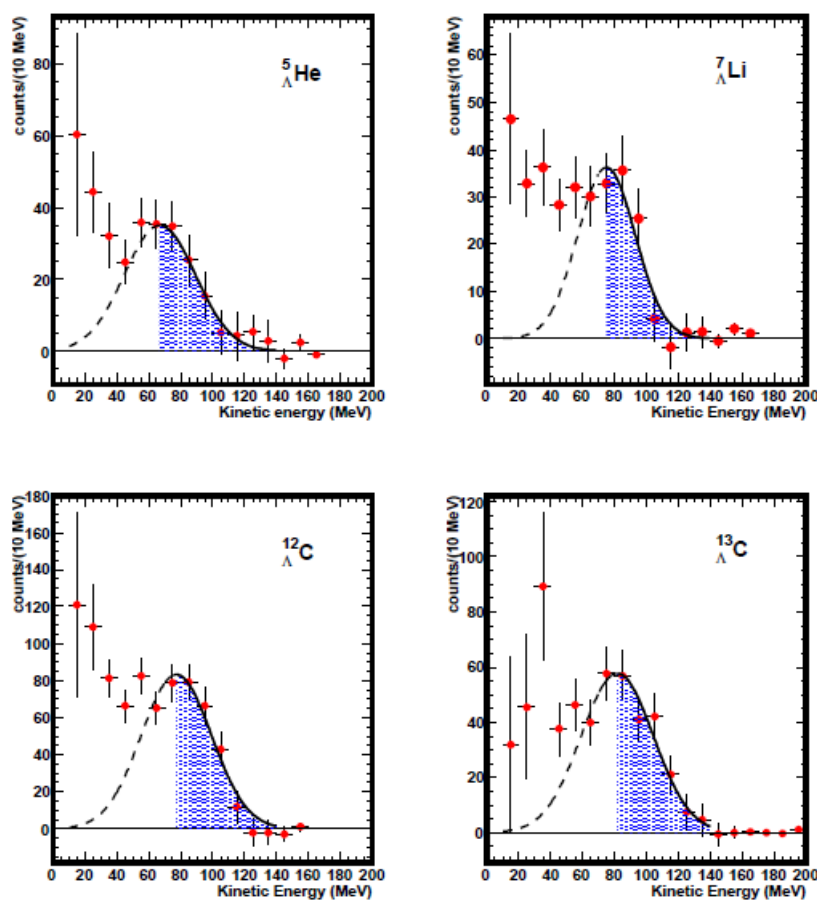


Figura 1.4: Espectros monoparticulares del protón en función de la energía. Las líneas continuas son ajustes numéricos. Tomado de [21].

En la Fig. 1.4 mostramos algunos espectros monoparticulares. Estos es-

pectros se los puede analizar según dos regiones: la de energías menores a la umbral y la de energías mayores al mismo umbral. Para energías menores al umbral, tenemos contribuciones tanto del decaimiento mesónico, como del no mesónico. Vemos que en general es una contribución importante. Para energías mayores al umbral todo el decaimiento es no mesónico y en algunos casos se ve un pico en $Q/2$ (recordemos que $Q = m_\Lambda - m_N \cong 177 \text{ MeV}$): la contribución dominante es $\Lambda N \rightarrow nN$ y las dos partículas finales se reparten la energía Q . Esto da un pico para $Q/2$ y no pueden encontrarse partículas más allá de Q .

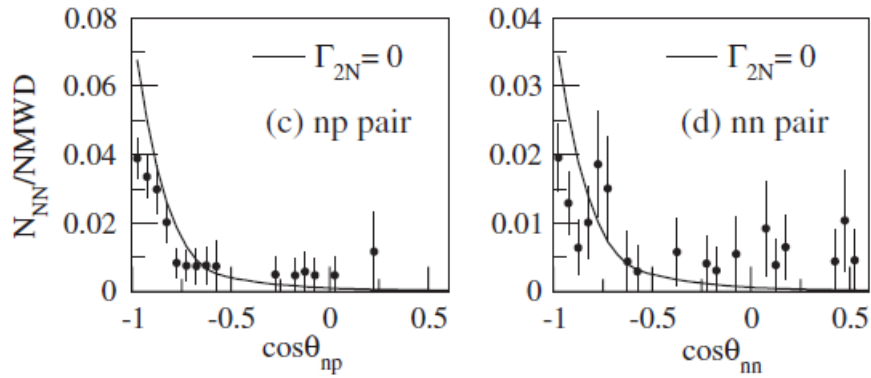


Figura 1.5: Espectro de coincidencia de pares de partículas: nn y np, en función del ángulo entre ellas. La línea continua resulta de un modelo numérico que no toma en cuenta el decaimiento inducido por 2 nucleones (Γ_{2N}). Tomado de [20]

Otro tipo de espectros, que mostramos en la Fig. 1.5, son los de coincidencia de un par de partículas en función del coseno del ángulo entre ellas. Del decaimiento $\Lambda N \rightarrow nN$, los pares de partículas pueden ser nn y np ; mientras que del decaimiento $\Lambda NN \rightarrow nNN$, sumamos a los dos mencionados, el par pp , cuya contribución es muy pequeña. En este caso, todos los decaimientos

son no-mesónicos, pues el experimento afirma reconocer pares de partículas provenientes del decaimiento de un hipernúcleo particular. Notemos que tenemos un pico para $\cos(\theta) = -1$, esto es, partículas que son emitidas con la misma dirección y sentido opuesto ('back-to-back'). Esta es la cinemática dominante para $\Lambda N \rightarrow nN$.

En el próximo capítulo, haremos otros comentarios sobre el problema de los espectros. Finalmente y como resumen de este primer capítulo, recordemos que los observables en el decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ , son el ancho de decaimiento total y los espectros de emisión. Los anchos de decaimiento parciales se obtienen por medio del análisis de los espectros, en donde se debe implementar un modelo para dar cuenta del efecto de la fuerza nuclear. Naturalmente, la medida de la vida media tiene también el efecto de la fuerza nuclear. Sin embargo, como se trata de una medida de tiempo y como la fuerza nuclear es trece órdenes de magnitud más rápida que la interacción débil, podemos considerar a la vida media como una medida certera del ancho de decaimiento total. Como comentario final, al comienzo de la sección referente a los observables, dijimos que el ancho de decaimiento total y los espectros, son los únicos observables para hipernúcleos no polarizados. En el caso de hipernúcleos polarizados, es también un observable el llamado 'parámetro de asimetría' [7], que no analizaremos en esta Tesis.

Capítulo 2

Formalismo para el cálculo del decaimiento débil de hipernúcleos- Λ

Este capítulo tiene como objetivo el mostrar el marco formal general para el cálculo del decaimiento débil no mesónico de hipernúcleos- Λ . Ese esquema teórico fue desarrollado previamente a la presente Tesis y es empleado en los cálculos que se exponen en los tres capítulos siguientes. Resulta conveniente mostrar un resumen de dicho esquema. Mostraremos también el formalismo para el cálculo de los espectros de emisión de partículas debido al decaimiento. Esto lo hacemos pues es pertinente para discutir la motivación general de la presente Tesis, junto a la discusión de las conclusiones de la misma. En este capítulo haremos una discusión cualitativa del formalismo para el cálculo tanto del ancho de decaimiento como de los espectros, ya que se tratan de cálculos previos al trabajo de la presente Tesis. Naturalmente, se citan los trabajos en donde se pueden encontrar los detalles de los cálculos. Por otra parte, en los capítulos siguientes se presentan los elementos completos para la reproducción de los cálculos.

2.1. Hipótesis de trabajo

En primer lugar, consideraremos que el problema del cálculo del ancho de decaimiento y espectros, de hipernúcleos Λ y $\Lambda\Lambda$, puede ser descrito por medio del modelo de la mecánica cuántica no relativista. En el caso del decaimiento no mesónico y como vimos en el capítulo anterior, los nucleones salientes se reparten una energía del orden de $Q \simeq 177$ MeV. Esto es, cada nucleón recibe una energía aproximadamente un orden de magnitud menor a su masa. En estas condiciones, los efectos relativistas pueden tener alguna influencia, sin embargo el trabajar en términos no relativistas lo consideramos una hipótesis razonable.

Aceptaremos el uso de la Regla de Oro de Fermi para describir al decaimiento. Esta es una hipótesis ampliamente aceptada y la hemos empleado sin mayores consideraciones. Con el mismo espíritu, limitaremos todas las interacciones a interacciones de dos cuerpos.

Trabajaremos con materia nuclear no relativista, extendida a núcleo finito por medio de la llamada aproximación de la densidad local (LDA). Otra aproximación es el uso del modelo de capas [8, 9, 10, 11, 12, 13], que es un esquema muy diferente. En cálculos previos (y en esta misma Tesis, cuando se calcula el decaimiento no mesónico de hipernúcleos $\Lambda\Lambda$), vemos que los resultados obtenidos en forma independiente con ambas aproximaciones son similares. Eso nos da cierta confianza en el uso de esos modelos en general, y en el de materia nuclear junto con la LDA, en particular.

Emplearemos la regla de isospin $\Delta I = 1/2$. Esta es una regla empírica discutida en el capítulo anterior. Operativamente, tomamos a cada partícula con extrañeza que decae débilmente (en esta Tesis, los bariones Λ y Σ), y los acoplaremos en el espacio de isospin a un 'isospurión' con los números cuánticos de isospin de un neutrón.

2.2. El ancho de decaimiento no mesónico

Consideremos al ancho de decaimiento no mesónico inducido por un nucleón y por dos nucleones, cuando el barión- Λ tiene un cuadrivector energía-impulso dado por $k = (k_0, \mathbf{k})$, dentro de materia nuclear infinita, con momento de Fermi k_F . La regla de oro de Fermi nos dice que el ancho de decaimiento se puede escribir como:

$$\Gamma_{1(2)}(k, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda N \rightarrow NN} | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0), \quad (2.1)$$

donde $|0\rangle_{k_F}$ es el estado fundamental del hipernúcleo, con energía dada por E_0 y $|f\rangle$ representa a los estados finales posibles, con energía E_f . Los estados finales son de $2p1h$ (dos partículas y una vacancia o agujero de partícula debajo de la energía de Fermi) o de $3p2h$, para Γ_1 y para Γ_2 , respectivamente. Por medio de $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$, representamos el potencial débil de transición, que es un operador de dos cuerpos.

Analicemos los diferentes elementos que constituyen la Ec. (2.1). Estos son: el estado inicial $|0\rangle_{k_F}$, el potencial de transición $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$ y el estado final, $|f\rangle_{k_F}$. Sobre estas tres cantidades, proponemos modelos para el estado inicial y para el potencial de transición; mientras que el estado final es el que resulta de modelar los dos primeros. Es el estado final lo que define el ancho de decaimiento particular que estamos estudiando, como se indicó en el párrafo anterior. Consideremos estos elementos separadamente:

- El estado inicial. El modelo más simple para el estado inicial es el de tomar el vacío de Hartree-Fock. Mostraremos enseguida que consideraremos también correlaciones del estado fundamental, formadas por configuraciones de $2p2h$, que son inducidas por la interacción fuerte de los nucleones en el núcleo. Dado que el potencial de transición es un operador de dos cuerpos, este potencial no puede conectar al vacío de Hartree-Fock con el estado final de $3p2h$ que define Γ_2 .

- El potencial de transición, $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$. Disponemos de una energía $Q \simeq 177$ MeV, producto de la desintegración del barión- Λ . Esto me permite tener en el estado final para el decaimiento mesónico, solo al pión. Sin embargo, en el decaimiento no-mesónico, debo considerar el intercambio virtual de mesones más pesados: $\pi, \eta, \rho, \omega, K$ y K^* . Esta interacción tiene dos vértices, uno débil en donde cambia la extrañeza y otro fuerte, donde no cambia la extrañeza. Esto lo mostramos en la Fig. 2.1

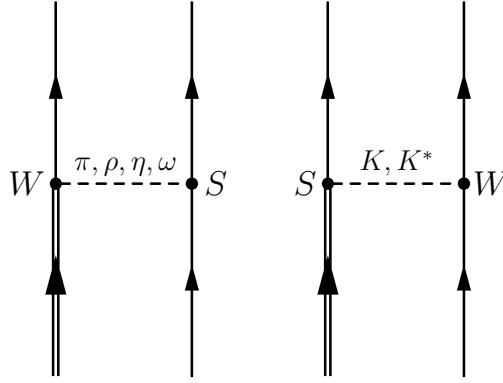


Figura 2.1: Intercambio virtual de mesones más pesados: $\pi, \eta, \rho, \omega, K$ y K^* .

2.3. Modelo para el estado fundamental

Usando teoría de perturbaciones, tenemos [15, 16]

$$|0\rangle_{k_F} = \mathcal{N}(k_F) \left(| \rangle - \sum_{p,h,p',h'} \frac{\langle php'h' | V^{NN} | \rangle_{D+E}}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + \varepsilon_{p'} - \varepsilon_{h'}} | php'h' \rangle \right) \otimes | p_\Lambda \rangle, \quad (2.2)$$

donde $| \rangle$ es el estado fundamental no correlacionado o vacío de Hartree-Fock. El segundo término de la derecha, representa las correlaciones de $2p2h$, que contienen una parte directa y otra de intercambio. Junto con las correlaciones entre los nucleones, debemos incluir también al estado inicial de la Λ , dado

por $|p_\Lambda\rangle$; mientras que la energía de partícula–agujero está dada por ε_i y

$$\mathcal{N}(k_F) = \left(1 + \sum_{p,h,p',h'} \left| \frac{\langle php'h' | V^{NN} | \rangle_{D+E}}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + \varepsilon_{p'} - \varepsilon_{h'}} \right|^2 \right)^{-1/2} \quad (2.3)$$

es una función de normalización. En estas expresiones V^{NN} es la interacción fuerte, responsable de estas correlaciones. Notemos que una vez que actúa el potencial de transición $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$, las partículas salientes pueden interactuar por medio de V^{NN} . Sin embargo, estas correlaciones de estado final no deben ser tenidas en cuenta para el cálculo del ancho de decaimiento. Es este el motivo por el que usamos diagramas de Goldstone, pues son estos diagramas los que nos permiten establecer un orden temporal de los eventos. Para el cálculo de los anchos de decaimiento, solo debemos considerar las correlaciones nucleares sobre el estado fundamental.

2.4. Modelo para el potencial de transición

Por completitud, mostramos brevemente ahora el modelo para el potencial de transición:

$$V^{\Lambda N \rightarrow NN}(q) = \sum_{\tau_\Lambda=0,1} \mathcal{O}_{\tau_\Lambda} \mathcal{V}_{\tau_\Lambda}^{\Lambda N \rightarrow NN}(q), \quad (2.4)$$

donde la dependencia en isospin es,

$$\mathcal{O}_{\tau_\Lambda} = \begin{cases} 1 & \text{para } \tau_\Lambda = 0 \\ \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 & \text{para } \tau_\Lambda = 1. \end{cases} \quad (2.5)$$

Los valores 0 y 1 para $\tau_{\Lambda(N)}$ se refieren a la parte isoescalar e isovectorial de la interacción, respectivamente. Mientras que la dependencia en spin e impulso, está dada por,

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{\tau_\Lambda}^{\Lambda N \rightarrow NN}(q) = & (G_F m_\pi^2) \{ S_{\tau_\Lambda}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} + S'_{\tau_\Lambda}(q) \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} + P_{C,\tau_\Lambda}(q) \\ & + P_{L,\tau_\Lambda}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} + P_{T,\tau_\Lambda}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\mathbf{q}}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\mathbf{q}}) \\ & + i S_{V,\tau_\Lambda}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{\mathbf{q}} \}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

las funciones $S_{\tau_\Lambda}(q)$, $S'_{\tau_\Lambda}(q)$, $P_{C,\tau_\Lambda}(q)$, $P_{L,\tau_\Lambda}(q)$, $P_{T,\tau_\Lambda}(q)$ y $S_{V,\tau_\Lambda}(q)$, incluyen correlaciones de corto alcance y se ajustan para dar cuenta del intercambio de todos los mesones considerados. En los capítulos siguientes, daremos más detalles de la interacción.

2.5. Conexión con núcleo finito

Como vemos en la Ec. (2.1), este ancho de decaimiento depende del cuadrivector energía–impulso de la Λ y del impulso de Fermi del medio nuclear donde tiene lugar el decaimiento. Para vincular esta cantidad con la de un núcleo particular, empleamos la aproximación de la densidad local (LDA), desarrollada en [17].

La LDA consiste en hacer un promedio del ancho de decaimiento parcial $\Gamma_{1(2)}(\mathbf{k}, k_F(r))$, sobre la distribución de impulsos de la Λ y sobre el perfil de impulsos de Fermi, correspondiente a cada hipernúcleo:

$$\Gamma_{1(2)} = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{1(2)}(\mathbf{k}, k_F(r)) , \quad (2.7)$$

donde para la función de onda de la Λ , $\psi_\Lambda(\mathbf{r})$, y su transformada de Fourier, $\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})$, empleamos la función de onda del oscilador armónico $1s_{1/2}$. Para cada hipernúcleo empleamos un valor de la frecuencia del oscilador $\hbar\omega$, que especificaremos en cada caso. En esta expresión, pensamos que el hipernúcleo tiene simetría esférica, con un perfil de densidad dado por $\rho(r)$ (que también especificaremos para cada hipernúcleo) y la relación entre la posición y el impulso de Fermi, viene dada por: $k_F(r) = \{3\pi^2\rho(r)/2\}^{1/3}$.

2.6. Esquema de cálculo de los anchos de decaimiento

En esta sección, mostraremos en forma esquemático cómo se calculan las diferentes contribuciones al ancho de decaimiento.

Básicamente, la idea es mostrar cómo pasar de la Ec. (2.1) a una expresión analítica que se pueda evaluar numéricamente. Para ello, emplearemos las reglas de Goldstone en el espacio de impulsos [18].

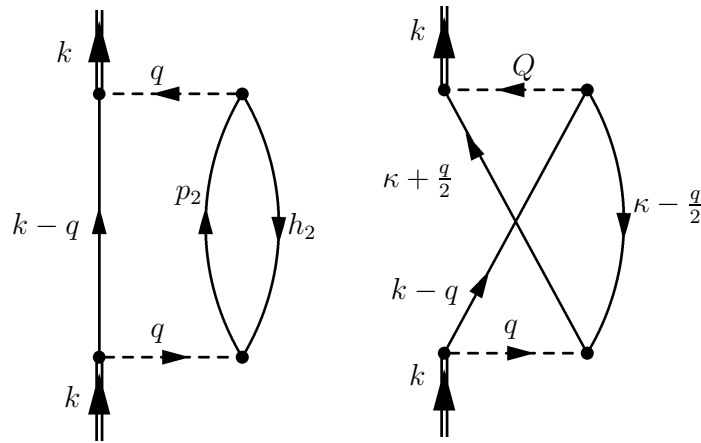


Figura 2.2: Diagrama para la evaluación de Γ_1

El primer paso es dibujar los diagramas del Goldstone que deseamos evaluar. En la Fig. 2.2 mostramos los diagramas para la evaluación de Γ_1 , mientras que en la Fig. 2.3 mostramos los diagramas más relevantes para la evaluación de Γ_2 .

Una vez que dibujamos los diagramas, le asignamos valores de la energía-impulso a cada línea de partícula, agujero e interacción. Emplemos la conservación de la energía-impulso en cada vértice del diagrama. Es entonces el momento de emplear las reglas de Goldstone para obtener la expresión analítica del diagrama. Referimos nuevamente al lector a [18], para un listado riguroso de estas reglas, pero es conveniente resumir algunos elementos relevantes:

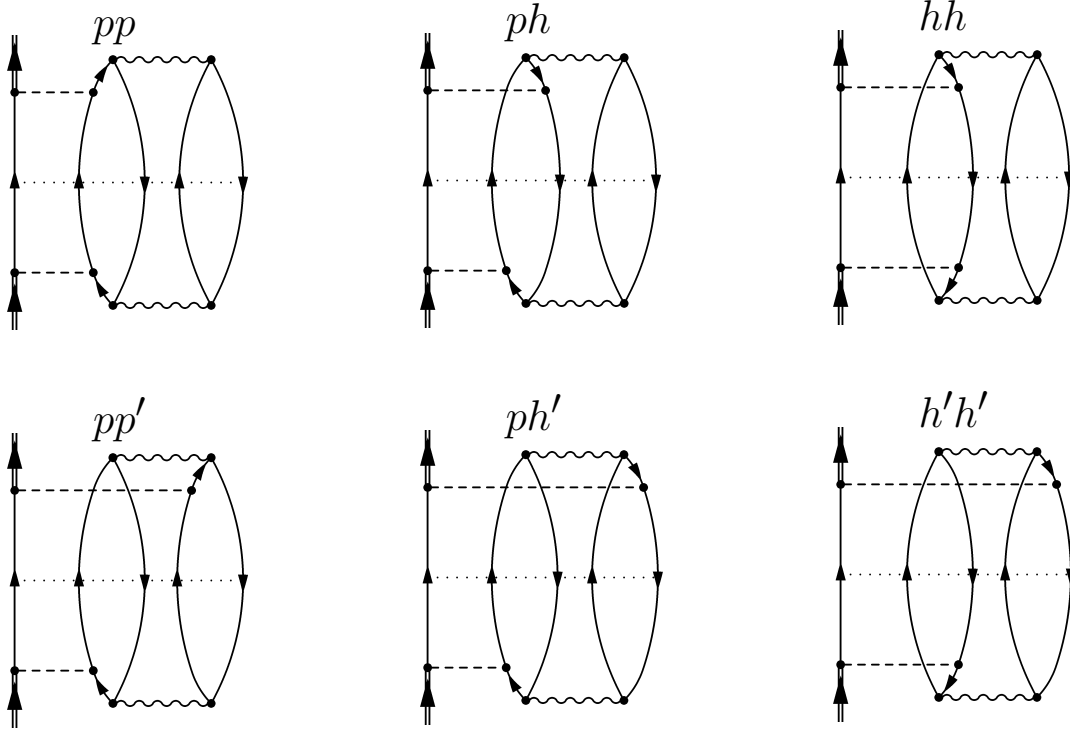


Figura 2.3: Diagrama para la evaluación de Γ_2

El propagador de las líneas de partícula es:

$$G_{part}(p_0, \mathbf{p}) = \frac{\theta(|\mathbf{p}| - k_F)}{p_0 - E_N(\mathbf{p}) + i\varepsilon}. \quad (2.8)$$

Mientras que el propagador de las líneas de agujero viene dado por,

$$G_{aguj}(h_0, \mathbf{h}) = \frac{\theta(k_F - |\mathbf{h}|)}{h_0 - E_N(\mathbf{h}) - i\varepsilon}. \quad (2.9)$$

Para las líneas correspondientes al potencial de transición débil empleamos la Ec. (2.4), mientras que para la interacción fuerte reemplazamos $\mathcal{V}_{\tau\Lambda}^{\Lambda N \rightarrow NN}(q)$ en la Ec. (2.4), por,

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{\tau N}^{NN}(q) = & \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \{ \mathcal{V}_{C, \tau N}(q) + \mathcal{V}_{L, \tau N}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} \\ & + \mathcal{V}_{T, \tau N}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\mathbf{q}}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\mathbf{q}}) \}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde las funciones $\mathcal{V}_{C, \tau N}(q)$, se ajustan para reproducir cualquier potencial.

Con estos elementos, sumamos sobre spin e isospin, integramos sobre energía e impulso, con lo que obtenemos las expresiones finales.

2.7. Algunos resultados previos de los anchos de decaimiento

En esta sección comentamos algunos resultados previos para el ancho de decaimiento. La Tabla 2.1, es la Tabla IV de [19]. Tomamos esta tabla como representativa de los resultados para el cálculo del ancho de decaimiento.

Ant./GSC	Γ_n	Γ_p	Γ_1	Γ_2	Γ_{NM}	Γ_n/Γ_p	Γ_2/Γ_{NM}
no/no	0.15	0.47	0.62	0	0.62	0.31	0
sí/no	0.18	0.56	0.74	0	0.74	0.33	0
no/sí	0.15	0.47	0.61	0.31	0.91	0.31	0.50
sí/sí	0.19	0.55	0.73	0.25	0.98	0.34	0.26
KEK	$0,23 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,13$	$0,27 \pm 0,13$	$0,95 \pm 0,04$	$0,51 \pm 0,13 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,13$
FINUDA							$0,24 \pm 0,10$

Tabla 2.1: Ancho de decaimiento no mesónico para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$. En estos resultados, mostramos el efecto de la antisimetrización (Ant.) y de las correlaciones del estado fundamental (GSC). Comparamos con los resultados de KEK [20] y FINUDA [21].

Como comentario general, notamos que las barras de error de los datos son grandes. Especialmente para los cocientes Γ_n/Γ_p y Γ_2/Γ_{NM} . Excepto para Γ_n/Γ_p , el acuerdo entre teoría y experimento se encuentra dentro de las barras de error.

Sobre las diferentes contribuciones, notamos que hemos incluido en forma separada el efecto de la antisimetrización y de las correlaciones del estado fundamental (GSC). Debemos indicar que el ancho de decaimiento Γ_2 , se origina en una GSC, por lo que al no considerar GSC su contribución es nula.

2.8. Modelo microscópico para el cálculo de los espectros de emisión de nucleones

En la presente Tesis no evaluaremos ningún espectro. Sin embargo, es conveniente mostrar un modelo microscópico para su cálculo, con el fin de lograr una discusión más amplia del tema de decaimiento no-mesónico de hipernúcleos- Λ .

Tomaremos el esquema desarrollado en [22, 23]. Por medio de un ejemplo simple, presentamos el método para el cálculo de los espectros. Para ello, debemos entender en primer lugar qué representa un espectro: como resultado del decaimiento débil de un hipernúcleo, se emiten nucleones. Esos nucleones emitidos se pueden medir y también se puede medir su energía. Luego, se puede hacer un histograma en donde se registra el número de nucleones cuyas energías están dentro de un cierto rango. Por conveniencia, la gráfica se normaliza al número total de nucleones medidos para todas las energías. De esta manera se construye un espectro de neutrones o protones, en función de la energía. También se pueden construir espectros de pares de nucleones en coincidencia. Por 'coincidencia', expresamos implícitamente que ese par de nucleones provino del decaimiento del mismo hipernúcleo. Luego, podemos graficar el número de pares nn , np ó pp , en función del ángulo entre ellos, o en función de la suma de sus energías, etc.

Discutamos ahora un modelo simplificado para construir un espectro de emisión de nucleones en función de su energía cinética. Para ello, nos vamos a restringir a $\Gamma_p = \Gamma(\Lambda p \rightarrow np)$. Cuando calculamos Γ_p , sumamos sobre *todos* los estados finales np . Consideremos el espectro de protones, N_p . Nada nos impide descomponer la suma en contribuciones parciales de la forma,

$$\Gamma_p = \Delta\Gamma_{p1} + \Delta\Gamma_{p2} + \dots + \Delta\Gamma_{pf},$$

donde $\Delta\Gamma_{p1}$ resulta de sumar sobre todos los posibles estados finales de neu-

trón, y restringir la suma sobre los protones en un rango que va de 0 a 10MeV. El rango de $\Delta\Gamma_{p2}$ va de 10 a 20MeV, hasta $\Delta\Gamma_{pf}$, para el que el rango debe alcanzar el valor de $Q \cong 177\text{MeV}$. De este modo, intuimos que las cantidades $\Delta\Gamma_{pi}$ deben dar cuenta de cierta porción de protones, dentro de un rango de energías.

Naturalmente, para vincular estas cantidades con N_p debemos normalizarlas de algún modo. Del mismo modo en que los espectros experimentales se normalizan al número total de partículas, para construir el espectro, debo dividir $\Delta\Gamma_{pi}$ por Γ_{NM} , que da cuenta de todos los protones emitidos. Debemos preguntarnos por qué usar Γ_{NM} , en lugar de Γ_{tot} ($=\Gamma_M+\Gamma_{NM}$). La respuesta está en que de Γ_M provienen protones que no contamos; por lo tanto, la normalización correcta en este caso es Γ_{NM} .

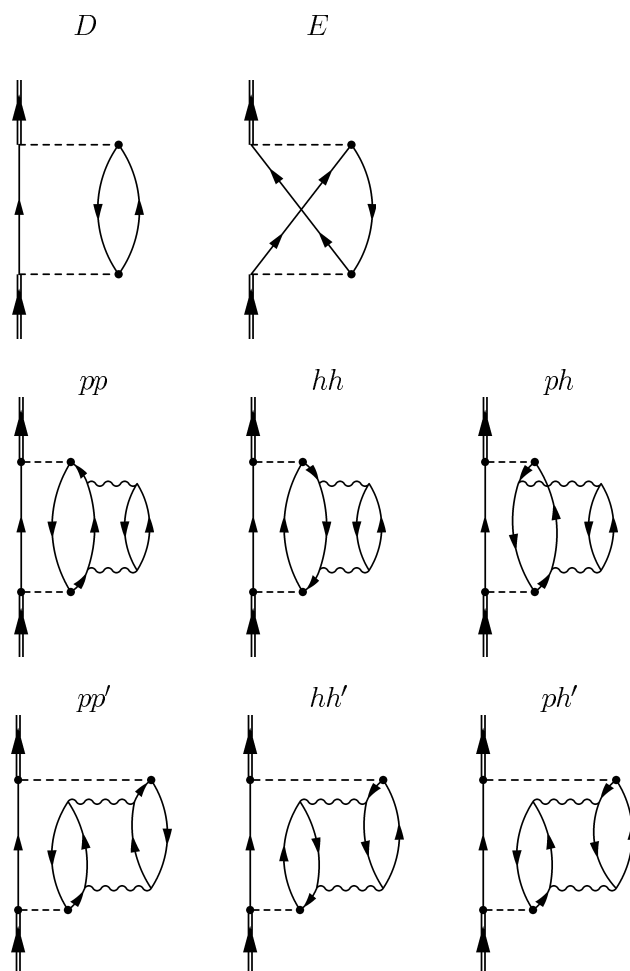


Figura 2.4: Diagramas de Goldstone que contribuyen a los espectros. En esta figura, el potencial de transición débil se representa por medio de una línea de rayas, mientras que la interacción fuerte se dibuja con una línea ondulada.

Ahora bien, los protones que resultan del decaimiento Γ_p , se denominan *primarios*, pues provienen del decaimiento débil. Sin embargo, antes de salir del medio nuclear y por efecto de la interacción fuerte, estas partículas pueden ser re-absorvidas, pueden arrastrar a otras, etc. Este mecanismo se engloba con la denominación de 'correlaciones de estado final'. Usando diagramas de Goldstone, son diagramas en los que la fuerza nuclear actúa después de la débil. Esto debe ser tenido en cuenta en los espectros, como un término

adicional de correlación. De este modo, escribimos el conjunto más general de ecuaciones para dar cuenta de los espectros [22],

$$N_n = 2\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_p + 3\bar{\Gamma}_{nn} + 2\bar{\Gamma}_{np} + \bar{\Gamma}_{pp} + \sum_{i,f} N_{f(n)} \bar{\Gamma}_{i,f}, \quad (2.11)$$

$$N_p = \bar{\Gamma}_p + \bar{\Gamma}_{np} + 2\bar{\Gamma}_{pp} + \sum_{i,f} N_{f(p)} \bar{\Gamma}_{i,f}, \quad (2.12)$$

$$N_{nn} = \bar{\Gamma}_n + 3\bar{\Gamma}_{nn} + \bar{\Gamma}_{np} + \sum_{i,f} N_{f(nn)} \bar{\Gamma}_{i,f}, \quad (2.13)$$

$$N_{np} = \bar{\Gamma}_p + 2\bar{\Gamma}_{np} + 2\bar{\Gamma}_{pp} + \sum_{i,f} N_{f(np)} \bar{\Gamma}_{i,f}, \quad (2.14)$$

$$N_{pp} = \bar{\Gamma}_{pp} + \sum_{i,f} N_{f(pp)} \bar{\Gamma}_{i,f}, \quad (2.15)$$

donde $\bar{\Gamma} \equiv \Gamma/\Gamma_{NM}$, integrado en el rango de energía correspondiente al espectro que se está analizando. En la Fig. 2.4, mostramos un conjunto de diagramas que contribuyen a los espectros. Las dos primeras líneas son el término directo y de intercambio de Γ_1 . El resto de los diagramas, son correlaciones de estado final. Es conveniente discutir cómo deben leerse estos diagramas. Tomemos como ejemplo el diagrama pp : si corto el diagrama por la mitad, tengo un estado de $3p2h$: las posibles partículas emitidas son: nnn , nnp o npp . Pero también puedo hacer un corte justo por encima del potencial de transición dibujando en la parte inferior del diagrama (o justo por debajo de la línea superior). En ese caso, tengo un diagrama de interferencia y el estado final es de $2p1h$, en cuyo caso los posibles estados finales son nn o np .

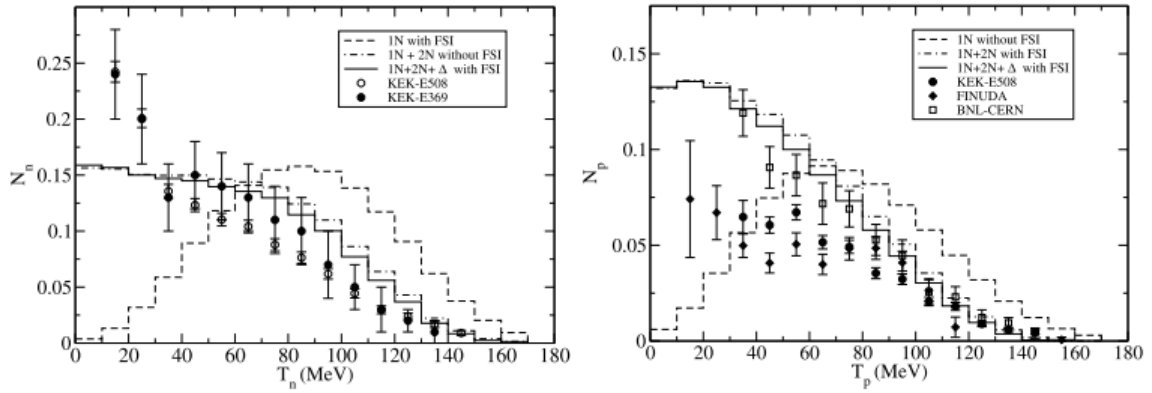


Figura 2.5: Espectro no mesónico de neutrones y protones en función de su energía cinética para ^{12}C (figura tomada de [22]). Los puntos experimentales fueron tomados de KEK-E369 [24], KEK-E508 [25], FINUDA [21, 26] y BNL-CERN [27].

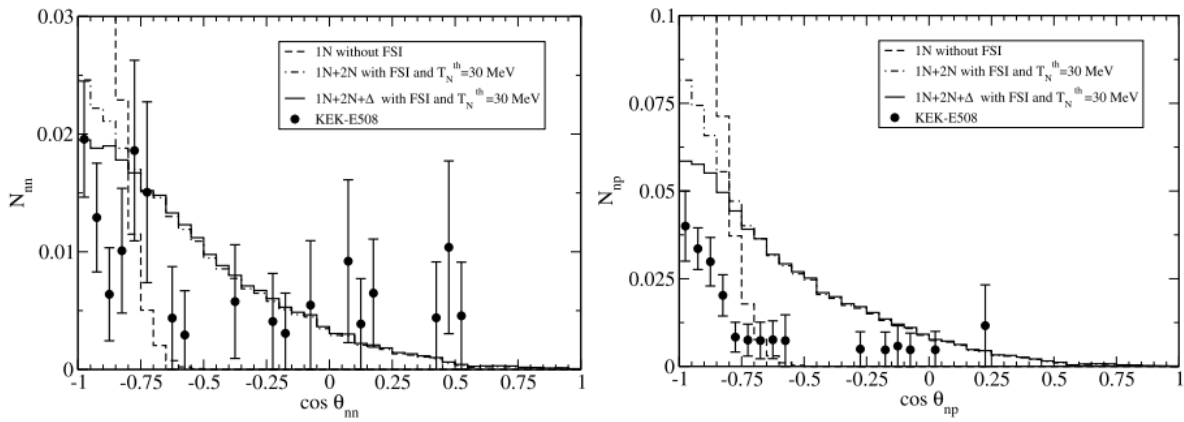


Figura 2.6: Espectros de coincidencia nn y np en función del coseno del ángulo entre ellos (figura tomada de [22]). Los puntos experimentales fueron tomados de KEK-E508 [28]

Mostramos ahora algunos resultados de espectros. En la Fig. 2.5 mostramos los espectros monoparticulares, mientras que en las Figs. 2.6, mostramos

espectros de coincidencia. Los histogramas continuos son los resultados finales. Como se indica en cada figura, estos resultados fueron tomados de [22], y referimos al lector a ese trabajo para un análisis completo de los mismos. Exponemos estos resultados con el fin de mostrar que el acuerdo entre teoría y experimento para los espectros es bueno cuando solo se consideran neutrones, mientras que la teoría sobrestima al experimento casi en un factor dos, cuando se consideran protones. En la próxima sección, discutiremos este punto con más detenimiento.

2.9. Discusión de los resultados

El tema del decaimiento de hipernúcleos es un tema amplio y puede ser abordado desde diferentes puntos de vista. Aún hoy, subsisten problemas para resolver. En forma algo arbitraria, discutiremos un problema aún no resuelto a partir de la siguiente expresión:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \equiv \frac{N_{nn}^{\text{wd}}}{N_{np}^{\text{wd}}} \neq \frac{N_{nn}}{N_{np}} . \quad (2.16)$$

Analicemos el significado de esta expresión. En primer lugar, por medio de N_{nn} (N_{np}) indicamos el número total de pares nn (np) medidos experimentalmente. Naturalmente, estos números van a ir creciendo si se continúa midiendo y su valor aislado no tiene ningún significado. Pero el cociente N_{nn}/N_{np} , es una cantidad relevante y se mide experimentalmente. Por otra parte, $N_{nn}^{\text{wd}}/N_{np}^{\text{wd}}$ representa el cociente entre el número de pares que resulta del decaimiento primario. Ocurre dentro en medio nuclear y no constituye un observable. Luego, el cociente Γ_n/Γ_p , no es un observable.

El hecho de que,

$$\frac{N_{nn}^{\text{wd}}}{N_{np}^{\text{wd}}} \neq \frac{N_{nn}}{N_{np}} , \quad (2.17)$$

se debe a la acción de las correlaciones nucleares de estado final. El mismo análisis se puede hacer para cada uno de los anchos de decaimiento parcial,

por lo que ninguno de ellos es un observable en sentido estricto. El hecho de que en la Tabla 2.1 mostremos valores experimentales para estas cantidades, se debe a que los experimentales modelan las correlaciones de estado final para dar cuenta de ellas y extrapolar así el valor de los anchos de decaimiento.

Los espectros, como los que mostramos en la Fig. 2.5 y Fig. 2.6, sí constituyen observables y contamos con un modelo teórico microscópico para estudiarlo. En estas figuras, vemos claramente que no existe acuerdo entre la teoría y el experimento para los espectros en donde intervienen protones. Esta discrepancia fue uno de los problemas más relevantes que motivaron este trabajo de tesis: buscar un mecanismo para lograr acuerdo con los espectros.

El motivo por el que estudiamos anchos de decaimiento en lugar de espectros, es la dificultad en el cálculo. Se puede pensar a los anchos de decaimiento como la suma o integral de los espectros y resultan extremadamente más simples desde el punto de vista numérico. Si se encuentra un mecanismo que altere considerablemente el valor de Γ_n/Γ_p , entonces el paso siguiente es el cálculo de los espectros. Veremos a lo largo de las siguientes páginas, que no hemos podido encontrar dicho mecanismo. Sin embargo, mostraremos que surgieron aspectos interesantes que ameritaron el ser discutidos.

Capítulo 3

Decaimiento débil de hipernúcleos $\Lambda\Lambda$

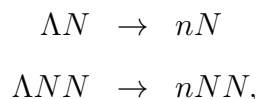
Un hipernúcleo $\Lambda\Lambda$ es un sistema ligado, formado por nucleones y dos partículas Λ , esto es, la extrañeza del sistema es $S = -2$. Estos hipernúcleos son la mejor fuente de información para conocer la interacción fuerte $\Lambda\Lambda$. Si bien es difícil producir este tipo de hipernúcleos, en los experimentos KEK-176 y KEK-373, fue posible identificar los hipernúcleos ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ y ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$. Se encuentran también reportes sobre eventos para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ y ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ [29]. Existe interés experimental en nuevos experimentos para sistemas con extrañeza -2 , en J-PARC [30] y FAIR (Colaboración PANDA) [31]. En particular, el experimento J-PARC E07 está planificado para emplear la reacción $p(K^-, K^+)\Xi^-$ sobre un blanco de carbono. Por otra parte, el experimento PANDA empleará la reacción $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}\Xi$, sobre un blanco de ${}^{12}\text{C}$. Esto permitirá acceder a varios hipernúcleos $\Lambda\Lambda$, desde ${}^7_{\Lambda\Lambda}\text{Li}$ hasta ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$. Como mostraremos en este capítulo, las predicciones teóricas sobre el ancho de decaimiento de este tipo de hipernúcleos, muestran fuertes discrepancias entre sí. Nuestra motivación para estudiar este tipo de decaimientos, fue la de discutir y dar un valor teórico para el ancho de decaimiento de estos hiper-

núcleos en vistas de su medición. Los resultados contenidos en este capítulo, fueron publicados en [32].

3.1. Consideraciones generales

Como dijimos, un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$ es un sistema ligado, formado por nucleones y dos partículas Λ . Estos hipernúcleos tienen varias vías de decaimiento. El proceso más probable es que la variación de la extrañeza debida al decaimiento sea $|\Delta S| = 1$. En ese caso, puede quedar como remanente un hipernúcleo- Λ (extrañeza $S=-1$). La probabilidad de un decaimiento con $|\Delta S| = 2$, esto es, $\Lambda\Lambda \rightarrow nn$, es muy baja y no la tendremos en cuenta.

Al igual que en el caso del decaimiento de hipernúcleos- Λ , el decaimiento de hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, puede ocurrir en el canal mesónico o no-mesónico. En la presente Tesis, consideraremos solo el decaimiento no-mesónico, que puede estar inducido por nucleones o por la Λ misma. En el primer caso, las reacciones de decaimiento que consideraremos son:



(donde N representa a un nucleón en general y n a un neutrón). Para ser claros, además de los nucleones, tenemos dos partículas- Λ en el hipernúcleo. En este caso, solo una partícula Λ decae. El primer proceso ya fue designado como Γ_1 , mientras que el segundo lo fue como Γ_2 . Como resultado del decaimiento designado como Γ_1 (Γ_2), el sistema emite dos (tres) nucleones. Por lo tanto, el sistema final tiene un nucleón y una partícula Λ menos (dos nucleones y una partícula Λ menos).

Consideremos ahora el decaimiento inducido por la partícula Λ . Los po-

sibles canales de decaimiento son,

$$\begin{aligned}\Lambda\Lambda &\rightarrow \Lambda n \\ \Lambda\Lambda &\rightarrow \Sigma^0 n \\ \Lambda\Lambda &\rightarrow \Sigma^- p\end{aligned}$$

En el primer proceso seguimos teniendo en el estado final una partícula Λ , pero en los dos restantes ya no tenemos partículas Λ . En todos los casos, $|\Delta S| = 1$. Antes de seguir adelante, hagamos algunas consideraciones sobre el estado inicial y final de nuestro sistema. El estado inicial, es un sistema ligado con extrañeza $S = -2$, formado por protones, neutrones y dos partículas Λ en su estado fundamental. El decaimiento no mesónico es un decaimiento inducido por una partícula (protón, neutrón o Λ). Solo tenemos un mar de Fermi para protones y neutrones. Como hasta el nivel de Fermi, todos los niveles cuánticos están ocupados, cualquier nucleón final es eyectado del sistema. Por otra parte, no hacemos ninguna hipótesis sobre las partículas Λ , Σ^0 y Σ^- . En cualquier caso, estas partículas también decaen, pero no analizaremos ese segundo decaimiento.

En lo que sigue, mostraremos un cálculo del ancho de decaimiento no mesónico para hipernúcleos $\Lambda\Lambda$, empleando el formalismo de materia nuclear, complementado por la aproximación de la densidad local para dar cuenta de hipernúcleos en el rango de ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ y ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$. De hecho, consideraremos un valor medio $A \sim 12$. Tendremos en cuenta en nuestro cálculo, tanto el término de intercambio de Pauli, como las correlaciones de estado fundamental. Haremos también una comparación con otros trabajos publicados en el tema.

3.2. Expresiones para los anchos de decaimiento

Comencemos escribiendo una expresión para el ancho de decaimiento no mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$, como:

$$\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_{\text{N}} + \Gamma_{\Lambda}, \quad (3.1)$$

donde,

$$\Gamma_{\text{N}} = \Gamma_1 + \Gamma_2, \quad (3.2)$$

$$\Gamma_{\Lambda} = \Gamma_{\Lambda n} + \Gamma_{\Sigma^0 n} + \Gamma_{\Sigma^- p}.$$

Es conveniente definir claramente qué indica cada uno de estos términos:

$$\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p = \Gamma_{\Lambda n \rightarrow nn} + \Gamma_{\Lambda p \rightarrow np}, \quad (3.3)$$

mientras que,

$$\Gamma_2 = \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp}, \quad (3.4)$$

con,

$$\Gamma_{nn} = \Gamma(\Lambda nn \rightarrow nnn),$$

$$\Gamma_{np} = \Gamma(\Lambda np \rightarrow nnp),$$

$$\Gamma_{pp} = \Gamma(\Lambda pp \rightarrow npp).$$

Por otra parte, para Γ_{Λ} , tenemos,

$$\Gamma_{\Lambda n} = \Gamma(\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n)$$

$$\Gamma_{\Sigma^0 n} = \Gamma(\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n)$$

$$\Gamma_{\Sigma^- p} = \Gamma(\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p).$$

En la Fig. 3.1, mostramos los diagramas de Goldstone que contribuyen a los anchos de decaimiento Γ_1 y Γ_{Λ} (por simplicidad, hemos omitido el correspondiente a Γ_2).

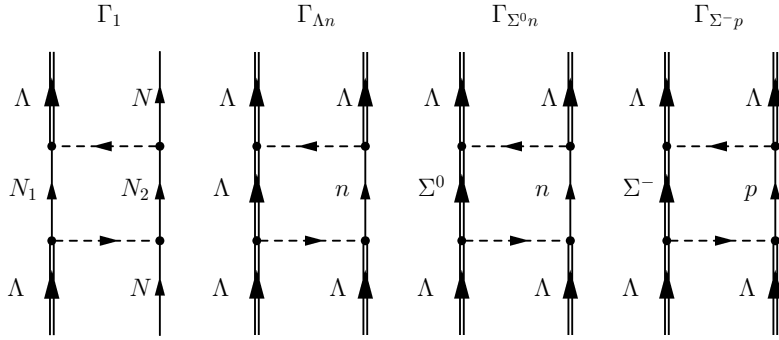


Figura 3.1: Diagramas de Goldstone para la evaluación de $\Lambda N \rightarrow nN$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. Notar que estos diagramas representan a una amplitud de transición al cuadrado: el estado final del sistema resulta de un corte por la mitad de cada diagrama, mientras que el estado inicial es el dibujado en el extremo superior o inferior del mismo.

Vayamos ahora al cálculo explícito de ancho de decaimiento. Las expresiones analíticas para Γ_1 y Γ_2 , ya fueron discutidas en [16, 33]. Debido a ello, nos concentraremos en desarrollar las expresiones para Γ_Λ . En particular, mostraremos con más detalles la deducción de la expresión para $\Gamma_{\Lambda n}$ y seremos más escuetos para las expresiones correspondientes a $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$.

Si bien hemos dado ya expresiones para Γ_1 y Γ_2 , en este punto daremos algunos detalles adicionales sobre el cálculo general de un ancho de decaimiento: en primer lugar, dibujamos el diagrama de Goldstone a evaluar y asignamos valores de la energía-impulso a cada línea del diagrama. Esto lo hacemos en la Fig. 3.2. Estamos considerando materia nuclear infinita con un impulso de Fermi k_F . Como mostramos en la figura, las partículas Λ tienen cuadvectores de energía-impulso, $k = (k_0, \mathbf{k})$ y $k' = (k'_0, \mathbf{k}')$, mientras que las partículas en el estado final se les asigna los cuadvectores, $p_1 = (p_{10}, \mathbf{p}_1)$ (hiperón) y $p_2 = (p_{20}, \mathbf{p}_2)$ (nucleón).

Para evaluar el ancho de decaimiento, se fija el estado inicial que consta

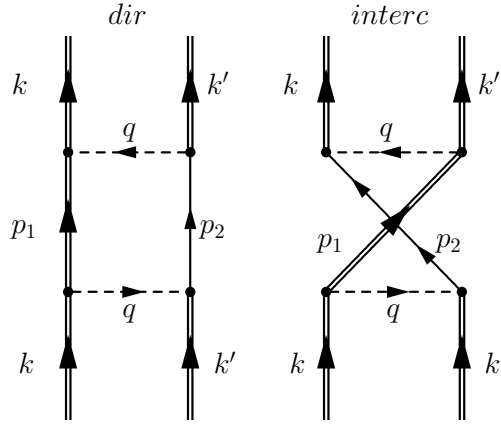


Figura 3.2: Diagramas de Goldstone directo y de intercambio para el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$.

de las partículas Λ y se suma sobre los estados finales. De este modo, fijo k y k' e integro sobre p_1 y p_2 . Notemos que la conservación de la energía-impulso me dice que:

$$k + k' = p_1 + p_2. \quad (3.5)$$

A partir de esta expresión, elijo a k como variable independiente y en el resto del cálculo uso $k' = p_1 + p_2 - k$. El ancho de decaimiento en sí, lo evalúo por medio de la regla de oro de Fermi:

$$\Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n} | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0). \quad (3.6)$$

En este punto, debemos indicar que en nuestros cálculos empleamos valores diferentes para los impulsos de Fermi para protón y neutrón. Por simplicidad, indicamos un solo impulso de Fermi k_F . Este punto es menos relevante en la Ec. (3.6), ya que aquí solo intervine un neutrón. En esta ecuación, $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n}$ es el potencial de transición débil, $|0\rangle_{k_F}$ es el estado inicial con energía E_0 , que incluye el estado fundamental de la materia nuclear y las dos partículas Λ . Indicamos con $|f\rangle$, los estados finales, con energía E_f . Debemos notar que esta expresión nos da el valor del ancho de decaimiento para un valor

fijo de la energía-impulso de la partícula Λ , en materia nuclear uniforme, con un impulso de Fermi dado por k_F . Enseguida daremos una expresión analítica para esta contribución empleando las reglas de Goldstone sobre los diagramas de la Fig. 3.2. Notemos, sin embargo, que posteriormente haremos un promedio sobre (k, k_F) , ponderado adecuadamente para dar cuenta de núcleos finitos, empleando la aproximación de la densidad local (LDA). Es conveniente que mostremos ahora una expresión general para el potencial débil de transición. Este potencial lo mostraremos para un proceso genérico $\Lambda\Lambda \rightarrow YN$, donde YN puede tomar los valores Λn , $\Sigma^0 n$ o $\Sigma^- p$:

$$V^{\Lambda\Lambda \rightarrow YN}(q) = \sum_{\tau=0,1} \mathcal{O}_\tau V_\tau(q), \quad \mathcal{O}_\tau = \begin{cases} 1 & \text{para } \tau = 0 \\ \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 & \text{para } \tau = 1 \end{cases}, \quad (3.7)$$

donde

$$\begin{aligned} V_\tau(q) = (G_F m_\pi^2) & \{ S_\tau(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} + S'_\tau(q) \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} + P_{L,\tau}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} \\ & + P_{C,\tau}(q) + P_{T,\tau}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\mathbf{q}}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\mathbf{q}}) \\ & + i S_{V,\tau}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{\mathbf{q}} \}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

En estas expresiones, la dependencia en spin e isospin se muestra en forma explícita, mientras que la dependencia en el impulso está dada por funciones genéricas, $S_\tau(q)$, $S'_\tau(q)$, $P_{L,\tau}(q)$, $P_{C,\tau}(q)$, $P_{T,\tau}(q)$ y $S_{V,\tau}(q)$, que reproducen cualquier potencial de transición. Estas expresiones se muestran en el Apéndice A.

Llegamos finalmente, al cálculo del ancho de decaimiento. Partiendo del segundo diagrama de la Fig. 3.1 y empleando las reglas de Goldstone, tenemos para $\Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F)$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F) &= -2 \text{Im} \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 p_2}{(2\pi)^4} G_\Lambda(p_1) G_n(p_2) \frac{1}{4} \\ &\times \sum_{\text{spin}} \langle \gamma_\Lambda(k) \gamma_\Lambda(k') | (V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda N})^\dagger | \gamma_\Lambda(p_1) \gamma_n(p_2) \rangle_{dir + interc} \\ &\times \langle \gamma_\Lambda(p_1) \gamma_n(p_2) | V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda N} | \gamma_\Lambda(k) \gamma_\Lambda(k') \rangle_{dir + interc}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

donde,

$$G_\Lambda(p) = \frac{1}{p_0 - E_\Lambda(\mathbf{p}) + i\varepsilon}, \quad (3.10)$$

y

$$G_N(p) = \frac{\theta(|\mathbf{p}| - k_F)}{p_0 - E_N(\mathbf{p}) + i\varepsilon}, \quad (3.11)$$

representan al propagador de la partícula Λ y del nucleón, respectivamente.

La expresión general para las energías, está dada por,

$$E_Y(\mathbf{p}) = m_Y + \frac{\mathbf{p}^2}{2m_Y} + V_Y, \quad (3.12)$$

donde $Y = n$ ó Λ y V_Y es la energía de ligadura. En la Ec. (3.9), la dependencia en impulso, spin e isospin de una partícula Y , con impulso p , está dada por $\gamma_{Y(p)}$. Vemos en esta ecuación que los elementos de matriz son antisimétricos, eso es, cada elementos de matriz resulta de la suma de un término directo y otro de intercambio. En la Fig. 3.2, mostramos el diagrama directo y el segundo diagrama se denomina de intercambio. En la Ec. (3.9), tenemos el producto de dos elementos de matriz. El producto de los términos directos, más el producto de los dos términos de intercambio, está graficado como '*dir*' en la Fig. 3.2, mientras que la suma de los productos cruzados, está dado por el diagrama '*interc*', en la misma figura.

Realizando las sumas sobre spin, evaluando los elementos de matriz de isospin e integrando en energía, tenemos,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F) &= \pi (G_F m_\pi^2)^2 \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} (2 \mathcal{W}_0^{dir}(q) - \mathcal{W}_0^{interc}(q, Q)) \\ &\quad \times \theta(|\mathbf{p}_2| - k_F) \delta(k_0 + k'_0 - E_\Lambda(p_1) - E_n(p_2)), \end{aligned} \quad (3.13)$$

donde $q = k - p_1$ y $Q = k - p_2$. Para el término directo, el elemento de matrix de la interacción es,

$$\mathcal{W}_0^{dir}(q) = \{S_0^2(q) + S_0'^2(q) + P_{L,0}^2(q) + P_{C,0}^2(q) + 2 P_{T,0}^2(q) + 2 S_{V,0}^2(q)\}, \quad (3.14)$$

mientras que para el término de intercambio, tenemos,

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_0^{interc}(q, Q) &= (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})S_0(q, Q) + (2(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2 - 1)P_{L,0}(q)P_{L,0}(Q) \\
&\quad + 2((\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2 - 1)P_{T,0}(q)P_{T,0}(Q) \\
&\quad - 2(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2(P_{L,0}(q)P_{T,0}(Q) + P_{L,0}(Q)P_{T,0}(q)) \\
&\quad + P_{C,0}(q)P_{C,0}(Q) + P_{C,0}(q)P_{L,0}(Q) + P_{C,0}(Q)P_{L,0}(q) \\
&\quad + 2(P_{C,0}(q)P_{T,0}(Q) + P_{C,0}(Q)P_{T,0}(q)), \tag{3.15}
\end{aligned}$$

donde hemos definido,

$$\begin{aligned}
S_0(q, Q) &= (S_0(q) + S'_0(q))(S_0(Q) + S'_0(Q)) \\
&\quad - 2(S_0(q)S_{V,0}(Q) + S_{V,0}(q)S_0(Q)) \\
&\quad + 2(S'_0(q)S_{V,0}(Q) + S_{V,0}(q)S'_0(Q)). \tag{3.16}
\end{aligned}$$

Notemos de las Ecs. (3.14)–(3.16) que, ya que el potencial débil $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ es isoscalar, hemos fijado en el las Ecs. (3.7) y (3.8), el valor $\tau = 0$.

Para finalizar, presentamos ahora expresiones explícitas para los anchos de decaimiento correspondientes a $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. Si despreciamos la pequeña diferencia de masas entre las partículas Σ^0 y Σ^- , resulta que el cociente de decaimiento entre los estados $\Sigma^0 n$ y $\Sigma^- p$ respetan una relación simple, dada por:

$$\frac{\Gamma_{\Sigma^- p}}{\Gamma_{\Sigma^0 n}} = 2, \tag{3.17}$$

lo cual nos permite reducir el cálculo a los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$ y $\Gamma_{\Sigma^0 n}$. En este caso, no solo estamos despreciando la pequeña diferencia de masa entre los dos estados de carga considerados para la partícula Σ , sino que también pensamos que protones y neutrones tienen el mismo impulso de Fermi. La relación expresada en la Ec. (3.17) resulta de la evaluación del isospin.

De este modo, mostraremos la expresión analítica para $\Gamma_{\Sigma^0 n}$. Tenemos:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\Sigma^0 n}(\mathbf{k}, k_F) &= -2 Im \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 p_2}{(2\pi)^4} G_{\Sigma^0}(p_1) G_n(p_2) \frac{1}{4} \\
&\times \sum_{\text{all spins}} \langle \gamma_{\Lambda(k)} \gamma_{\Lambda(k')} | (V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n})^\dagger | \gamma_{\Sigma^0(p_1)} \gamma_{n(p_2)} \rangle_{dir + interc} \\
&\times \langle \gamma_{\Sigma^0(p_1)} \gamma_{n(p_2)} | V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n} | \gamma_{\Lambda(k)} \gamma_{\Lambda(k')} \rangle_{dir + interc} .
\end{aligned} \tag{3.18}$$

En esta sección ya mostramos el propagador para el nucleón y para la partícula Λ . Mostramos ahora el propagador de la partícula Σ , que está dado por,

$$G_{\Sigma}(p) = \frac{1}{p_0 - E_{\Sigma}(\mathbf{p}) + i\varepsilon} . \tag{3.19}$$

Evaluando los elementos de matriz de isospin, las sumas sobre spin y las integrales sobre energía, tenemos,

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\Sigma^0 n}(\mathbf{k}, k_F) &= \frac{\pi}{3} (G_F m_{\pi}^2)^2 \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} (2 \mathcal{W}_1^{dir}(q) - \mathcal{W}_1^{interc}(q, Q)) \\
&\times \theta(|\mathbf{p}_2| - k_F) \delta(k_0 + k'_0 - E_{\Sigma^0}(p_1) - E_n(p_2)) ,
\end{aligned} \tag{3.20}$$

con,

$$\mathcal{W}_1^{dir}(q) = \{S_1^2(q) + S_1'^2(q) + P_{L,1}^2(q) + P_{C,1}^2(q) + 2 P_{T,1}^2(q) + 2 S_{V,1}^2(q)\} , \tag{3.21}$$

y

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_1^{interc}(q, Q) &= (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}}) S_1(q, Q) + (2(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2 - 1) P_{L,1}(q) P_{L,1}(Q) \\
&+ 2((\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2 - 1) P_{T,1}(q) P_{T,1}(Q) \\
&- 2(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}})^2 (P_{L,1}(q) P_{T,1}(Q) + P_{L,1}(Q) P_{T,1}(q)) \\
&+ P_{C,1}(q) P_{C,1}(Q) + P_{C,1}(q) P_{L,1}(Q) + P_{C,1}(Q) P_{L,1}(q) \\
&+ 2(P_{C,1}(q) P_{T,1}(Q) + P_{C,1}(Q) P_{T,1}(q)) ,
\end{aligned} \tag{3.22}$$

donde $q = k - p_1$, $Q = k - p_2$ y

$$\begin{aligned}
S_1(q, Q) &= (S_1(q) + S_1'(q))(S_1(Q) + S_1'(Q)) \\
&- 2(S_1(q) S_{V,1}(Q) + S_{V,1}(q) S_1(Q)) \\
&+ 2(S_1'(q) S_{V,1}(Q) + S_{V,1}(q) S_1'(Q)) .
\end{aligned} \tag{3.23}$$

De este modo, tenemos los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F)$, $\Gamma_{\Sigma^0 n}(\mathbf{k}, k_F)$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}(\mathbf{k}, k_F)$. Estas cantidades son válidas para una partícula Λ con impulso \mathbf{k} , que se mueve en materia nuclear infinita. Para dar cuenta de los valores correspondientes a núcleos particulares, en la próxima sección discutiremos la LDA.

3.3. Implementación de la LDA

La aproximación de la densidad local, LDA, nos permite dar cuenta de núcleos particulares empleando el formalismo de materia nuclear [17]. La formulación de esta aproximación fue hecha para Γ_1 :

$$\Gamma_1 = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_1(\mathbf{k}, k_F(r)) , \quad (3.24)$$

donde $\psi_\Lambda(\mathbf{r})$ es la función de onda 1s de la partícula Λ , usando un potencial de oscilador armónico (se darán más detalles cuando discutamos los resultados). Por otra parte, $\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})$ representa la transformada de Fourier de $\psi_\Lambda(\mathbf{r})$. Dentro de nuestro modelo de materia nuclear infinita, la dependencia en la posición está dada por la dependencia con la densidad, de la cual depende el impulso de Fermi:

$$k_F(r) = \{3\pi^2\rho(r)/2\}^{1/3}, \quad (3.25)$$

donde $\rho(r)$ es el perfil de densidad del núcleo particular que deseamos reproducir. Quisiéramos hacer énfasis sobre este punto: la función $\Gamma_1(\mathbf{k}, k_F(r))$ no tiene una dependencia explícita con la posición, sino a través de k_F .

El modelo de Oset [17] para la LDA que acabamos de resumir, se refiere a la situación en la que tenemos solo una partícula Λ . En nuestro caso, tenemos dos partículas Λ , por lo cual debemos hacer una extensión del modelo. Para ello, comenzamos introduciendo la función de onda para dos partículas Λ en el espacio de coordenadas, que denotaremos como $\psi_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Naturalmente, las dos partículas Λ se encuentran en el estado de menor energía, esto es, en el

estado de partícula independiente $1s$. Dentro de la aproximación de partícula independiente, la función de onda $\psi_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, se factoriza en términos de funciones de onda de partículas Λ individuales, $\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})$ y $\psi_{\Lambda}(\mathbf{r}')$ asociadas al mismo autovalor de la energía:

$$\psi_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \psi_{\Lambda}(\mathbf{r})\psi_{\Lambda}(\mathbf{r}') . \quad (3.26)$$

Recordemos que designamos como \mathbf{k} y \mathbf{k}' (\mathbf{p}_1 y \mathbf{p}_2), los impulsos de las partículas Λ iniciales (hiperón final y nucleón final), para el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow YN$. Por simple extensión del modelo de Oset, escribimos:

$$\Gamma_{YN}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' |\psi_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|^2 \Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \mathbf{r}') , \quad (3.27)$$

donde $\Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ depende de solo uno de los impulsos de la Λ , pues en esta función (Γ_{YN}) integramos sobre \mathbf{p}_1 y \mathbf{p}_2 y la conservación del impulso nos dice que $\mathbf{k}' = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{k}$.

Concentrémonos ahora en la dependencia con la posición de la función $\Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$. En forma arbitraria, digamos que el punto \mathbf{r} , es el punto en que se crea el *nucleón* final, mientras que el punto \mathbf{r}' , es aquel en que una de las partículas Λ iniciales, pasa a su estado de *hiperón* final (Λ , Σ^0 ó Σ^- , ver Fig. 3.1). Ahora bien, en \mathbf{r} , voy a tener a un nucleón, que se encuentra dentro de un mar de Fermi de nucleones. Pero en \mathbf{r}' , voy a tener dos hiperones, para los que no tengo ningún mar de Fermi. Por lo tanto, la función $\Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$, en realidad no depende de \mathbf{r}' :

$$\Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \mathbf{r}') \rightarrow \Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}). \quad (3.28)$$

Este resultado es exacto para el término directo, pero no lo es para el término de intercambio. Sin embargo, lo emplearemos también para este segundo término dado que su magnitud es pequeña. Teniendo en cuenta este resultado y reemplazando la Ec. (3.26) en la Ec. (3.27), tenemos,

$$\Gamma_{YN}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} |\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \int d\mathbf{r}' |\psi_{\Lambda}(\mathbf{r}')|^2 , \quad (3.29)$$

Naturalmente, por normalización,

$$\int d\mathbf{r}' |\psi_\Lambda(\mathbf{r}')|^2 = 1, \quad (3.30)$$

con lo cual, tenemos,

$$\Gamma_{YN}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r}), \quad (3.31)$$

Integrando ahora en \mathbf{k} y recordando que puedo reemplazar la dependencia de $\Gamma_{YN}(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ en \mathbf{r} por $k_F(r)$, podemos escribir finalmente la LDA para los hipernúcleos doble- Λ , como,

$$\Gamma_{YN} = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{YN}(\mathbf{k}, k_F(r)). \quad (3.32)$$

Esta expresión, coincide formalmente con la correspondiente a Γ_1 en la Ec. (3.24).

Para ello debimos hacer algunas aproximaciones: supusimos que las partículas Λ no interactúan entre sí y sabemos que su aplicabilidad para el término de intercambio no es exacta.

De este modo, tenemos para $\Gamma_{\Lambda n}$ una expresión explícita que resulta de reemplazar la función $\Gamma_{\Lambda n}(\mathbf{k}, k_F(r))$ dada por la Ec. (3.13) en la Ec. (3.32). En el Apéndice A, damos las expresiones para $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$. Antes de analizar los resultados, daremos detalles del potencial de transición débil.

3.4. Modelo del potencial

Como modelo para el potencial de transición débil empleamos el intercambio de mesones π , η , K , ρ , ω y K^* , que indicaremos como potencial OME (one meson exchange potential). A este potencial le sumaremos el de intercambio de dos piones, que denotaremos como TPE (two pion exchange potential). El potencial TPE contiene la contribución de dos piones tanto correlacionados, como no correlacionados. La dependencia funcional en impulso del potencial OME, está contenida en las funciones S_τ , S'_τ , $P_{L,\tau}$, $P_{C,\tau}$,

$P_{T,\tau}$ y $S_{V,\tau}$ que aparecen en la Ec. (3.8) y en las Ecs. (3.14)–(3.16) Estas funciones incluyen correlaciones de corto alcance y factores de forma. Su expresión explícita se encuentra en el Apéndice B de [34], que por conveniencia reproducimos en el Apéndice A, de la presente Tesis, con las modificaciones adecuadas a los vértices de nuestro problema, que discutiremos enseguida.

Debemos notar que dentro de nuestro modelo, el isospin es un buen número cuántico, aún con la interacción débil. Debido a esto, el vértice fuerte en el proceso de decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ es de carácter isoscalar ($\tau = 0$, en la Ec. (3.7)), por lo cual el pión no contribuye a este decaimiento. Es este hecho el que nos motiva a incluir el potencial TPE. Además, tienen un canal isoscalar los mesones, η , K , ω y K^* . La situación es diferente para los procesos $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, pues son de carácter isovectorial ($\tau = 1$, en Ec. (3.7)). Esto es, para ellos la contribución proviene de los mesones π , K , ρ y K^* . Discutiremos ahora las diferentes contribuciones al OME. Notemos, que el potencial de transición débil de dos cuerpos consta de un vértice débil y uno fuerte. Expresaremos las constantes débiles en unidades de $G_F m_\pi^2$. Tomamos estas constantes de [35]. Para las constantes fuertes usamos el modelo de Nijmegen NSC97f [36]. Mostremos ahora los diferentes potenciales:

i) El potencial de transición $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n}$

Este potencial es de carácter isoscalar ($\tau = 0$), por lo cual los mesones que contribuyen son, η , ω , K y K^* . Comencemos por el mesón η :

$$V_\eta(q) = G_F m_\pi^2 \frac{g_{\Lambda\Lambda\eta}}{2M} F_\eta^2(q) \left(A_\eta + \frac{B_\eta}{2\bar{M}} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q} \right) \frac{\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_\eta^2}, \quad (3.33)$$

donde $g_{\Lambda\Lambda\eta} = -6,56$, $A_\eta = 1,80$, $B_\eta = -11,9$ y $\Lambda_\eta = 1,75$ GeV y \bar{M} es la masa promedio entre la masa del nucleón y la de la partícula Λ .

Para el mesón ω tenemos:

$$V_\omega(q) = G_F m_\pi^2 \left(g_{\Lambda\Lambda\omega}^V \alpha_\omega - \frac{(\alpha_\omega + \beta_\omega)(g_{\Lambda\Lambda\omega}^V + g_{\Lambda\Lambda\omega}^T)}{4M\bar{M}} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \mathbf{q}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \mathbf{q}) \right. \\ \left. - i\varepsilon_\omega \frac{g_{\Lambda\Lambda\omega}^V + g_{\Lambda\Lambda\omega}^T}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{q} \right) \frac{1}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_\omega^2}, \quad (3.34)$$

donde $g_{\Lambda\Lambda\omega}^V = 7,11$, $g_{\Lambda\Lambda\omega}^T = -4,04$, $\alpha_\omega = -0,17$, $\beta_\omega = -7,43$, $\varepsilon_\omega = -1,33$ y $\Lambda_\omega = 1,31$ GeV.

Finalmente, consideraremos los términos isoscalares del intercambio de K y K^* . Para el canal isoscalar del mesón K , tenemos,

$$V_{0,K}(q) = G_F m_\pi^2 \frac{g_{\Lambda NK}}{2M} F_K^2(q) \left(A_K + \frac{B_K}{2M} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q} \right) \frac{\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_K^2}, \quad (3.35)$$

con $g_{\Lambda NK} = -14,1$, $A_K = 0,67$, $B_K = 12,72$, $\Lambda_K = 1,8$ GeV, mientras que para el mesón K^* , tenemos:

$$\begin{aligned} V_{0,K^*}(q) &= G_F m_\pi^2 \left(g_{\Lambda NK^*}^V \alpha_{K^*} - \frac{(\alpha_{K^*} + \beta_{K^*})(g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T)}{4M\bar{M}} \right. \\ &\quad \times (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \mathbf{q}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \mathbf{q}) - i\varepsilon_{K^*} \frac{g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{q} \left. \right) \\ &\quad \times \frac{1}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_{K^*}^2}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

donde $g_{\Lambda NK^*}^V = -5,47$, $g_{\Lambda NK^*}^T = -11,9$, $\alpha_{K^*} = -1,34$, $\beta_{K^*} = 11,2$, $\varepsilon_{K^*} = -1,38$ y $\Lambda_{K^*} = 1,65$ GeV.

ii) Potencial de transición $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n}$

Este potencial es de carácter puramente isovectorial ($\tau = 1$), por lo cual los mesones que contribuyen son, π , ρ , K y K^* . Comencemos por el mesón π :

$$V_\pi(q) = G_F m_\pi^2 \frac{g_{\Lambda\Sigma\pi}}{2M} F_\pi^2(q) \left(A_\pi + \frac{B_\pi}{2M} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q} \right) \frac{\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q} \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_\pi^2}, \quad (3.37)$$

donde $g_{\Lambda\Sigma\pi} = 12,0$, $A_\pi = -1,05$, $B_\pi = 7,15$ y $\Lambda_\pi = 1,75$ GeV.

Para el mesón ρ , tenemos:

$$\begin{aligned} V_\rho(q) &= G_F m_\pi^2 \left(g_{\Lambda\Sigma\rho}^V \alpha_\rho - \frac{(\alpha_\rho + \beta_\rho)(g_{\Lambda\Sigma\omega}^V + g_{\Lambda\Sigma\rho}^T)}{4M\bar{M}} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \mathbf{q}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \mathbf{q}) \right. \\ &\quad \left. - i\varepsilon_\rho \frac{g_{\Lambda\Sigma\rho}^V + g_{\Lambda\Sigma\rho}^T}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{q} \right) \frac{\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_\rho^2}, \end{aligned} \quad (3.38)$$

donde $g_{\Lambda\Sigma\rho}^V = 0,0$, $g_{\Lambda\Sigma\rho}^T = 11,2$, $\alpha_\rho = 3,29$, $\beta_\rho = 6,74$, $\varepsilon_\rho = -1,09$ y $\Lambda_\rho = 1,23$ GeV.

Consideremos finalmente la contribución isovectorial de los mesones K y K^* . La contribución del mesón K , es,

$$V_{1,K}(q) = G_F m_\pi^2 \frac{g_{\Lambda NK}}{2M} F_K^2(q) \left(\tilde{A}_K + \frac{\tilde{B}_K}{2M} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q} \right) \frac{\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q} \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_K^2}, \quad (3.39)$$

con $g_{\Lambda NK} = -14,1$, $\tilde{A}_K = 0,39$, $\tilde{B}_K = 5,95$, $\Lambda_K = 1,8$ GeV, mientras que para el mesón K^* , tenemos:

$$\begin{aligned} V_{1,K^*}(q) &= G_F m_\pi^2 \left(g_{\Lambda NK^*}^V \tilde{\alpha}_{K^*} - \frac{(\tilde{\alpha}_{K^*} + \tilde{\beta}_{K^*})(g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T)}{4MM} \right. \\ &\quad \times (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \mathbf{q}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \mathbf{q}) - i \tilde{\varepsilon}_{K^*} \frac{g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{q} \left. \right) \\ &\quad \times \frac{\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_{K^*}^2}, \end{aligned} \quad (3.40)$$

donde $g_{\Lambda NK^*}^V = -5,47$, $g_{\Lambda NK^*}^T = -11,9$, $\tilde{\alpha}_{K^*} = -3,9$, $\tilde{\beta}_{K^*} = 4,45$, $\tilde{\varepsilon}_{K^*} = 0,63$ y $\Lambda_{K^*} = 1,65$ GeV.

Para obtener el potencial de transición correspondiente a la Ec. (3.7), en primer lugar, debemos implementar las correlaciones de corto alcance (SRC). El procedimiento para ello fue extraído de [34] y por conveniencia lo reproducimos en el Apéndice A, para el potencial de transición $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$. Una vez hecho esto, es simple identificar las funciones $S_\tau(q)$, $S'_\tau(q)$, $P_{L,\tau}(q)$, $P_{C,\tau}(q)$, $P_{T,\tau}(q)$ y $S_{V,\tau}(q)$ correspondientes a las Ecs. (3.7) y (3.8). Por otra parte, las expresiones explícitas para las funciones $S_\tau(q)$, $S'_\tau(q)$, $P_{L,\tau}(q)$, $P_{C,\tau}(q)$, $P_{T,\tau}(q)$ y $S_{V,\tau}(q)$ correspondientes al potencial $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow YN}$, se obtienen a partir de las correspondientes a $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$, como sigue: i) el potencial $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n}$, que es isoscalar, se obtiene realizando los siguientes cambios en las constantes de acoplamiento fuertes: $g_{NN\eta} \rightarrow g_{\Lambda\Lambda\eta}$, $g_{NN\omega}^V \rightarrow g_{\Lambda\Lambda\omega}^V$, $g_{NN\omega}^T \rightarrow g_{\Lambda\Lambda\omega}^T$. Análogamente, las constantes de acoplamiento débiles NNK y NNK^* se reemplazan por las constantes de acoplamiento débiles $\Lambda\Lambda K$ y $\Lambda\Lambda K^*$, respectivamente; ii) para el potencial $V^{\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n}$, que es isovectorial, implementamos los siguientes reemplazos para las constantes de acoplamiento fuertes, $g_{NN\pi} \rightarrow g_{\Lambda\Sigma\pi}$,

$g_{NN\rho}^V \rightarrow g_{\Lambda\Sigma\rho}^V$ y $g_{NN\rho}^T \rightarrow g_{\Lambda\Sigma\rho}^T$; mientras que para las constantes débiles reemplazamos NNK y NNK^* por $\Lambda\Sigma K$ y $\Lambda\Sigma K^*$, respectivamente..

El potencial TPE para el proceso $\Lambda N \rightarrow nN$ lo tomamos de [37], donde se empleó un modelo quiral unitario para dar cuenta del intercambio de dos piones correlacionados en el canal isoscalar. Para el proceso $\Lambda\Lambda \rightarrow YN$, el potencial TPE se obtiene del derivado para la interacción $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$ (ver [38]), realizando los cambios adecuados en las constantes de acoplamiento.

Debemos indicar que en toda esta Tesis, hemos asumido como válida la regla de isospin $\Delta I = 1/2$ para todos los vértices débiles, a pesar de que fenológicamente solo está justificado para el vértice $\Lambda N\pi$ en el espacio libre.

3.5. Resultados para los anchos de decaimiento

El registro experimental de hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$ es pobre y se limita a núcleos livianos. Nuestro esquema de materia nuclear complementada por medio de la LDA no es aplicable a hipernúcleos de hidrógeno o helio. En el comienzo del rango de aplicabilidad de nuestro formalismo, existen registros experimentales de formación de hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$ para el boro y el berilio: ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ y ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$. De este modo, daremos resultados para un número de masa, $A = N + Z + 2 = 12$, con igual número de protones y neutrones, $N = Z = 5$. Hemos verificado numéricamente que el cambio en los resultados para el ancho de decaimiento es poco importante cuando se modifica en uno o dos nucleones, por lo que daremos resultados para hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$ con $A \sim 12$.

Fijemos ahora algunos valores para las constantes del problema. En primer lugar, pensaremos que las partículas Λ se encuentran en el estado $1s_{1/2}$ correspondiente a un oscilador armónico con frecuencia $\hbar\omega = 13,6$ MeV. Este valor se obtuvo del ajuste de las energías de ligadura experimentales para ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ y ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ dadas en [39]. La energía de la Λ inicial con impulso \mathbf{k}

está dada por, $k_0 = m_\Lambda + \mathbf{k}^2/(2m_\Lambda) + V_\Lambda$, donde la energía de ligadura es $V_\Lambda = -\hbar\omega = -13,6$ MeV. En relación a la partícula Σ , el análisis de su espectro de formación correspondiente a las reacciones, (K^-, π^\pm) y (π^+, K^+) muestra que el potencial de la Σ con el núcleo tiene una componente isovectorial importante y es de carácter repulsivo: $V_\Sigma \sim +(10 - 50)$ MeV, para una densidad nuclear normal. En esta Tesis emplearemos el valor, $V_\Sigma = +30$ MeV.

En la Tabla 3.1 damos los resultados para los anchos de decaimiento débiles $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. En esta tabla mostramos valores para las contribuciones individuales de algunos mesones y ciertas combinaciones de ellos que consideramos relevantes. Notemos que los resultados para

Modelo	$\Gamma_{\Lambda n} \times 10^2$	$\Gamma_{\Sigma^0 n} \times 10^2$	$\Gamma_{\Sigma^- p} \times 10^2$
π	–	0,070	0,140
K	1,73	0,001	0,002
η	0,35	–	–
ρ	–	0,001	0,002
K^*	0,84	0,002	0,004
ω	0,01	–	–
TPE	0,002	–	–
$\pi + K + K^*$	4,14	0,081	0,162
$\pi + K + K^* + \eta$	2,57	0,081	0,162
Todos	2,48	0,084	0,168

Tabla 3.1: Resultados para los anchos de decaimiento no mesónicos débiles para $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, con $A \sim 12$. Los resultados están dados en unidades del ancho de decaimiento libre de la Λ .

$\Gamma_{\Sigma^- p}$ se obtienen a partir de la relación $\Gamma_{\Sigma^- p} = 2\Gamma_{\Sigma^0 n}$ válida en tanto aceptemos la regla $\Delta I = 1/2$. Como ya fue discutido, $\Gamma_{\Lambda n}$ ($\Gamma_{\Sigma^0 n}$) no depende de

los mesones isovectoriales (isoescalares).

Hagamos ahora un análisis según el peso relativo de cada mesón de la OME para el ancho de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$. La contribución principal proviene de los mesones K y K^* . El mesón η es menor, pero no es despreciable. Sin embargo, tanto el mesón ω , como la contribución de TPE, sí es muy pequeña. Notemos que debido a la interferencia constructiva de los mesones K y K^* , la contribución de estos dos mesones es aproximadamente un 65 % mayor que el ancho de decaimiento total. En contraste, la interferencia destructiva del mesón η disminuye el valor para el ancho de decaimiento a un número solo 4 % más grande que el resultado completo.

Por otra parte, los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$ son mucho menores que $\Gamma_{\Lambda n}$ y como se esperaba, están dominados por el intercambio de un pión. De hecho, las contribuciones de los mesones K , K^* y ρ , son muy pequeñas. Sin embargo, el efecto combinado de esos mesones conlleva un incremento del orden de 20 %, debido al efecto de la interferencia constructiva. Desde el punto de vista cinemático, los mesones más pesados que el pión, deberían contribuir menos a los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$, que al decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$, ya que el proceso $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ está caracterizado por el intercambio de un impulso mayor que las reacciones, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. Este razonamiento está confirmado con los resultados de la Tabla 3.1: el ancho de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$ recibe una contribución importante de los mesones K , K^* y η , que la de $\Gamma_{\Sigma^0 n}$, que está dominada por el intercambio de un pión.

Antes de comparar nuestros resultados para Γ_{Λ} con los de otros trabajos, mostraremos los valores de Γ_1 para hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$ y los compararemos con los publicados por otros autores. Eso lo hacemos en la Tabla 3.2, en que hacemos una comparación con los trabajos [35, 40].

Como vemos en esta Tabla, nuestros resultados para Γ_n y Γ_p con $A \sim 12$ correspondiente a hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, es más grande que la correspondiente a ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$; de hecho, es bien conocido que el ancho de decaimiento crece con A ,

Modelo y Ref.	Γ_n	Γ_p	Γ_n/Γ_p	$\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$
Tesis ($A \sim 12$)	0.48	1.12	0.43	1.60
OME (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [35]	0.30	0.66	0.46	0.96
$\pi + 2\pi/\rho + 2\pi/\sigma$ (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [40]	0.295	0.441	0.669	0.736

Tabla 3.2: Predicciones para el ancho de decaimiento inducido por un nucleón para $A \sim 12$, correspondientes a hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$. Comparamos con otros resultados para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ [35, 40]. Todos estos resultados están expresados en unidades del ancho de decaimiento libre de la Λ .

saturando para valores grandes del número másico A . Uno espera que los valores individuales de los anchos de decaimiento inducido por protones y por neutrones para hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, sea el doble que aquel correspondiente a un hipernúcleo- Λ , con una unidad menos de masa: $\Gamma_1({}^A_{\Lambda\Lambda}Z) > 2\Gamma_1({}^{A-1}_{\Lambda}Z)$. Además del hecho de que los hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$ tienen el doble de partículas Λ , debemos considerar también que la energía de ligadura de la Λ es mayor en ${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$ que en ${}^{A-1}_{\Lambda}Z$. Este hecho está confirmado experimentalmente en datos para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ y ${}^5_{\Lambda}\text{He}$. Esperamos el mismo comportamiento dentro de nuestro rango de masas.

Siguiendo con el análisis, en la Tabla 3.3, presentamos nuestros resultados finales para los anchos de decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, con $A \sim 12$, para hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, junto con las predicciones teóricas existentes para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ y ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ [35, 40, 41]. Nuestros resultados son fácilmente comparables con los realizados en núcleo finito (usando el modelo de capas), contenidos en [35]. En parte, esta comparación es posible pues la contribución de TPE que incluye nuestro cálculo, arroja una contribución despreciable. Además, a nivel de OME, empleamos el mismo modelo. Nuestros resultados para $\Gamma_{\Lambda n}$, $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$ resultan entre un 30–40% menores que los de [35]. Atribuimos esta disminución a que en [35] se trabaja con hipernúcleos de

Modelo y Ref.	$\Gamma_{\Lambda n} \times 10^{-2}$	$\Gamma_{\Sigma^0 n} \times 10^{-2}$	$\Gamma_{\Sigma^- p} \times 10^{-2}$
Tesis ($A \sim 12$)	2,48	0,08	0,17
OME (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [35]	3,6	0,13	0,26
$\pi + K + \omega + 2\pi/\rho + 2\pi/\sigma$ (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [40]	5,3	0,10	0,20
$\pi + K + \omega + 2\pi/\rho + 2\pi/\sigma$ (${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$) [40]	3,4	0,07	0,13
$\pi + K$ (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [41]	0,03	0,51	1,00
$\pi + K + \text{DQ}$ (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) [41]	0,24	0,65	0,85

Tabla 3.3: Predicciones para los anchos de decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$ según nuestro trabajo y otros resultados extraídos de la literatura.

menor masa, esto es, ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$. De hecho, hemos comprobado en forma numérica que el ancho de decaimiento *inducido por la partícula Λ* , $\Gamma_\Lambda = \Gamma_{\Lambda n} + \Gamma_{\Sigma^0 n} + \Gamma_{\Sigma^- p}$, disminuye cuando A aumenta: encontramos una disminución de 2% en el ancho de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$ al pasar de $A = 10$ a $A = 12$ (notemos que nuestro modelo no es aplicable para $A = 6$). Por otra parte, los resultados de [40] en la Tabla 3.3 corroboran también este comportamiento. Notemos, sin embargo, que el ancho de decaimiento *inducido por nucleones*, $\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$ (tanto para hipernúcleos Λ , como para los hipernúcleos $\Lambda\Lambda$) se incrementa con A . De este modo, la dependencia funcional con A de los anchos de decaimiento Γ_1 y Γ_Λ es diferente. La explicación de este comportamiento es la siguiente. Por una parte, el incremento de Γ_1 crece cuando crece A hasta llegar a la saturación, pues existen más nucleones con quienes interactuar. Por otra parte, en un hipernúcleo con dos partículas Λ , a medida que crece A , aumenta la distancia entre las partículas Λ y por lo tanto, disminuye la probabilidad de que interactúen entre sí.

De este modo, nuestras predicciones para el ancho de decaimiento inducido por una partícula Λ , son consistentes con los obtenidos en [35], los cuales

también emplean la regla $\Delta I = 1/2$: el cociente $\Gamma_{\Lambda n}/\Gamma_{\Sigma^0 n} \sim 28$ para núcleo finito, mientras que en nuestro cálculo tenemos,

$$\frac{\Gamma_{\Lambda n}}{\Gamma_{\Sigma^0 n}} \sim 30. \quad (3.41)$$

Otro cociente que merece ser tenido en cuenta, es el cociente entre el ancho de decaimiento inducido por neutrones, Γ_n y el inducido por la Λ , esto es, $\Gamma_{\Lambda n}$. Se espera que el cociente $\Gamma_n/\Gamma_{\Lambda n}$, sea proporcional al número de pares Λn en el hipernúcleo, esto es, que sea proporcional al número de neutrones N_n . Los valores que obtenemos son:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\Lambda n}} \sim 19,4, \quad (3.42)$$

mientras que dentro del modelo de núcleo finito en [35], se tiene:

$$\Gamma_n/\Gamma_{\Lambda n} \sim 8,3$$

Esta diferencia en el cociente la podemos atribuir al número total de neutrones en cada caso. Mientras que nosotros tenemos $N_n = 5$, la misma cantidad vale $N_n = 2$ en [35]. De hecho,

$$(\Gamma_n/\Gamma_{\Lambda n})_{N_n=5}/(\Gamma_n/\Gamma_{\Lambda n})_{N_n=2} \sim 2,3$$

en tanto que haciendo el cociente entre los diferentes valores de N_n , tenemos, $5/2 = 2,5$; lo cual muestra la consistencia entre los dos cálculos.

Consideremos ahora los otros modelos empleados para el cálculo de estos anchos de decaimiento. En [40], se empleó un modelo fenomenológico, que contiene el intercambio de dos piones correlacionados, $(2\pi/\sigma + 2\pi/\rho)$, junto al intercambio de los mesones $\pi + K + \omega$, en un modelo de núcleo finito para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ y ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$. Estos mismos autores encuentran un incremento en el cociente Γ_n/Γ_p para hipernúcleos con una sola Λ , cuando incluyen los potenciales $2\pi/\sigma$ y $2\pi/\rho$ [42], junto al intercambio de un mesón K [40]. Notemos que en [40] se emplea la misma función de onda de la partícula Λ para ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, que

la que se emplea luego en ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, a pesar de que la Λ en este caso está más ligada para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ que en ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ como se explicó anteriormente. Esta suposición conduce a una subestimación de los anchos de decaimiento Γ_n y Γ_p que reproducimos en la Tabla 3.2 para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$. En el mismo trabajo, la función de onda de ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ (${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$) fue descrita por medio de un modelo $\alpha + \Lambda + \Lambda$ ($\alpha + \alpha + \Lambda + \Lambda$). A pesar de que el resultado final para ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ no es tan diferente al nuestro, la contribución dominante resulta del potencial de intercambio $2\pi/\sigma$. Nuestros resultados están en desacuerdo con ello, pues nosotros encontramos que TPE no da una contribución importante. Desafortunadamente, en [40] no encontramos los suficientes detalles para entender el origen de esta discrepancia. El cociente $\Gamma_{\Lambda n}/\Gamma_{\Sigma^0 n} \sim 53(49)$ para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ (${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$); estos dos resultados son aproximadamente un 80 % más grandes que los de la presente Tesis y los de [35]. Además, el cociente $\Gamma_n/\Gamma_{\Lambda n} \sim 5,6$ para ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, esto es, es aproximadamente un 30 % menor que el encontrado en el cálculo de núcleo finito [35], correspondiente al mismo hipernúcleo.

Consideremos ahora el cálculo [41]. En ese trabajo, se emplea un modelo híbrido quark–mesón, que incluye el intercambio de mesones π y K , para dar cuenta del potencial en distancias medias y largas y el modelo de ‘quark directo’ para dar cuenta del potencial de corto alcance. El mecanismo de los ‘quarks directos’ da como resultado valores grandes para los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$, $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$ y viola fuertemente la regla de isospin de la Ec. (3.17) (obsérvese los resultados en la Tabla 3.3). Notemos que el cálculo con el intercambio de los mesones $\pi + K$ arroja un valor $\Gamma_{\Lambda n}^K/\Gamma_{\Sigma^0 n}^\pi = 0,06$, en fuerte desacuerdo con los otros resultados de la Tabla 3.3. Realizando una evaluación simple en términos de las constantes débiles y fuertes que aparecen en el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ mediado por un mesón K y para el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ mediado por un pión, encontramos que el cociente $\Gamma_{\Lambda n}^K/\Gamma_{\Sigma^0 n}^\pi$ debe ser mayor a 1 (este cociente debería tener un valor similar a $\Gamma_{\Lambda n}/\Gamma_{\Sigma^0 n}$; obsérvese los resultados de la Tabla 3.3). De la comparación de los resultados

de esta Tesis, como los de [35], vemos que el valor pequeño de $\Gamma_{\Lambda n}^K/\Gamma_{\Sigma^0 n}^\pi$ en [41], tiene su origen en lo pequeño de la contribución del mesón K , en conjunción con lo grande del pión, para los decaimientos $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$, para el mesón K y el pión, respectivamente. Quisiéramos enfatizar el fuerte desacuerdo con el mesón K , especialmente: $\Gamma_{\Lambda n}^K/(10^{-2}\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}) \sim 0,03$ para el modelo híbrido mesón–quark, mientras que vale 1.7 según nuestro cálculo y 2.7 en [35]. Finalmente, considerando el cálculo completo de modelo híbrido quark–mesón, tenemos $\Gamma_{\Lambda n}/\Gamma_{\Sigma^0 n} \sim 0,37$.

Como resumen de nuestros resultados, vemos que nuestro cálculo está de acuerdo con el de [35] y además, muestra un acuerdo cualitativo con el análisis de las constantes de acoplamiento y el número de partículas. Antes de terminar, quisiéramos mencionar brevemente alguna información experimental. Hasta el presente, no existe información experimental sobre el decaimiento de hipernúcleos– $\Lambda\Lambda$, inducido por el hiperón Λ , más allá del resultado preliminar en [43]. En este trabajo, se informa de un evento individual en un experimento en KEK, el cual proviene de la observación de la formación de un hipernúcleo ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$. Los autores del trabajo en cuestión, interpretaron el evento como el decaimiento débil de un objeto con extrañeza -2 en un par $\Sigma^- p$. Este es un dato difícil de interpretar y su análisis escapa al objetivo de la presente Tesis.

3.6. Discusión y conclusiones

En este capítulo mostramos un modelo microscópico para el cálculo del ancho de decaimiento de hipernúcleos– $\Lambda\Lambda$ inducido por un nucleón e inducido por un hiperón Λ . El cálculo, como el resto de los cálculos de esta Tesis, está hecho en materia nuclear, extendida a núcleos finitos por medio de la aproximación de la densidad local (LDA). En este capítulo en particular, analizamos los hipernúcleos con número de masa $A \sim 12$, ya que los hipernú-

cleos que son potencialmente medibles experimentalmente son: ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ y ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$. Nuestro modelo es el primero que tiene en cuenta el conjunto completo de mesones π , η , K , ρ , ω y K^* (OME), junto con la contribución de dos piones, que incluye los términos de dos piones correlacionados y no correlacionados (TPE), obtenidos a partir de una aproximación quirral unitaria [37, 38]. Si bien ésta contribución resulta no ser importante, consideramos relevante su análisis dado el carácter isoscalar del decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$. Además, el mismo potencial OME+TPE, resulta esencial para dar cuenta de los resultados experimentales existentes para el decaimiento de hipernúcleos- Λ [5, 44].

Uno de nuestros resultados confirma que la suma de los anchos de decaimiento inducido por neutrones más el de protones para hipernúcleos ${}_{\Lambda\Lambda}^AZ$ con $A \sim 12$ resulta ser algo más grande (en aproximadamente un 5%), que dos veces el ancho de decaimiento correspondiente a los hipernúcleos con solo un hiperón Λ , ${}_{\Lambda}^{A-1}Z$. Esto está de acuerdo con la información experimental que indica que la energía de ligadura de la Λ es mayor para ${}_{\Lambda\Lambda}^AZ$ que para ${}_{\Lambda}^{A-1}Z$.

Como dijimos, el mecanismo de intercambio de dos piones no resulta relevante para el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$ no mesónico de los hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$. La mayor contribución para el ancho de decaimiento $\Gamma_{\Lambda n}$ proviene del intercambio de los mesones K y K^* , aunque debemos notar que el mesón η , tiene también un efecto importante y no puede ser dejado de lado. Por otra parte, los anchos de decaimiento $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$, que son mucho menores que $\Gamma_{\Lambda n}$ ($\Gamma_{\Lambda n}/\Gamma_{\Sigma^0 n} = 29$, recordando que $\Gamma_{\Sigma^- p}/\Gamma_{\Sigma^0 n} = 2$ en virtud de la regla de isospin, $\Delta I = 1/2$), está dominado por el intercambio de un pión.

Considerando ahora el ancho de decaimiento total inducido por un hiperón Λ , esto es, $\Gamma_{\Lambda} = \Gamma_{\Lambda n} + \Gamma_{\Sigma^0 n} + \Gamma_{\Sigma^- p}$, resulta que el valor de Γ_{Λ} es aproximadamente 1.2% del decaimiento no mesónico total, $\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_2 + \Gamma_{\Lambda}$. Encontramos además, que el ancho de decaimiento Γ_{Λ} disminuye, cuando el número de masa A aumenta, ya que en promedio se espera que la distancia entre las partículas Λ aumente para hipernúcleos más grandes. De hecho,

nuestros resultados finales para $\Gamma_{\Lambda n}$, $\Gamma_{\Sigma^0 n}$ y $\Gamma_{\Sigma^- p}$ están de acuerdo con los publicados en [35, 40], mientras que difieren fuertemente con los de [41].

Si bien no existe aún información experimental confiable sobre este tipo de decaimientos, este mismo hecho constituyó una de nuestras motivaciones más fuertes para estudiar estos decaimientos. Como se discutió con detalle al comienzo de este capítulo, sí existe abundante información experimental sobre la existencia de hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, más allá de la dificultad técnica en analizar los canales de sus decaimientos. Por otra parte, el esquema formal para este cálculo es el mismo que se empleará en los dos capítulos siguientes.

Capítulo 4

Decaimiento débil de hipernúcleos- Λ inducido por tres nucleones

Uno de los problemas no resueltos en el decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ , es reproducir los espectros experimentales que contienen protones. En el pasado, fue desarrollado un esquema microscópico para dar cuenta de los espectros de emisión correspondientes al decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ . El cálculo de estos espectros es una tarea complicada. Antes de llevar adelante el cálculo de un espectro, es conveniente calcular la contribución del ancho de decaimiento correspondiente, pues si esta cantidad es pequeña, sabremos de antemano que su contribución al espectro será igualmente pequeña. Dentro de nuestro modelo microscópico, proponemos un modelo para el estado fundamental y para el potencial de transición y sumamos sobre todos los posibles estados finales. En este capítulo, mejoraremos el modelo para el estado fundamental incluyendo el decaimiento inducido por tres nucleones. Mostraremos que este nuevo canal de decaimiento representa aproximadamente un 7% del decaimiento no mesónico total. Este resultado

tiene interés en sí mismo, pero entendemos que no es suficiente para explicar la discrepancia con los espectros experimentales. Los resultados contenidos en este capítulo, fueron publicados en [45]. En lo que sigue, nos referiremos a los resultados de [45], como resultados de esta Tesis, sin citar nuevamente a esta publicación.

4.1. Introducción

Como ya hemos mencionado, el decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ es un tema de investigación que permite una comparación directa con el experimento. Naturalmente, este hecho plantea dificultades cuando las predicciones teóricas resultan incorrectas. Entre las dificultades que ya fueron resueltas, vale la pena recordar dos problemas. En primer lugar, el conocido como “rompecabezas Γ_n/Γ_p ”: los valores experimentales para este cociente estaban en el orden de 0.5 para hipernúcleos de masas medias a livianas, mientras que los valores teóricos eran menores y en el orden de 0.2. El segundo problema, fue el de la “asimetría”, que se refiere a la asimetría en la emisión de protones con spin up y down en el decaimiento de hipernúcleos polarizados. Entendemos que estos dos problemas ya fueron resueltos. Nos referiremos con un poco más de detenimiento al primero de ellos, pues se vincula con el contenido de este capítulo.

En referencia, entonces, al problema denominado “rompecabezas Γ_n/Γ_p ”, realicemos una breve reseña de su solución. En primer lugar, desde el punto de vista experimental se realizaron más mediciones de los espectros de nucleones individuales y de pares de nucleones en coincidencia para el decaimiento no mesónico por parte de la Colaboración SKS en KEK [24, 25, 28, 46, 47, 20] y también en la Colaboración FINUDA en LNF [21, 26, 48, 49]. El análisis teórico de estas mediciones incorporaron los siguientes elementos: 1) potenciales completos de intercambio de uno y dos mesones [37, 42, 50, 51,

52], 2) la descripción de las correlaciones de corto alcance ΛN y NN en términos del modelo de quarks [53], 3) el cálculo del ancho de decaimiento inducido por dos nucleones, $\Gamma_2 \equiv \Gamma(\Lambda NN \rightarrow nNN)$ [16, 19, 54, 55, 56, 57] y finalmente, 4) la incorporación de correlaciones de estado final [22, 23, 58, 59]. La combinación de todos estos elementos, permitió resolver el llamado “rompecabezas Γ_n/Γ_p ”, para el cual el intercambio de información continua entre teóricos y experimentales resultó crucial. Notemos que existe también información experimental sobre el decaimiento inducido por dos nucleones, si bien para Γ_2 las barras de error son muy grandes.

Junto al éxito en la explicación de los dos problemas mencionados, subsiste un fuerte desacuerdo entre los modelos teóricos y las mediciones para los espectros de emisión, especialmente cuando se miden protones en el espectro, esto es, en los espectros de emisión de protones o en los espectros de coincidencia de pares de nucleones protón-neutrón o protón-protón [60, 22, 23]. Si bien ya fue discutido en el Capítulo II, quisiéramos recordar que el único ancho de decaimiento que es un observable desde el punto de vista mecánico-cuántico, es el ancho de decaimiento total, que es la suma del decaimiento mesónico y el no mesónico. Para extraer de los espectros los anchos de decaimiento parciales: Γ_n , Γ_p , Γ_{nn} , Γ_{np} y Γ_{pp} , hay que proponer un modelo para las correlaciones de estado final. Las medidas de los anchos de decaimiento parciales, requieren entonces de un modelo teórico para su extracción. En el caso de que con diferentes modelos teóricos se llega a los mismos valores para los anchos de decaimiento parciales, resulta entonces una hipótesis razonable el pensar a estos valores como “independientes del modelo” y por lo tanto, valores experimentales en sí. Los modelos empleados para dar cuenta de las correlaciones de estado final en el análisis experimental, son en general simulaciones semi-fenomenológicas de Monte Carlo. Dentro del grupo de trabajo en que se desarrolló el trabajo de esta Tesis, se propuso un modelo teórico para calcular los espectros experimentales, pues son esos los verdaderos

observables. Si bien el modelo desarrollado significó un avance en la comprensión de los espectros, subsiste el problema mencionado con los espectros con protones. Luego, era necesario incorporar nuevos canales de decaimiento.

En la búsqueda de nuevos canales de decaimiento, un aspecto que aún no había sido estudiado es el decaimiento inducido por tres nucleones, cuyos canales de isospin son: $\Lambda nnn \rightarrow nnnn$, $\Lambda np \rightarrow nnp$, $\Lambda pp \rightarrow np$, y $\Lambda ppp \rightarrow nppp$. En términos genéricos introducimos al ancho de decaimiento $\Gamma_3 \equiv \Gamma(\Lambda NNN \rightarrow NNNN)$. En este capítulo evaluaremos este canal de decaimiento y mostraremos el esquema formal para su inclusión en los espectros. Sin embargo, no evaluaremos los espectros en sí, pues si bien la inclusión de este canal de decaimiento producirá una mejora en el acuerdo con los datos, resulta evidente que debe explorarse primero algún otro mecanismo. Esta discusión se continuará en el capítulo siguiente y en las Conclusiones de este trabajo de Tesis.

4.2. Extensión del formalismo a Γ_3

En esta sección mostraremos expresiones explícitas para Γ_3 . Es conveniente dar esta discusión en el marco general del ancho de decaimiento no mesónico. Para ello, comenzamos escribiendo el ancho de decaimiento no mesónico total, como,

$$\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3, \quad (4.1)$$

donde Γ_1 , Γ_2 y Γ_3 indican los anchos de decaimiento inducidos por uno-, dos- y tres-nucleones, esto es, $\Lambda N \rightarrow nN$, $\Lambda NN \rightarrow nNN$ y $\Lambda NNN \rightarrow nNNN$, con $N = n$ o p . A su vez, cada uno de estos anchos de decaimiento constan

de los siguientes canales de isospin:

$$\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p, \quad (4.2)$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp}, \quad (4.3)$$

$$\Gamma_3 = \Gamma_{nnn} + \Gamma_{nnp} + \Gamma_{npp} + \Gamma_{ppp}. \quad (4.4)$$

Donde hemos empleado la siguiente notación: $\Gamma_{nnp} \equiv \Gamma(\Lambda nnp \rightarrow nnnp)$, etc.

Derivemos ahora las expresiones analíticas para los anchos de decaimiento. Para ello, comenzaremos con los anchos de decaimiento parciales, $\Gamma_{1(2,3)}(k, k_F)$, que dependen del cuadrivector energía-impulso de la Λ , $k = (k_0, \mathbf{k})$ y del impulso de Fermi, k_F :

$$\Gamma_{1(2,3)}(k, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda N \rightarrow nN} | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0), \quad (4.5)$$

donde $|0\rangle_{k_F}$ es el estado fundamental del hipernúcleo, cuya energía es E_0 y $|f\rangle$ representa a los estados finales posibles, cuya energía denominamos como E_f . Recordando que $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$ es un operador de dos cuerpos, los posibles estados finales son $2p1h$, $3p2h$ o $4p3h$. Esto es, el estado final $2p1h$ ($3p2h$, $4p3h$) define el ancho de decaimiento Γ_1 (Γ_2 , Γ_3). Recordemos además, que el potencial consta del intercambio del conjunto completo de mesones pseudo-escalares: π , η y K y vectoriales ρ , ω y K^* . Sobre las constantes de acoplamiento y parámetros de corte, fueron empleados para el vértice fuerte los publicados por el grupo de Nijmegen, según el modelo NSC97f [36]. Sobre los vértices débiles, fueron empleados los publicados en [50].

Como ya fue descrito varias veces en esta Tesis, pasamos de los anchos de decaimiento parciales $\Gamma_{1(2,3)}(k, k_F)$, a los valores correspondientes a núcleo finito, por medio de la aproximación de densidad local (LDA), según el esquema expuesto en [17]. En forma específica, este ancho de decaimiento parcial se promedia sobre la distribución de impulsos del hipernúcleo, usando como función de peso $|\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2$, y sobre la esfera de Fermi, con una dependencia en densidad del momento de Fermi, $k_F(r) = \{3\pi^2\rho(r)/2\}^{1/3}$, donde $\rho(r)$

es el perfil de densidad del carozo nuclear. De este modo, tenemos,

$$\Gamma_{1(2,3)} = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_{1(2,3)}(\mathbf{k}, k_F(r)) , \quad (4.6)$$

donde para $\psi_\Lambda(\mathbf{r})$ y su transformada de Fourier, $\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})$, empleamos la función de onda $1s_{1/2}$ correspondiente a un potencial armónico con frecuencia $\hbar\omega$ ($= 10,8$ MeV para ${}^{12}_\Lambda\text{C}$). Este valor resulta del ajuste con las energías experimentales de separación entre los niveles s y p de los niveles de la Λ en el hipernúcleo. La energía total de la Λ en las Ecs. (4.5) y (4.6), está dada por $k_0 = m_\Lambda + \mathbf{k}^2/(2m_\Lambda) + V_\Lambda$, donde empleamos para la energía de ligadura, V_Λ ($= -10,8$ MeV para ${}^{12}_\Lambda\text{C}$).

En este punto, es conveniente hacer un paréntesis sobre un punto conceptual importante: los anchos de decaimiento se refieren al llamado "decaimiento primario", este es, el decaimiento que resulta como consecuencia de la acción del potencial de transición débil. Como nos manejamos con diagramas de Goldstone (y no de Feynman), cada diagrama contiene un solo orden temporal. Una vez que el potencial débil actúa, ya no podemos considerar otras interacciones en el cálculo del ancho de decaimiento [19]. En contraste, si calculamos los espectros, sí debemos considerar interacciones que tienen lugar con posterioridad al débil. Esta definición sobre el ancho de decaimiento es tal, pues la información que deseamos extraer de estas cantidades, es justamente información "no contaminada" del potencial débil. Ahora bien, la interacción fuerte V^{NN} , entonces, no puede actuar después del potencial débil. Sin embargo, V^{NN} sí puede afectar el estado fundamental del hipernúcleo, por medio de las correlaciones del estado fundamental. Usando teoría de perturbaciones a segundo orden en V^{NN} , tenemos para la función de onda del estado fundamental,

$$\begin{aligned} |0\rangle_{k_F} = & \mathcal{N}(k_F) \left(| \rangle - \sum_{2p2h} \frac{\langle 2p2h | V^{NN} | \rangle}{E_{2p2h} - E_{HF}} |2p2h\rangle \right. \\ & \left. + \sum_{3p3h} \sum_{2p2h} \frac{\langle 3p3h | V^{NN} | 2p2h\rangle \langle 2p2h | V^{NN} | \rangle}{(E_{3p3h} - E_{HF})(E_{2p2h} - E_{HF})} |3p3h\rangle \right) \otimes |\Lambda\rangle , \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde $|\rangle$ representa al carozo nuclear normalizado, pero sin ninguna correlación, esto es, el vacío de Hartree-Fock con energía E_{HF} (que tomaremos igual a cero) y $|\Lambda\rangle$ es el estado inicial de la partícula Λ . Como modelo para el potencial V^{NN} , adoptamos el potencial de Bonn, que consta del intercambio de los mesones π , ρ , σ y ω [61]. Daremos enseguida detalles sobre la expresión analítica de este potencial fuerte. Notemos que dado que V^{NN} es un operador de dos cuerpos, el estado $|\rangle$ solo se puede conectar a una configuración de $2p2h$ (dos partículas-dos agujeros), como se muestra en el segundo y tercer término de la Ec 4.7. Ya que nuestro objetivo es evaluar el ancho de decaimiento Γ_3 , hemos restringido el tercer término de la Ec. (4.7) a estados finales de $3p3h$. Es evidente en la notación que E_{2p2h} y E_{3p3h} son las energías de las configuraciones $2p2h$ y $3p3h$, respectivamente. Respecto de $\mathcal{N}(k_F)$, ya que el vacío de Hartree-Fock está normalizado, debemos incluir un factor de normalización (que es de hecho, una función de k_F). Esta función se obtiene imponiendo que ${}_{k_F}\langle 0|0\rangle_{k_F} = 1$.

De este modo, los anchos de decaimiento Γ_1 , Γ_2 y Γ_3 se obtienen reemplazando la Ec. (4.7) en la Ec. (4.5), y entonces evaluando la LDA por medio de la Ec. (4.6). En lo que sigue, nos concentraremos en Γ_3 . Para detalles y una discusión sobre Γ_1 y Γ_2 remitimos al lector a [16, 19]. De este modo, para Γ_3 , tenemos:

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

Los diagramas de Goldstone para Γ_3 los mostramos en la Fig. 4.1. Estamos estudiando $\Gamma_3 = \Gamma(\Lambda N_2 N_3 N_4 \rightarrow N'_1 N'_2 N'_3 N'_4)$, esto es, un ancho de decaimiento en que tres partículas $N_2 N_3 N_4$, inducen al decaimiento de la Λ , teniendo como producto un estado final de cuatro partículas $N'_1 N'_2 N'_3 N'_4$: hablamos entonces de un estado final de $4p3h$. Por otra parte, por hipótesis,

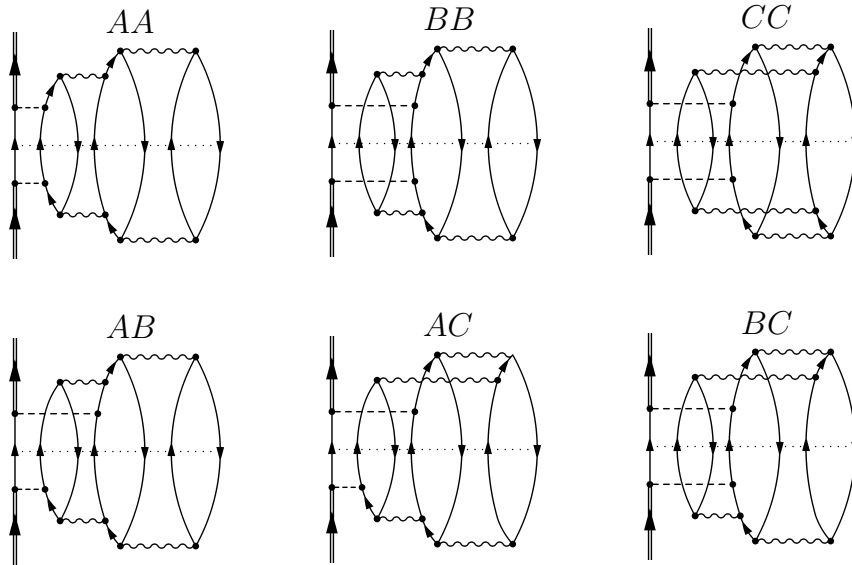


Figura 4.1: Diagramas de Goldstone que contribuyen a Γ_3 . Por medio de una línea de puntos, indicamos el corte del diagrama en el estado final de $4p3h$. Una flecha doble representa a la Λ , una flecha simple hacia arriba (hacia abajo) representa a un nucleón (agujero de nucleón). Las líneas horizontales de rayas (onduladas) representan al potencial de transición débil $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$ (fuerte V^{NN}).

ningún ancho de decaimiento puede contener contribuciones de correlaciones de estado final: los diagramas en la figura representan a una amplitud al cuadrado, considerando la mitad inferior (lo que está debajo de la línea de puntos), vemos que el potencial $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$ está siempre por encima de V^{NN} . Para el cálculo de los espectros, deberíamos considerar todos los órdenes temporales y eso hace que deban evaluarse más diagramas. Naturalmente, el conjunto completo de diagramas que contribuyen solo a Γ_3 es más extenso. Por ejemplo, no hemos considerado los diagramas de intercambio de Pauli. En base a la experiencia del grupo de trabajo con Γ_2 , entendemos que los seis diagramas de la figura, son los más importantes. Como comentario adicional, dentro del mismo grado de aproximación, deberíamos evaluar 36 diagramas para dar cuenta de los espectros. En lo que sigue y por completitud, mos-

traremos brevemente el modelo para el potencial y discutiremos con algún detalle el diagrama AA ; mientras que las expresiones analíticas para el resto de los diagramas se dan en el Apéndice A.

4.2.1. Potenciales débil y fuerte

Se escribe el potencial de transición débil $V^{\Lambda N \rightarrow NN}$ y la interacción nuclear fuerte V^{NN} , como:

$$V^{\Lambda N \rightarrow NN(NN)}(q) = \sum_{\tau_{\Lambda(N)}=0,1} \mathcal{O}_{\tau_{\Lambda(N)}} \mathcal{V}_{\tau_{\Lambda(N)}}^{\Lambda N \rightarrow NN(NN)}(q) . \quad (4.8)$$

Donde la dependencia del isospin esta dada por:

$$\mathcal{O}_{\tau_{\Lambda(N)}} = \begin{cases} 1 & \text{para } \tau_{\Lambda(N)} = 0 \\ \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 & \text{para } \tau_{\Lambda(N)} = 1 . \end{cases} \quad (4.9)$$

Los valores 0 y 1 para $\tau_{\Lambda(N)}$ se refieren a la parte isoscalar e isovectorial de las interacciones, respectivamente. La dependencia con el spin y la cantidad de movimiento del potencial de transición débil esta dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{\tau_{\Lambda}}^{\Lambda N \rightarrow NN}(q) = & (G_F m_{\pi}^2) \{ S_{\tau_{\Lambda}}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} + S'_{\tau_{\Lambda}}(q) \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} + P_{C,\tau_{\Lambda}}(q) \\ & + P_{L,\tau_{\Lambda}}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} + P_{T,\tau_{\Lambda}}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\mathbf{q}}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\mathbf{q}}) \\ & + i S_{V,\tau_{\Lambda}}(q) (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{\mathbf{q}} \} . \end{aligned} \quad (4.10)$$

Donde las expresiones explícitas para las funciones $S_{\tau_{\Lambda}}(q)$, $S'_{\tau_{\Lambda}}(q)$, $P_{C,\tau_{\Lambda}}(q)$, $P_{L,\tau_{\Lambda}}(q)$, $P_{T,\tau_{\Lambda}}(q)$ y $S_{V,\tau_{\Lambda}}(q)$ pueden encontrarse en la Sección 3,2, incluyen correlaciones de corto alcance y se ajustan para reproducir el potencial de transición débil. La expresión correspondiente para la interacción nuclear viene dada por:

$$\mathcal{V}_{\tau_N}^{NN}(q) = \frac{f_{\pi}^2}{m_{\pi}^2} \{ \mathcal{V}_{C,\tau_N}(q) + \mathcal{V}_{\sigma,\tau_N}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + \mathcal{V}_{L,\tau_N}(q) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}} \} . \quad (4.11)$$

Donde las funciones $\mathcal{V}_{C,\tau_N}(q)$, $\mathcal{V}_{\sigma,\tau_N}(q)$ y $\mathcal{V}_{L,\tau_N}(q)$ también se ajustan para reproducir la interacción nuclear. Los valores explícitos para las constantes de acoplamiento y factores de forma, ya fueron citadas en este mismo capítulo.

4.2.2. Expresión analítica para la contribución AA :

En lo que sigue, mostraremos la expresión analítica para la contribución del diagrama AA de la Fig. 4.1, al ancho de decaimiento Γ_3 . Las expresiones correspondientes del resto de los diagramas de la figura se dan en el Apéndice A. Para calcular la contribución del diagrama AA , usamos las reglas de Goldstone. En primer lugar, dibujamos el diagrama y le asignamos valores del impulso a cada línea del mismo. Eso lo hacemos en la Fig. 4.2.

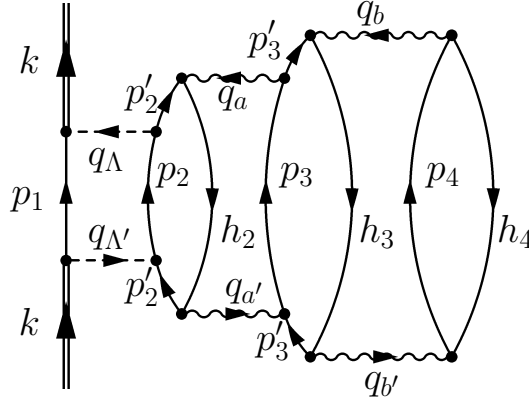


Figura 4.2: Diagrama AA . Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$ y $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$.

Recordemos que Γ_3 , consta de cuatro canales de isospin:

$$\Gamma_3 = \Gamma_{nnn} + \Gamma_{nnp} + \Gamma_{npp} + \Gamma_{ppp},$$

De este modo, partiendo de la regla de oro de Fermi y usando las reglas de Goldstone, tenemos para una contribución parcial $NN'N''$, la expresión,

$$\Gamma_{NN'N''}^{AA}(\mathbf{k}, k_F) = \sum_{\substack{a, a', b, b', \\ \Lambda, \Lambda' = 0, 1}} \mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', AA} \Gamma_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(\mathbf{k}, k_F). \quad (4.12)$$

La función $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', AA}$ representa a los factores de isospin y sus valores están dados en la Tabla B.1 del Apéndice B.

Por otra parte, tenemos que la función,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(\mathbf{k}, k_F) &= \mathcal{N}^2(k_F) \beta_{\Gamma_3} \int \int \int \int \int d\mathbf{q}_\Lambda d\mathbf{q}_a d\mathbf{q}_b d\mathbf{h}_2 d\mathbf{h}_3 d\mathbf{h}_4 \\ &\times \mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(q_\Lambda, q_a, q_b) \Theta^{AA}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) \\ &\times \frac{1}{(E_{3p3h}^{AA} - E_{HF})^2 (E_{2p2h}^{AA} - E_{HF})^2} \delta(E_f^{AA} - E_i). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Donde $\mathcal{N}^2(k_F)$, es el factor de normalización ya discutido, $\mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(q_\Lambda, q_a, q_b)$ es la función que da cuenta de la dependencia con el spin y el impulso, y $\Theta^{AA}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F)$ es la función que me define el espacio de fase. Sus expresiones son:

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(q_\Lambda, q_a, q_b) &= \left[P_{C, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) P_{C, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + 3P_{\sigma, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) P_{\sigma, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) \right. \\ &+ P_{\sigma, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) P_{L, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + P_{L, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) P_{\sigma, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + P_{L, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) P_{L, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + S_{\tau_\Lambda}(q_\Lambda) \\ &S_{\tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + S'_{\tau_\Lambda}(q_\Lambda) S'_{\tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) + 2S_{V, \tau_\Lambda}(q_\Lambda) S_{V, \tau_{\Lambda'}}(q_\Lambda) \left. \right] \times \left[\mathcal{V}_{C, \tau_a}(q_a) \mathcal{V}_{C, \tau_{a'}}(q_a) + \right. \\ &3\mathcal{V}_{\sigma, \tau_a}(q_a) \mathcal{V}_{\sigma, \tau_{a'}}(q_a) + \mathcal{V}_{\sigma, \tau_a}(q_a) \mathcal{V}_{L, \tau_{a'}}(q_a) + \mathcal{V}_{L, \tau_a}(q_a) \mathcal{V}_{\sigma, \tau_{a'}}(q_a) + \mathcal{V}_{L, \tau_a}(q_a) \\ &\mathcal{V}_{L, \tau_{a'}}(q_a) \left. \right] \times \left[\mathcal{V}_{C, \tau_b}(q_b) \mathcal{V}_{C, \tau_{b'}}(q_b) + 3\mathcal{V}_{\sigma, \tau_b}(q_b) \mathcal{V}_{\sigma, \tau_{b'}}(q_b) + \mathcal{V}_{\sigma, \tau_b}(q_b) \right. \\ &\mathcal{V}_{L, \tau_{b'}}(q_b) + \mathcal{V}_{L, \tau_b}(q_b) \mathcal{V}_{\sigma, \tau_{b'}}(q_b) + \mathcal{V}_{L, \tau_b}(q_b) \mathcal{V}_{L, \tau_{b'}}(q_b) \left. \right]. \end{aligned} \quad (4.14)$$

y

$$\begin{aligned} \Theta^{AA}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a| - k_F) \\ &\theta(k_F - |\mathbf{h}_2|) \theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\ &\theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\ &\theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \\ &\theta(k_F - |\mathbf{h}_4|), \end{aligned} \quad (4.15)$$

respectivamente. Finalmente para la constante β_{Γ_3} , tenemos,

$$\beta_{\Gamma_3} = \frac{(G_F m_\pi^2)^2}{(2\pi)^3} \left(\frac{4}{(2\pi)^5} \left(\frac{f_\pi^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{m_\pi^4} \right)^2. \quad (4.16)$$

Donde la energía de partícula independiente está dada por $E_p = m + p^2/2m + V_N$. Finalmente, las energías son,

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2+q_\Lambda-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} .
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Para la evaluación numérica del ancho de decaimiento, recurrimos a un programa de integración multi-dimensional que emplea el método de Monte Carlo. Antes de analizar los resultados de la evaluación de Γ_3 , debemos prestar atención al problema del retroceso del núcleo residual.

4.2.3. Retroceso del núcleo residual

Hagamos una descripción cualitativa de lo que ocurre en el decaimiento de un hipernúcleo Λ . Partimos de un hipernúcleo en su estado fundamental. Cuando el hiperón Λ decae en el canal no-mesónico, se emiten partículas con impulsos superiores al impulso de Fermi: se trata de partículas libres que abandonan el sistema dejando un carozo nuclear. El número de partículas emitidas depende de si estamos considerando Γ_1 , Γ_2 ó Γ_3 . La conservación del impulso nos dice que para cada uno de estos decaimientos tenemos,

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

donde \vec{p}_i es el impulso del nucleón saliente i y \vec{P}_{T_n} representa al impulso total del núcleo residual de la desintegración. En la mayoría de los cálculos que mostramos en esta Tesis, no incluimos el efecto del retroceso, pues es en general pequeño. Sin embargo, la implementación del efecto de retroceso

es particularmente simple en materia nuclear, pues se trabaja en el espacio de impulso. Su implementación consiste simplemente en restarle a la energía disponible en la desintegración, la energía cinética del núcleo residual como un todo:

$$k_0 \rightarrow k_0 - \mathbf{P}_T^2/2M_{\text{res}},$$

donde M_{res} es la masa del núcleo residual. Notemos que esta masa disminuye al pasar de Γ_1 a Γ_3 . Por otra parte, los dos nucleones emitidos en Γ_1 son emitidos mayormente con la misma dirección y sentido opuesto ("back-to-back"), con lo cual $\vec{P}_{T1} \cong \vec{0}$, esto es, el efecto del retroceso es muy pequeño. Notemos que implementaremos nuestro cálculo para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$: en el caso de Γ_3 el núcleo residual tiene $A_{\text{res}} = 8$, lo cual representa una disminución importante de la masa. Además, no hay ninguna razón para especular con el valor de \vec{P}_{T3} , por lo que el efecto del retroceso debe ser tenido en cuenta.

4.3. Resultados

Comencemos analizando directamente los resultados para las diferentes componentes de Γ_3 . En la Tabla 4.1, se dan los resultados numéricos de las diferentes componentes de isospin de Γ_3 para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$. El efecto del retroceso nuclear no está incluido aún en estos resultados. Las contribuciones nnp y npp son las dominantes y tienen el mismo orden de magnitud entre sí, para la mayoría de los diagramas. Los términos de interferencia, AB , AC y BC , algunos de los cuales son negativos, son en general pequeños. Notemos que estos términos representan interferencias cuánticas, por lo cual su signo puede ser negativo. Si estas interferencias no se tienen en cuenta, el ancho de decaimiento total inducido por tres nucleones sería solo un $\sim 5\%$ menor que el resultado completo, $\Gamma_3 = 8,209 \times 10^{-2}$ en unidades del decaimiento de la Λ libre.

Para el cálculo completo se obtiene (véase la última línea en la Tabla

4.1), $\Gamma_{nnn} : \Gamma_{nnp} : \Gamma_{npp} : \Gamma_{ppp} = 1 : 31 : 40 : 2.4$. El predominio de los modos de decaimiento inducido por nnp y npp se origina mayormente en dos elementos: de la importancia relativa de los diferentes canales de isospin (ver los factores de isospin en las Tablas B.1-B.6 del Apéndice B). Mientras que el segundo elemento es la forma en que las interacciones débil y la fuerte, pesan estos factores en las Ecs. (4.5) y (4.7). De este modo, el intercambio de los mesones vectoriales proporciona contribuciones dominantes en los canales de isospin nnp y npp , especialmente en los vértices con intercambio de carga. Las componentes escalares de los mesones, tienen factores isospin más pequeños y, junto con los pesos dados por las diferentes interacciones, solo logran suavizar el comportamiento de dominio por los mesones vectoriales.

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

Tabla 4.1: Resultados para las contribuciones parciales de isospin de Γ_3 , correspondientes a $\Lambda^2 C$. El significado de (*AA*, *BB*, *CC*, *AB*, *AC* y *BC*), se explica en la Fig.4.1. Los valores están dados en unidades de $10^{-2} \times \Gamma_{libre}$, donde Γ_{libre} es el ancho de decaimiento de una partícula Λ en el espacio libre.

En la Tabla 4.2, el resultado completo de Γ_3 se compara con las predicciones parciales obtenidas, limitando el potencial de transición débil a: *a*) el intercambio de un pión y *b*) el intercambio de los mesones ($\pi + K$). Como era de esperar, el mesón π proporciona la mayor contribución al ancho del

decaimiento, mientras que el efecto del mesón K es una moderada reducción del mismo.

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

Tabla 4.2: Efecto del potencial de transición débil en el ancho total de decaimiento inducido por tres nucleones. Las predicciones de intercambio para π y $(\pi + K)$ se comparan con el resultado completo incluyendo el intercambio de todos los mesones. Las unidades son las mismas que en la Tabla 4.1.

Como habíamos mencionado en la sección del Formalismo, nos limitamos en la evaluación de Γ_3 a los términos directos. De la observación de los diagramas en la Fig. 4.1, notamos además que hemos limitado la acción del potencial débil de transición de la siguiente manera: consideremos los términos cuadráticos, esto es, AA , BB y CC . Cada diagrama consta de cuatro partículas en el estado final. En cada uno de estos diagramas, el potencial débil conecta el vértice de la Λ (del que sale uno de los nucleones finales), con cada una de los tres nucleones finales. Tampoco hemos considerado a los diagramas en que el potencial débil se conecta con uno de los agujeros, junto con todas sus posibles interferencias. No hemos hecho ninguna evaluación de los diagramas faltantes. El habernos limitado a los seis diagramas de la Fig. 4.1, se debe a la experiencia previa del grupo en la evaluación de Γ_2 : en [16] se evalúa el conjunto completo de diagramas para Γ_2 , usando el mismo enfoque microscópico y los potenciales débiles y fuertes del presente cálculo. La reducción en el valor final para Γ_2 , debido a los términos de intercambio, resulta ser más fuerte que el aumento debido a los diagramas de agujeros, dando como resultado neto, una disminución de Γ_2 del orden de $\sim 20\%$.

Para ser más claros, los términos de intercambio de Pauli reducen el valor de Γ_2 , mientras que los diagramas en que la interacción débil se conecta con un agujero aumentan Γ_2 . Se espera una reducción del mismo orden de magnitud para Γ_3 , una vez que se tengan en cuenta los diagramas de agujero y de intercambio. Entendemos entonces, que la evaluación de estos diagramas no va a alterar el alcance de nuestros resultados. Su evaluación resultaría excesivamente larga y va más allá del objetivo de la presente Tesis.

Como dijimos en la sección anterior, en el caso de Γ_3 , es pertinente evaluar el efecto del retroceso del núcleo residual. Eso lo hacemos en la Tabla 4.3, donde se muestra 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, nuestro resultado muestra que el efecto de reducción debido al retroceso es particularmente relevante para Γ_3 ($\sim 15\%$), menos importante para Γ_2 ($\sim 4\%$) y despreciable para Γ_1 . Su efecto cuando se calcula el ancho de decaimiento no mesónico total Γ_{NM} , resulta en una disminución de aproximadamente el $\sim 3\%$. Por otra parte, del análisis numérico es interesante notar el

	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

Tabla 4.3: Efecto del retroceso del núcleo residual en los anchos de decaimiento, para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$. Los resultados se dan en unidades del ancho de decaimiento de la partícula Λ libre.

valor medio del módulo del impulso de los nucleones salientes para el ancho de decaimiento inducido por tres nucleones, esto es para Γ_3 . La cantidad de movimiento promedio de los nucleones emitidos en los decaimientos inducidos por tres nucleones es $\sim 290 \text{ MeV}/c$, un valor que es sólo ligeramente mayor

que la cantidad de movimiento de Fermi, $k_F \sim 270 \text{ MeV}/c$, correspondiente en materia nuclear. El bloqueo de Pauli en estos nucleones es, por tanto, severo y explica el pequeño valor de la relación Γ_3/Γ_1 , que resulta ser ~ 0.12 . Además, estas predicciones implican que $\Gamma_2/\Gamma_1 (\sim 0,48) > \Gamma_3/\Gamma_2 (\sim 0,24)$, lo que indica que los decaimientos inducidos por cuatro o más nucleones deben ser insignificantes.

En la Tabla 4.4, se presenta la comparación de los resultados finales obtenidos en esta tesis, para el conjunto completo de anchos de decaimiento de ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ con los últimos resultados KEK [20, 47] y los datos de FINUDA [48, 49].

	Tesis	KEK–E508 [20, 47]	FINUDA [48]	KEK–FINUDA [49]
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	$0,51 \pm 0,14$		$0,58 \pm 0,27$
		$0,29 \pm 0,14$ [58]		
		$0,34 \pm 0,15$ [59]		
$\Gamma_1/\Gamma_{\text{NM}}$	0,626	$0,71 \pm 0,14$		$0,81 \pm 0,10$
$\Gamma_2/\Gamma_{\text{NM}}$	0,301	$0,29 \pm 0,13$	$0,25 \pm 0,12 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,08$
			$0,20 \pm 0,08^{+0,04}_{-0,03}$	
$\Gamma_3/\Gamma_{\text{NM}}$	0,073	–	–	–

Tabla 4.4: Comparación de los anchos de decaimiento no mesónicos con datos recientes de KEK–E508 [20, 47] y FINUDA [48, 49] para ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ (en unidades del ancho de decaimiento de la Λ libre).

Es conveniente dar algunos detalles sobre los experimentos, para una mejor comprensión de la comparación. La primera (y segunda) determinación FINUDA de $\Gamma_2/\Gamma_{\text{NM}}$ y los datos de Γ_p se refieren a los análisis de espectros de protones (correlación neutrón-protón). Las determinaciones listadas como KEK-FINUDA han sido reconstruidas [49], partiendo de varios datos KEK existentes de Γ_p y los anchos de decaimiento totales (Γ_{T}) y decaimiento mesónico (Γ_{M}), junto con los valores de FINUDA para Γ_p y Γ_2 . El ancho de decaimiento de KEK-FINUDA Γ_n (Γ_1 y Γ_{NM}) se obtiene como la diferencia $\Gamma_n = \Gamma_{\text{T}} - \Gamma_{\text{M}} - \Gamma_p - \Gamma_2$ ($\Gamma_1 = \Gamma_{\text{T}} - \Gamma_{\text{M}} - \Gamma_2$ y $\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_{\text{T}} - \Gamma_{\text{M}}$). Además, el resultado de KEK-FINUDA para Γ_p no es más que el promedio ponderado entre las determinaciones de KEK y FINUDA. Se consideró que la determinación de KEK $\Gamma_n/\Gamma_p = 0,51 \pm 0,14$ estaba libre de ambigüedades debidas a las interacciones del estado final del nucleón y a los decaimientos inducidos por dos nucleones en [20, 47]. Sin embargo, sabemos que las correlaciones de estado final son responsables de una reducción no despreciable del valor experimental de Γ_n/Γ_p [5, 60]: la determinación $\Gamma_n/\Gamma_p = 0,29 \pm 0,14$ ($0,34 \pm 0,15$) que se muestra en la Tabla 4.4, es un ajuste teórico de los espectros obtenidos en KEK nn y np , dentro del enfoque microscópico de [58], incluyendo los mencionados efectos de muchos cuerpos (correlaciones del estado final). Estos efectos llevan a la desigualdad $\Gamma_n/\Gamma_p < N_{nn}/N_{np} = 0,51 \pm 0,14$.

De la Tabla 4.4, vemos que existe un acuerdo general entre nuestras predicciones teóricas y los valores experimentales, especialmente con los datos KEK. Se puede observar, un acuerdo especialmente bueno para el ancho de decaimiento, Γ_{NM} , mientras que para Γ_n , el acuerdo no es bueno, encontrándose en el límite de las barras de error. La predicción de la relación Γ_n/Γ_p se compara bien con los ajustes de [58, 59], correspondientes a los espectros KEK. Las únicas discrepancias que exceden el nivel de 1σ son los anchos de decaimiento Γ_n KEK-FINUDA (y luego Γ_1) y Γ_2 y la relación KEK Γ_n/Γ_p es obtenida sin incluir el modo inducido por dos nucleones y la interacción

del estado final.

La magnitud del ancho de decaimiento Γ_3 , representa un $\sim 7\%$ del ancho no mesónico total Γ_{NM} y es aproximadamente la mitad del ancho inducido por neutrones Γ_n . Por lo tanto, la contribución inducida por tres nucleones debe ser tenida en cuenta, si se pretende una comprensión detallada del conjunto completo de anchos de decaimiento. Finalmente se puede notar que las determinaciones KEK y KEK - FINUDA de Γ_1 tienden a sobrestimar el valor predicho aquí; obteniendo un buen acuerdo para Γ_{NM} , no se puede excluir que los experimentos de KEK y FINUDA, cuenten una fracción de nucleones originados de decaimientos inducidos por tres nucleones (y de decaimientos inducidos por dos nucleones, en el caso de FINUDA) como producidos por procesos inducidos por un nucleón.

4.4. Discusión y Conclusiones

A lo largo de este capítulo hemos expuesto el primer cálculo del decaimiento no mesónicos de hipernúcleos- Λ , inducido por tres nucleones, esto es, Γ_3 . Hemos mostrado un cálculo microscópico en materia nuclear, extendida a ^{12}C por medio de la aproximación de la densidad local, donde hemos considerado además, el efecto del retroceso del núcleo residual. Nuestros resultados muestran que Γ_3 tiene una magnitud no despreciable, esto es, debe ser tenido en cuenta. Su magnitud es del orden de un $\sim 7\%$ del ancho de decaimiento no-mesónico total, Γ_{NM} . Además, su magnitud relativa a Γ_n , resulta en $\Gamma_3/\Gamma_n \sim 1/2$. De los cuatro canales de isospin que constituyen Γ_3 , encontramos que los canales dominantes son los inducidos por nnp y npp . En referencia al retroceso del núcleo residual, es solo importante para Γ_3 , mismo; produciendo una reducción en su valor del orden de $\sim 15\%$. En términos generales, podemos decir que nuestro modelo para Γ_1 y Γ_2 , muestran un buen acuerdo con los datos existentes, que son los de KEK y FINUDA.

No existen aún datos para Γ_3 .

Debemos señalar que a pesar de los avances recientes en el campo del decaimiento no-mesónico, persiste aún una discrepancia. Se trata del acuerdo entre la teoría y el experimento para los espectros de emisión de nucleones, cuando hay protones involucrados. Recordemos el problema y por simplicidad, nos referiremos a los espectros en que se detecta un solo nucleón en función de su energía cintética. Naturalmente, nos referimos a un nucleón emitido por la desintegración de un hipernúcleo- Λ . El acuerdo entre teoría y experimento para los espectros de neutrones es bueno, mientras que la predicción teórica para protones es casi del doble que lo que se mide. Como los espectros se normalizan por el número total de nucleones, hay que predecir más neutrones. Desafortunadamente, los resultados expuestos en esta tesis respecto de Γ_3 , difícilmente conduzcan a una mejora relevante para este problema: pues tenemos, que protones y neutrones primarios están aproximadamente en la misma proporción: $\Gamma_{nnp} \sim \Gamma_{npp} \sim \Gamma_3/2$. Sin embargo, claro, al calcular los espectros deben ser tenidas en cuenta las correlaciones de estado final, que eventualmente pueden ser una fuente de neutrones. Este análisis no fue hecho en la presente Tesis.

Antes de terminar este capítulo, debemos señalar que la calidad de los datos existentes no permiten aún establecer el grado de violación de la regla de isospin $\Delta I = 1/2$ en el decaimiento no-mesónico inducido por un nucleón [60, 62]. Este es un problema abierto, pues la mayoría de los cálculos publicados hasta el presente, adoptan esta aproximación. Sin llegar aún a las conclusiones de este trabajo de Tesis, resulta claro en este punto que un acuerdo completo entre la teoría y el experimento es un problema complejo y aún no resuelto. En particular tanto la evaluación de Γ_3 , como la de Γ_2 en el pasado, nos dicen que no es posible separar la contribución del potencial de transición débil de la interacción fuerte. La idea de emplear únicamente Γ_1 , que depende solo del potencial de transición débil, no es realista. De ser así,

tendríamos un modo simple para poner a prueba los modelos del potencial de transición débil. Creemos haber demostrado que no podemos separar el ancho de decaimiento no-mesónico total, de la interacción fuerte; haciendo entonces más complejo el problema.

Capítulo 5

Decaimiento débil de hipernúcleos- Λ : efecto del acoplamiento fuerte $\Lambda N-\Sigma N$

Como ya mencionamos varias veces desde el comienzo de esta Tesis, en la evaluación del ancho de decaimiento no-mesónico tenemos la libertad para elegir un modelo para nuestro estado fundamental y un modelo para el potencial de transición débil. Naturalmente, nuestro objetivo es mejorar el acuerdo con el experimento. En el capítulo anterior, llevamos la evaluación del estado fundamental a un cierto extremo: en términos simples, la energía disponible para la emisión de partículas resulta de la diferencia entre la masa de la Λ y la del nucleón, $Q = m_\Lambda - m_N \cong 178\text{MeV}$. En Γ_3 se emiten cuatro partículas y dada la energía de Fermi y el valor de Q , es poco probable que existan mecanismos para la emisión de cinco o más nucleones. Como discutimos en el capítulo anterior, la contribución de Γ_3 mejora el acuerdo, pero es insuficiente como mecanismo para explicar la discrepancia en el espectro de protones. El paso lógico siguiente, entonces, es mejorar el modelo del potencial débil de transición. En el pasado, comprobamos que la inclusión de

un potencial de intercambio de dos piones tiene un efecto muy pobre. En este capítulo analizaremos el efecto del acoplamiento fuerte ΛN - ΣN : construiremos un potencial correlacionado en que la Λ en primer lugar interactúa fuertemente con un nucleón, decayendo en una partícula Σ más un nucleón y luego el potencial de transición débil hace que la Σ decaiga. Notemos que la Σ tiene extrañeza $S = -1$, al igual que la Λ . Los resultados contenidos en este capítulo, fueron publicados en [63]. En lo que sigue, nos referiremos a los resultados de [63], como resultados de esta tesis, sin citar nuevamente a esta publicación.

5.1. Introducción

De este modo, un aspecto que requiere de cierta atención es la importancia del acoplamiento fuerte ΛN - ΣN sobre el decaimiento débil no mesónico. Este mecanismo de interacción, va más allá del proceso $\Lambda N \rightarrow nN$, ya extensamente estudiado; introduciendo canales de decaimiento de segundo orden: $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$. Notemos que el proceso consta de dos instancias, en primer lugar, el fuerte $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$, donde no cambia la extrañeza y el segundo es el débil $\Sigma N \rightarrow nN$, donde la extrañeza cambia en $\Delta S = -1$. El acoplamiento fuerte entre los pares ΛN y ΣN (analogamente, con $\Lambda\Lambda$, ΞN y $\Sigma\Sigma$ en sistemas de extrañeza múltiple), resulta importante para entender la estructura de los hipernúcleos Λ (hipernúcleos doble- Λ y Ξ). Este acoplamiento también es importante en el estudio de materia estelar densa. Este tipo de correlaciones, se puede interpretar como una excitación virtual de la Λ en una partícula Σ . Notemos que la masa del hiperón Σ es $m_{\Sigma^+} \cong 1189\text{MeV}$, que es mayor que la del hiperón Λ . Por lo tanto, partiendo de un hipernúcleo- Λ en su estado fundamental, no se puede tener a la Σ como estado físico final.

Notemos que la interacción de tres cuerpos con la Σ como estado intermedio, resulta ser un ingrediente importante en el estudio de la estructura de

hipernúcleos- Λ [64], especialmente para sistemas livianos [65]. En particular, resulta crucial para resolver el problema de la llamada 'sobre ligadura' que afecta a los hipernúcleos de la capa- s . Vale la pena comentar, además, que la inclusión del efecto del acoplamiento fuerte $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$ resulta también relevante en hipernúcleos con exceso de neutrones [66] y en la composición de las estrellas de neutrones [67]. Regresando a los hipernúcleos, el efecto de las configuraciones intermedias ΣN sobre un hipernúcleo, es más importante que el acoplamiento $NN-\Delta N$ en un núcleo convencional, ya que mientras que la diferencias de masas para el hipernúcleo es $m_\Sigma - m_\Lambda \sim 78$ MeV, para el caso de la Δ , tenemos $m_\Delta - m_N \sim 293$ MeV.

Otra evidencia sobre la importancia del acoplamiento $\Lambda N-\Sigma N$, proviene de la observación de los estados relativos de onda- S en la interacción Λp que es más atractiva que la interacción Λn . Esto resulta de la comparación de las energías de ligadura experimental entre el estado fundamental de la Λ y su primer estado excitado, en el primer doblete de isospin $I = 1/2$ formado por ${}^4_\Lambda\text{He}$ y ${}^4_\Lambda\text{H}$. Esto implica una ruptura de simetría de carga para la interacción ΛN . A pesar de que este punto es conocido desde hace algunas décadas, en años recientes este punto ha generado interés tanto entre los grupos experimentales [68], como en los teóricos [69]. A pesar de que aún no entendemos completamente la ruptura fuerte en la simetría de carga en hipernúcleos, se puede afirmar que en su interpretación el acoplamiento entre los estados ΛN y ΣN juega un papel importante. Este tipo de contribuciones es muy sensible a las diferencias de masa entre los estados inicial y final, prefiriendo el proceso $\Lambda p \rightarrow \Sigma^+ n$ ($\Delta m \sim 75$ MeV), sobre los procesos $\Lambda p \rightarrow \Sigma^0 p$, $\Lambda n \rightarrow \Sigma^0 n$ ($\Delta m \sim 77$ MeV) y $\Lambda n \rightarrow \Sigma^- p$ ($\Delta m \sim 80,5$ MeV).

En los párrafos anteriores, quisimos mostrar que el efecto del hiperón Σ , como configuración virtual, juega un papel importante modificando el potencial de transición débil. En este trabajo de Tesis, nos concentraremos en el efecto del hiperón Σ , sobre el decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ .

Naturalmente, el modelo nuclear que emplearemos es el mismo que el de los capítulos anteriores, esto es, materia nuclear extendida a núcleo finito por medio de la aproximación de la densidad local. Esto lo haremos con el fin de describir el efecto del acoplamiento ΛN – ΣN sobre el ancho de decaimiento no mesónico de los siguientes hipernúcleos: ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{28}\text{Si}$, ${}_{\Lambda}^{56}\text{Fe}$ y ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$. Consideraremos todos los canales de isospin de decaimiento, estimulados por un nucleón, esto es, sobre Γ_1 . Estimaremos en forma aproximada el efecto de Γ_2 , pero no nos extenderemos sobre Γ_3 , pues un cálculo completo escapa al objetivo de esta Tesis.

Antes de seguir, es oportuno comentar que existen pocas predicciones teóricas sobre el efecto del acoplamiento $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ como mecanismo de decaimiento [70, 71, 72]. Desafortunadamente, las predicciones de estos trabajos muestran fuertes discrepancias entre sí. De hecho, emplean esquemas formales y modelos para el potencial muy diferentes, por lo cual una comparación con los resultados de esta Tesis o entre los trabajos citados, resulta inadecuada. Notemos que los trabajos [70, 71], realizan sus cálculos en el modelo de capas para hipernúcleos de la capa- s , mientras que el trabajo [72], emplea materia nuclear, sin la implementación de la aproximación de la densidad local. En lo que sigue, mostraremos el formalismo para el cálculo de Γ_1 , con la inclusión del acoplamiento $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$. Debido a su dificultad, pondremos especial cuidado en describir las funciones de onda de isospin, necesarias para dar cuenta de cada uno de los canales de decaimiento.

5.2. Formalismo

Desarrollaremos ahora las expresiones para el cálculo del efecto del barión- Σ sobre el ancho de decaimiento no mesónico de un hipernúcleo- Λ . Recordemos que, dado que el barión- Σ es más pesado que la Λ , el barión- Σ entra dentro de nuestro cálculo como una configuración intermedia virtual ΣN .

Mostraremos expresiones solo para el efecto de la Σ sobre Γ_1 , esto es, al proceso habitual $\Lambda N \rightarrow nN$, debemos sumarle el canal, $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$.

Por conveniencia, introduciremos el efecto de la Σ , en el marco general del decaimiento no mesónico. Sin embargo, como habíamos mencionado no incluiremos Γ_3 . De este modo, podemos escribir el ancho de decaimiento no mesónico total, como:

$$\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_1 + \Gamma_2, \quad (5.1)$$

donde, como en los capítulos anteriores, Γ_1 y Γ_2 indican los anchos de decaimiento inducidos por uno y dos nucleones; esto es, $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$, para Γ_1 y $\Lambda NN \rightarrow nNN$ y $\Lambda NN \rightarrow \Sigma NN \rightarrow nNN$, para Γ_2 ($N = n$ o p). En términos de los canales de isospin, tenemos,

$$\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p, \quad (5.2)$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp}. \quad (5.3)$$

Recordemos una vez más, que los subíndices en el lado derecho de estas expresiones indican: $\Gamma_p \equiv \Gamma(\Lambda p \rightarrow np$ y $\Lambda p \rightarrow \Sigma N \rightarrow np)$, etc.

El modo en que el barión- Σ modifica al ancho de decaimiento es a través del potencial de transición débil:

$$\Gamma_1(\mathbf{k}, k_F) = \sum_f |\langle f | (V^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q) + \mathcal{V}^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q)) | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0), \quad (5.4)$$

donde $k = (k_0, \mathbf{k})$ representa al cuadvivector energía-impulso de la Λ en materia nuclear con impulso de Fermi k_F , mientras que $|0\rangle_{k_F}$ y $|f\rangle$ son los estados fundamentales (cuya energía es E_0) y final, que es un estado de dos partículas-un agujero ($2p1h$) (con energía E_f), respectivamente. Por otra parte, $V^{\Lambda N \rightarrow nN}$ es el potencial de transición débil entre las configuraciones $\Lambda N \rightarrow nN$. Finalmente, introducimos el efecto del hiperón- Σ , por medio del siguiente potencial,

$$\mathcal{V}^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q) = \sum_{i, Q=q-p} V^{\Sigma N \rightarrow nN}(p) |i\rangle \frac{1}{E_i - E_0} \langle i | V^{\Lambda N \rightarrow \Sigma N}(q), \quad (5.5)$$

donde la suma sobre el índice i corre sobre las configuraciones intermedias de dos bariones con energía E_i . En forma más explícita, estas configuraciones intermedias son: $|\Sigma^0 n\rangle$, $|\Sigma^0 p\rangle$, $|\Sigma^- p\rangle$ y $|\Sigma^+ n\rangle$. En esta misma sección, mostraremos enseguida las expresiones para los potenciales $V^{\Sigma N \rightarrow n N}(p)$ y $V^{\Lambda N \rightarrow \Sigma N}(q)$. En la Fig. 5.1 mostramos las nuevas amplitudes de transición debidas a la Σ . Debemos notar en esta figura los diferentes canales de isospin: las amplitudes a y b contribuyen a Γ_n , mientras que las amplitudes c hasta f lo hacen a Γ_p .

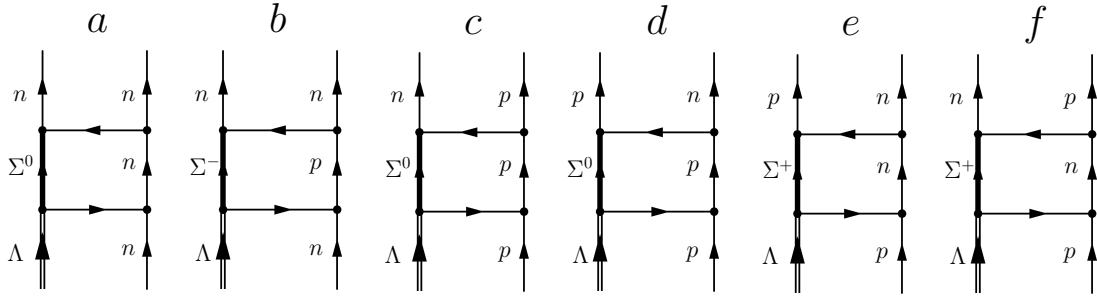


Figura 5.1: Amplitudes $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow n N$ debidas al acoplamiento $\Lambda N - \Sigma N$. Los diagramas (a) y (b) [(c) hasta (f)] contribuyen a Γ_n [Γ_p].

Para obtener los anchos de decaimiento a partir de la Ec. (5.4), se emplea la aproximación de densidad local, que resulta del promedio en impulsos y momentos de Fermi, de este decaimiento parcial, como sigue:

$$\Gamma_1 = \int d\mathbf{k} |\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{r} |\psi_\Lambda(\mathbf{r})|^2 \Gamma_1(\mathbf{k}, k_F(r)) . \quad (5.6)$$

donde para la función de onda $\psi_\Lambda(\mathbf{r})$ y su transformada de Fourier de $\tilde{\psi}_\Lambda(\mathbf{k})$ empleamos la función de onda de la Λ , el estado fundamental de un oscilador armónico, esto es, la función $1s_{1/2}$, con frecuencia $\hbar\omega$. Esta frecuencia se ajusta por medio del valor de la separación entre los niveles s y p de un hipernúcleo- Λ , extraídos del experimento (en la sección de Resultados, daremos los valores explícitos para las frecuencias, según el hipernúcleo). La

energía total de la Λ es $k_0 = m_\Lambda + (\hbar\mathbf{k})^2/(2m_\Lambda) + V_\Lambda$, donde V_Λ es la energía de ligadura de la Λ .

En este punto es conveniente separar la Ec. (5.4), en tres componentes, como sigue,

$$\Gamma_1(\mathbf{k}, k_F) = \Gamma_1^0(\mathbf{k}, k_F) + \Gamma_1^{0\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) + \Gamma_1^{\Sigma\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) , \quad (5.7)$$

donde

$$\Gamma_1^0(\mathbf{k}, k_F) = \sum_f |\langle f | V^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q) | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0) , \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{0\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) &= 2 \sum_f \langle 0 | (V^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q))^\dagger | f \rangle \langle f | \mathcal{V}^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q) | 0 \rangle_{k_F} \\ &\quad \times \delta(E_f - E_0) , \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) = \sum_f |\langle f | \mathcal{V}^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q) | 0 \rangle_{k_F}|^2 \delta(E_f - E_0) . \quad (5.10)$$

Aquí, escribimos el decaimiento elemental $\Lambda N \rightarrow nN$, según la notación Γ_1^0 . El efecto de la Σ , está contenido en los otros dos términos: $\Gamma_1^{0\Sigma}$, que representa la interferencia entre las amplitudes $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$, y $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$, que corresponde a la amplitud $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ al cuadrado. Mostramos los diagramas de Goldstone para cada uno de estos anchos de decaimiento en la Fig. 5.2.

Mostraremos enseguida cómo construir las funciones de onda de isospin cuando se incluye al barión- Σ . Este barión tiene isospin $I = 1$. Para imponer la regla de isospin $\Delta I = 1/2$, mostraremos cómo acoplarlo a un isospurión de isospin $1/2$. Es evidente entonces, que la función de onda de la Σ , tendrá dos componentes de isospin, una con $I = 1/2$ y otra con $I = 3/2$. De este modo, al construir la interacción, debemos tener presente el canal $I = 3/2$. Consideramos ahora, los potenciales $V^{YN \rightarrow nN}$, con $Y = \Lambda$ o Σ , y el potencial fuerte $V^{\Lambda N \rightarrow \Sigma N}$, según:

$$V^{YN \rightarrow Nn(\Lambda N \rightarrow \Sigma N)}(t) = \sum_\tau \mathcal{O}_\tau \mathcal{V}_\tau^{YN \rightarrow Nn(\Lambda N \rightarrow \Sigma N)}(t) , \quad (5.11)$$

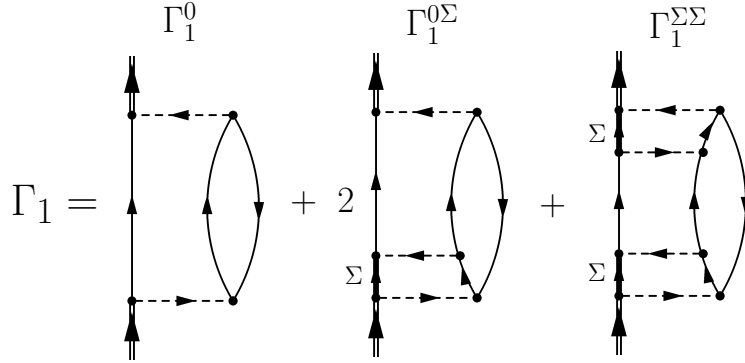


Figura 5.2: Diagramas de Goldstone para la evaluación de Γ_1 , cuando consideramos el efecto del acoplamiento fuerte $\Lambda N-\Sigma N$.

donde la dependencia en isospin está dada por,

$$\mathcal{O}_\tau = \begin{cases} 1 & \text{para } \tau = 0 \\ \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 & \text{para } \tau = 1 \\ \mathbf{T}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 & \text{para } \tau = 2, \end{cases} \quad (5.12)$$

Sobre la suma en isospin en la Ec. (5.11), los valores $\tau = 0$ y 1 se refieren a los canales isoescalar e isovectorial de la interacción, respectivamente. Mientras que para $\tau = 2$ introducimos el operador de transición \mathbf{T} , necesario para el cambio de $I = 1/2$ a $I = 3/2$ para la Σ . Mostraremos más detalles de esto en la próxima sección y en el Apéndice C. Escribimos ahora la dependencia en spin y en impulso, como:

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_\tau^{YN \rightarrow Nn}(t) = & (G_F m_\pi^2) [\mathcal{V}_{S,\tau}(t) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}} + \mathcal{V}_{S',\tau}(t) \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{t}} + i\mathcal{V}_{S_V,\tau}(t) \\ & \times (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{\mathbf{t}} + \mathcal{V}_{C,\tau}(t) + \mathcal{V}_{\sigma,\tau}(t)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \\ & + \mathcal{V}_{L,\tau}(t) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{t}}], \end{aligned} \quad (5.13)$$

donde las funciones $\mathcal{V}_{S,\tau}(t)$, $\mathcal{V}_{S',\tau}(t)$, $\mathcal{V}_{S_V,\tau}(t)$, $\mathcal{V}_{C,\tau}(t)$, $\mathcal{V}_{\sigma,\tau}(t)$ y $\mathcal{V}_{L,\tau}(t)$, que incluyen correlaciones de corto alcance, se pueden ajustar para reproducir cualquier potencial de transición débil. Para el caso del potencial fuerte,

tenemos,

$$\mathcal{V}_\tau^{\Lambda N \rightarrow \Sigma N}(t) = \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} [\mathcal{U}_{C,\tau}(t) + \mathcal{U}_{\sigma,\tau}(t)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) + \mathcal{U}_{L,\tau}(t)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{t}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{t}}],$$

donde nuevamente las funciones $\mathcal{U}_{C,\tau_N}(t)$, $\mathcal{U}_{\sigma,\tau_N}(t)$ y $\mathcal{U}_{L,\tau_N}(t)$ se ajustan para reproducir cualquier potencial fuerte. Los valores numéricos para las constantes de acoplamiento y factores de forma de los mesones que serán tenidos en cuenta, se discuten en la sección de Resultados.

Usando las reglas de Goldstone, daremos ahora una expresión explícita para $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}(\mathbf{k}, k_F)$, mientras que dejamos para el Apéndice C el caso de $\Gamma_1^{0\Sigma}(\mathbf{k}, k_F)$. Por otra parte, la expresión para $\Gamma_1^0(\mathbf{k}, k_F)$ se puede encontrar en [34]. En la Fig. 5.3, mostramos el diagrama correspondiente a $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$, donde asignamos valores de impulso a cada una de sus líneas. Reemplazando ahora

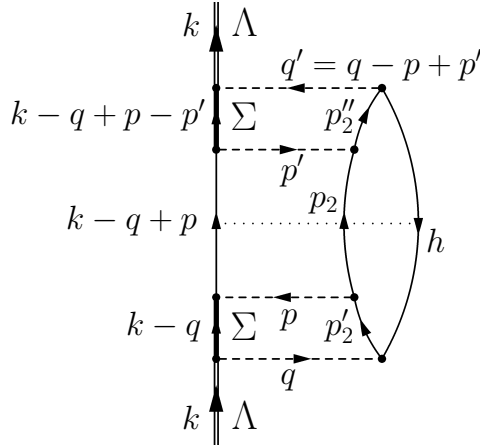


Figura 5.3: Diagrama de Goldstone para la contribución $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$. Es fácil ver que, $p_2 = h + q - p$, $p_2' = h + q$, $p_2'' = h + q - p + p'$ y $Q = q - p = q' - p'$. Notemos que por medio de líneas de puntos indicamos el estado final.

la suma sobre impulsos por integrales e integrando en energía, sumando sobre

spin e isospin en la Ec. (5.10), obtenemos la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{NN'}^{\Sigma\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) &= \frac{1}{(2\pi)^{11}} (G_F m_\pi^2)^2 \left(\frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \right)^2 \int \int \int \int d\mathbf{q} d\mathbf{p} d\mathbf{p}' d\mathbf{h} \mathcal{W}_{NN'}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') \\
&\times \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{p}| - k_F) \theta(|\mathbf{h} + \mathbf{q}| - k_F) \theta(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p}| - k_F) \\
&\times \theta(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p} + \mathbf{p}'| - k_F) \theta(k_F - |\mathbf{h}|) \frac{1}{\Delta E_1(k, q, h)} \\
&\times \frac{1}{\Delta E_{1'}(k, q, h, p, p')} \delta(E_f(k, q, h, p) - E_i(k)), \quad (5.14)
\end{aligned}$$

donde $\mathcal{W}_{NN'}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p')$ es una función de los impulsos que contiene la suma de spin. En la sección siguiente y en el Apéndice C mostraremos su expresión explícita. Finalmente, las expresiones para las energías están dadas por,

$$\begin{aligned}
E_i(k) &= \varepsilon_\Lambda(|\mathbf{k}|) = k_0, \\
E_f(k, q, h, p) &= \varepsilon_N(|\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{p}|) + \varepsilon_{N''}(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p}|) - \varepsilon_{N'}(|\mathbf{h}|), \\
\Delta E_1(k, q, h) &= [\varepsilon_\Sigma(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|) + \varepsilon_N(|\mathbf{h} + \mathbf{q}|) - \varepsilon_{N'}(|\mathbf{h}|)] - \varepsilon_\Lambda(|\mathbf{k}|), \\
\Delta E_{1'}(k, q, h, p, p') &= [\varepsilon_\Sigma(|\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{p} - \mathbf{p}'|) + \varepsilon_N(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p} + \mathbf{p}'|) - \varepsilon_{N'}(|\mathbf{h}|)] \\
&\quad - \varepsilon_\Lambda(|\mathbf{k}|).
\end{aligned}$$

En estas expresiones, hemos introducido para la energía de partícula independiente la notación, $\varepsilon_B(|\mathbf{t}|) = m_B + (\hbar\mathbf{t})^2/(2m_B) + V_B$, donde V_B es la energía de ligadura del barión $B = n, p, \Lambda$ o Σ .

5.2.1. Sobre el isospin

Vamos a considerar ahora las sumas sobre isospin para los diagramas correspondientes a $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_1^{0\Sigma}$. Los hiperones Λ y Σ , tienen isospin 0 y 1, respectivamente. Con el fin de respetar la regla de isospin $\Delta I = 1/2$, adoptamos el formalismo del isoespurion: éste consiste en acoplar en el espacio de isospin al hiperón con un isoespurion $|1/2, -1/2\rangle$. Notemos que el isoespurion tiene los números cuánticos de un neutrón.

El procedimiento es trivial para la Λ :

$$|\Lambda\rangle = |0, 0\rangle \otimes |1/2, -1/2\rangle = |1/2, -1/2\rangle;$$

de este modo, el comportamiento de la Λ respecto del isospin, es idéntico al de un neutrón.

La situación es más complicada para la partícula Σ , pues al tener isospin $I = 1$, el acoplamiento con el isoespurion $|1/2, -1/2\rangle$, permite los canales de isospin $1/2$ y $3/2$:

$$\begin{aligned} |\Sigma^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \\ |\Sigma^-\rangle &= |\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle \\ |\Sigma^+\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Con estas funciones de onda, la correspondiente a la Λ y la de los nucleones, construimos las funciones de onda de isospin para todas las amplitudes de la Fig. 5.2:

$$\begin{aligned} |nn\rangle &= |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1\rangle \\ |np\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle - |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle \right) \\ |pn\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle + |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle \right) \\ |\Lambda n\rangle &= |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1\rangle \\ |\Lambda p\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle - |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle \right) \\ |\Sigma^0 n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{\sqrt{3}}{2}|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 2, -1\rangle + \frac{1}{2}|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1\rangle \right) \\ |\Sigma^0 p\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle - |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 2, 0\rangle - |\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle \right) \\ |\Sigma^- p\rangle &= \frac{1}{2} \left(|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 2, -1\rangle - \sqrt{3}|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1\rangle \right) \\ |\Sigma^+ n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle + |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{6}} \left(|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 2, 0\rangle + |\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 1, 0\rangle \right) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Ahora bien, para obtener los elementos de matriz de isospin correspondientes a los diagramas de interés, mostraremos en primer lugar un modelo

simplicado, en donde tomamos una interacción que no depende de spin, para el canal débil:

$$V(t) = V_0(t) + V_1(t) \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + V_2(t) \mathbf{T}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2, \quad (5.17)$$

donde t es la energía-impulso transferida por la interacción, $\boldsymbol{\tau}$ es la matriz de Pauli-1/2; \mathbf{T} es la matriz de transición de isospin de 1/2 a 3/2 (más detalles de este operador se pueden encontrar en [73], donde se discute en conexión con la $\Delta(1232)$). En forma análoga, reemplazando $V \rightarrow U$ en la Ec. (5.17), construimos la interacción fuerte para el canal $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$. El análisis completo, con una interacción que depende del spin, lo exponemos en el Apéndice C.

Escribimos ahora las diferentes amplitudes de isospin para las amplitudes $a - f$ que se muestran en la Fig. 5.1, como:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{(\Sigma^0 n)nn}(p, q) &= \langle nn|V(p)|\Sigma^0 n\rangle \langle \Sigma^0 n|U(q)|\Lambda n\rangle \\ \mathcal{A}_{(\Sigma^- p)nm}(p, q) &= \langle nn|V(p)|\Sigma^- p\rangle \langle \Sigma^- p|U(q)|\Lambda n\rangle \\ \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)np}(p, q) &= \langle np|V(p)|\Sigma^0 p\rangle \langle \Sigma^0 p|U(q)|\Lambda p\rangle \\ \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)pn}(p, q) &= \langle pn|V(p)|\Sigma^0 p\rangle \langle \Sigma^0 p|U(q)|\Lambda p\rangle \\ \mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)pn}(p, q) &= \langle pn|V(p)|\Sigma^+ n\rangle \langle \Sigma^+ n|U(q)|\Lambda p\rangle \\ \mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)np}(p, q) &= \langle np|V(p)|\Sigma^+ n\rangle \langle \Sigma^+ n|U(q)|\Lambda p\rangle, \end{aligned} \quad (5.18)$$

con $\mathcal{A}_{(\Sigma^0 n)nn}(p, q)$ correspondiendo al diagrama a , etc. Notemos que la notación para las amplitudes es la siguiente: $\mathcal{A}_{(int)f}(p, q)$, donde int es la configuración intermedia y f es el estado final. Reemplazamos ahora las funciones de onda de isospin, por sus expresiones explícitas tomadas de las Ecs. (5.16), y empleando los siguientes valores para los elementos de matriz de isospin, $\langle 1/2, 1/2, 0, 0|\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2|1/2, 1/2, 0, 0\rangle = -3$, $\langle 1/2, 1/2, 1, M_T|\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2|1/2, 1/2, 1, M_{T'}\rangle = \delta_{M_T, M_{T'}}$ y $\langle 1/2, 1/2, 1, M_T|\mathbf{T}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2|3/2, 1/2, 1, M_{T'}\rangle =$

$-4/\sqrt{6} \delta_{M_T, M_{T'}}$, obtenemos,

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{(\Sigma^0 n)nn}(p, q) &= (3(V_0(p) + V_1(p))(U_0(q) + U_1(q)) + 4V_2(p)U_2(q))/9 \\
\mathcal{A}_{(\Sigma^- p)nn}(p, q) &= 2V_2(p)U_2(q) \\
\mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)np}(p, q) &= (3(V_0(p) - V_1(p))(U_0(q) - U_1(q)) + 4V_2(p)U_2(q))/9 \\
\mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)pn}(p, q) &= (6V_1(p)(U_0(q) - U_1(q)) + 4V_2(p)U_2(q))/9 \\
\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)pn}(p, q) &= (12(V_0(p) - V_1(p))U_1(q) + 2V_2(p)U_2(q))/9 \\
\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)np}(p, q) &= (24V_1(p)U_1(q) + 2V_2(p)U_2(q))/9.
\end{aligned} \tag{5.19}$$

Para el diagrama $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$ (ver Fig. 5.2) las sumas sobre isospin, se pueden escribir como,

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{nn}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= (\mathcal{A}_{(\Sigma^- p)nn}(p', q') + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 n)nn}(p', q'))^\dagger (\mathcal{A}_{(\Sigma^- p)nn}(p, q) + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 n)nn}(p, q)) \\
\mathcal{W}_{np}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= (\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)np}(p', q') + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)np}(p', q'))^\dagger (\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)np}(p, q) + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)np}(p, q)) \\
\mathcal{W}_{pn}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= (\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)pn}(p', q') + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)pn}(p', q'))^\dagger (\mathcal{A}_{(\Sigma^+ n)pn}(p, q) + \mathcal{A}_{(\Sigma^0 p)pn}(p, q)),
\end{aligned}$$

donde $q' = q - p + p'$ y donde las sumas intermedias fueron realizadas *solo* para el isospin hasta este punto. Finalmente, empleando la Ec.(5.19), tenemos,

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{nn}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= \frac{1}{81} [3(V_0(p) + V_1(p))(U_0(q) + U_1(q)) + 22V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [3(V_0(p') + V_1(p'))(U_0(q') + U_1(q')) + 22V_2(p')U_2(q')] \\
\mathcal{W}_{np}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= \frac{1}{9} [(V_0(p) - V_1(p))U_0(q) + (-V_0(p) + 9V_1(p))U_1(q) + 2V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [(V_0(p') - V_1(p'))U_0(q') + (-V_0(p') + 9V_1(p'))U_1(q') + 2V_2(p')U_2(q')] \\
\mathcal{W}_{pn}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') &= \frac{4}{9} [V_1(p)U_0(q) + (2V_0(p) - 3V_1(p))U_1(q) + V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [V_1(p')U_0(q') + (2V_0(p') - 3V_1(p'))U_1(q') + V_2(p')U_2(q')] .
\end{aligned} \tag{5.20}$$

Si siguiendo ahora el mismo procedimiento para $\Gamma_1^{0\Sigma}$, tenemos,

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{nn}^{0\Sigma}(q, p) &= \frac{1}{9} [3(V_0(p) + V_1(p))(U_0(q) + U_1(q)) + 22V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [V_0(Q) + V_1(Q) + V_2(Q)] \\
\mathcal{W}_{np}^{0\Sigma}(q, p) &= \frac{1}{3} [(V_0(p) - V_1(p))U_0(q) + (-V_0(p) + 9V_1(p))U_1(q) + 2V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [V_0(Q) - V_1(Q) - V_2(Q)] \\
\mathcal{W}_{pn}^{0\Sigma}(q, p) &= \frac{4}{3} [V_1(p)U_0(q) + (2V_0(p) - 3V_1(p))U_1(q) + V_2(p)U_2(q)] \\
&\quad \times [V_1(Q) + V_2(Q)] ,
\end{aligned} \tag{5.21}$$

donde $Q = q - p$.

En esta sección quisimos mostrar en un modelo simplificado, cómo es el procedimiento para obtener los elementos de matriz de isospin. En este caso, no hemos considerado el spin. En el Apéndice C, mostramos las expresiones finales donde se toma en cuenta el spin y por lo tanto, son mucho más complejas. El paso siguiente fue el programar numéricamente todas estas expresiones, y discutir los resultados numéricos. Esto lo hacemos en la sección siguiente.

5.3. Resultados

Discutiremos ahora los resultados que obtuvimos en el cálculo de Γ_1 , debido al acoplamiento fuerte con el barión- Σ . Extrapolaremos el resultado para incluir en forma aproximada a Γ_2 . Por su extensión, hemos dividido esta sección en sub-secciones.

5.3.1. Modelo del potencial

Todas las interacciones barión-barión se describen en términos de potenciales del intercambio de mesones: 1) el potencial débil $\Lambda N \rightarrow nN$ contiene el intercambio del conjunto completo de mesones pseudoscalares (π , η , K) y

los octetos vectoriales (ρ , ω , K^*), con constantes de acoplamiento fuertes y parámetros de corte deducidos de la interacción Nijmegen NSC97f [36] (para obtener detalles sobre el potencial de transición débil referirse a [50]); 2) el potencial débil $\Sigma N \rightarrow nN$ incluye el intercambio de mesones π y K ; 3) el potencial fuerte $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$ incluye el intercambio de mesones π y ρ . En las Tablas 5.1 y 5.2 mostramos los valores de los parámetros de los potenciales descritos en los puntos 2) y 3). Por otra parte, para todos los potenciales empleamos los mismos factores de forma y parámetros de corte que en el punto 1). Debemos notar, que a diferencia del potencial débil $\Lambda N \rightarrow nN$, que ha sido extensamente estudiado; los potenciales que implican al barión- Σ , se conocen menos que el anterior. Por este motivo, nos hemos limitado al intercambio de los mesones $\pi + \rho$, para la interacción fuerte $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$; mientras que solo consideramos al intercambio de los mesones $\pi + K$, para la interacción débil $\Sigma N \rightarrow nN$.

Mesón	Const. de acop.
π	$g_{NN\pi} = 13,3$
	$g_{\Lambda\Sigma\pi} = 12,0$
K	$g_{\Sigma NK} = 4,28$
ρ	$g_{NN\rho}^V = 3,16$
	$g_{NN\rho}^T = 13,3$
	$g_{\Lambda\Sigma\rho}^V = 0$
	$g_{\Lambda\Sigma\rho}^T = 11,2$

Tabla 5.1: Constantes de acoplamiento fuertes para el potencial de Nijmegen [74], necesarias para las amplitudes de la Fig. 5.1.

Del análisis de los espectros de formación del hiperón- Σ en las reacciones (K^-, π^\pm) y (π^+, K^+) (ver por ejemplo [75]), se puede ver que el potencial Σ -núcleo depende fuertemente del isospin y es repulsivo (excepto para hiper-

Vértice	PV	PC
$\Sigma^+ p \pi^0$	-1,45	-12,89
$\Sigma^+ n \pi^+$	0,04	-20,17
$\Sigma^- n \pi^-$	1,95	0,76
$\Sigma^0 n \pi^0$	1,00	-9,26
$\Sigma^0 p \pi^-$	1,45	12,89
$K^+ pn$	0,76	-23,70
$K^0 pp$	2,09	8,33
$K^0 nn$	2,85	-15,37

Tabla 5.2: Constantes de acoplamiento débiles: consideramos las que violan paridad (PV), y las que conservan la paridad (PC). Damos los valores necesarios para evaluar las amplitudes de la Fig. 5.1. Las constantes para Σ (K) se tomaron de [36, 70]. Los valores están dados en unidades de $G_F m_\pi^2$.

núcleos muy livianos). De este modo, tenemos que para un sistema con densidad nuclear normal, la energía de ligadura resulta: $V_\Sigma = +(30 \pm 20) MeV$. En esta Tesis, emplearemos $V_\Sigma = +30 MeV$. Sobre los valores para la energía de ligadura para la partícula- Λ , empleamos diferentes valores extraídos del experimento [76].

5.3.2. Resultados para Γ_1

En la Tabla 5.3, se dan los resultados de los anchos de decaimiento no-mesónico para $^{12}_\Lambda C$, donde nos limitamos al acoplamiento ΛN - ΣN . Recordemos que, $\Gamma_n = \Gamma_n^0 + \Gamma_n^{0\Sigma} + \Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p = \Gamma_p^0 + \Gamma_p^{0\Sigma} + \Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$. Los anchos Γ_n^0 y Γ_p^0 se refieren a los procesos $\Lambda n \rightarrow nn$ y $\Lambda p \rightarrow np$ y se analizan más adelante.

Los resultados de la Tabla 5.3, corresponden a los casos de un potencial débil $\Sigma N \rightarrow nN$ modelado en términos de intercambio de un solo pión (segunda línea) y en términos del intercambio de un pión más un mesón K

(tercera línea). Los términos de interferencia muestran comportamientos diferentes: $\Gamma_n^{0\Sigma}(\Gamma_p^{0\Sigma})$ proporciona una contribución positiva (negativa) a Γ_n (Γ_p). Además, los términos $\Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$ son más importantes que las contribuciones de interferencia. Debido a los efectos de interferencia mencionados, la contribución general del acoplamiento ΛN - ΣN es mayor para el ancho inducido por neutrones, que para el ancho inducido por protones, aumentando así el valor del cociente Γ_n/Γ_p , que se discute a continuación. También se observa que el intercambio de K tiende a incrementar los anchos de decaimiento impulsados por Σ , aunque su contribución es pequeña. Ahora bien, en el canal $\Lambda N \rightarrow nN$ el efecto del mesón K es el de disminuir el ancho de decaimiento, mientras que encontramos en el caso de la Σ , el kaón aumenta el valor del mismo ancho de decaimiento. Esta diferencia en el comportamiento, se debe al signo relativo del mesón K , respecto del pión.

$V^{\Sigma N \rightarrow nN}$	$\Gamma_n^{0\Sigma}$	$\Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$	$\Gamma_n^{0\Sigma+\Sigma\Sigma}$	$\Gamma_p^{0\Sigma}$	$\Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$	$\Gamma_p^{0\Sigma+\Sigma\Sigma}$
π	0,010	0,018	0,020	-0,025	0,044	0,019
$\pi + K$	0,012	0,021	0,033	-0,029	0,051	0,022

Tabla 5.3: Contribución del acoplamiento ΛN - ΣN sobre los anchos de decaimiento inducidos por protones y por neutrones para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$. Los números están dados en unidades del decaimiento libre de la Λ . Hemos empleado para la función de onda de la Λ , la frecuencia del oscilador $\hbar\omega = 11,00$ MeV, tomada de [76].

En la Tabla 5.4, mostramos para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, las contribuciones que violan la paridad (PV) y las que la conservan (PV), para los anchos de decaimiento total, $\Gamma_n^{0\Sigma+\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p^{0\Sigma+\Sigma\Sigma}$. Los resultados se dan para el modelo completo de potencial débil: contiene el intercambio de los mesones ($\pi + K$). Tanto para los anchos inducidos por neutrones, como por protones, los términos PC son aproximadamente cinco veces mayores que los PV. Por el contrario, es un hecho bien

establecido que para el decaimiento habitual $\Lambda N \rightarrow NN$, las transiciones de PC sólo dominan en el caso de los anchos inducidos por protones (la principal contribución al ancho $\Gamma_1^0 = \Gamma_n^0 + \Gamma_p^0$ se da sin embargo por la transición PV). El dominio de los anchos de PC inducidos por neutrones y protones expuestos en la Tabla 5.4 se explican a continuación. El potencial $\mathcal{V}^{\Lambda N \rightarrow nN}(Q)$ que describe los procesos $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ se construye a partir del potencial fuerte $V^{\Lambda N \rightarrow \Sigma N}(q)$ y los potenciales débiles $V^{\Sigma N \rightarrow nN}(p)$, como se muestra en la Ec.(5.5) y Fig. 5.3. En cuanto a la cantidad de movimiento, para la transición de $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ se tiene $Q = q - p = q' - p'$, donde p y p' son independientes entre sí. La contribución de PV a los anchos de decaimiento debida a Σ es proporcional a $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{p}})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}')$; para este término, la suma de spin proporciona $\text{tr}((\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{p}})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}')) = 2(\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}')$. Como integramos sobre \boldsymbol{p} y \boldsymbol{p}' , en forma independiente, esta integral se casi-cancela, explicando entonces el valor pequeño para el canal PV con la Σ .

$(\Gamma_n^{0\Sigma+\Sigma\Sigma})_{\text{PV}}$	$(\Gamma_n^{0\Sigma+\Sigma\Sigma})_{\text{PC}}$	$(\Gamma_p^{0\Sigma+\Sigma\Sigma})_{\text{PV}}$	$(\Gamma_p^{0\Sigma+\Sigma\Sigma})_{\text{PC}}$
0,005	0,028	0,004	0,018

Tabla 5.4: Contribuciones del acoplamiento ΛN - ΣN , a los anchos de decaimiento inducidos por neutrones y protones para ^{12}C . En esta tabla, separamos la contribución proveniente del canal que viola la paridad (PV), del que la conserva (PC).

5.3.3. Comparación con los valores experimentales

La predicción de los anchos de decaimiento inducidos por neutrones y protones, $\Gamma_n = \Gamma_n^0 + \Gamma_n^{0\Sigma} + \Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p = \Gamma_p^0 + \Gamma_p^{0\Sigma} + \Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$, para ^{12}C se muestran en la Tabla 5.5 junto con la relación Γ_n/Γ_p y el ancho inducido de un nucleón, $\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$. Se muestran también los últimos datos de KEK [20, 47] y FINUDA [49]. La segunda (tercera) columna muestra los resultados sin

(con) la inclusión del acoplamiento $\Lambda N-\Sigma N$. El efecto global de este acoplamiento es aumentar Γ_n alrededor de 23% y Γ_p en aproximadamente 5%. La variación más pequeña para Γ_p se debe al valor negativo previamente discutido del término de interferencia $\Gamma_p^{0\Sigma}$. La relación Γ_n/Γ_p aumenta en alrededor de un 17%, gracias a la implementación del acoplamiento $\Lambda N-\Sigma N$. Comentemos ahora algunos detalles sobre el análisis experimental del que se

Decaimiento	Sin Σ	Con Σ	KEK-E508 [20, 47]	KEK-FINUDA [49]
Γ_n	0,145	0,178	$0,23 \pm 0,08$	$0,28 \pm 0,12$
Γ_p	0,455	0,477	$0,45 \pm 0,10$	$0,493 \pm 0,088$
Γ_1	0,600	0,656	$0,68 \pm 0,13$	$0,78 \pm 0,09$
Γ_n/Γ_p	0,319	0,374	$0,51 \pm 0,14$	$0,58 \pm 0,27$

Tabla 5.5: Nuestros resultados para los anchos de decaimiento para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, comparados con el experimento.

obtienen los anchos de decaimiento. Las determinaciones de KEK-FINUDA están compiladas en FINUDA [49] partiendo de los datos KEK existentes en Γ_p , el total (Γ_T) y los anchos de decaimiento mesónicos (Γ_M), junto con los datos de FINUDA Γ_p y los anchos de decaimiento inducidos por dos nucleones, Γ_2 . El ancho KEK-FINUDA Γ_n (Γ_1) se obtiene como la diferencia $\Gamma_n = \Gamma_T - \Gamma_M - \Gamma_p - \Gamma_2$ ($\Gamma_1 = \Gamma_T - \Gamma_M - \Gamma_2$). Por otra parte, el resultado de KEK-FINUDA para Γ_p no es más que el promedio ponderado entre los datos de KEK y FINUDA. A partir de la Tabla 5.5, vemos que existe un buen acuerdo entre teoría y experimento; especialmente en la medida en que se consideran los datos de KEK (sin considerar el efecto barión- Σ conduciría a predicciones que son peores en comparación con los datos). Las diferencias con los datos están por debajo del nivel 1σ . En particular, se puede observar que la predicción para la relación Γ_n/Γ_p coincide con las determinaciones de KEK y KEK-FINUDA sólo cuando el acoplamiento $\Lambda N-\Sigma N$ se tiene en

cuenta.

La única discrepancia que excede, aunque moderadamente, el nivel de 1σ se refiere a la determinación KEK-FINUDA de Γ_1 . Esto se relaciona con el hecho de que el resultado obtenido en esta Tesis para Γ_n subestima el valor central de la determinación de KEK-FINUDA, mientras que un buen acuerdo es evidente con respecto a Γ_p .

En la Tabla 5.6, se presentan los anchos de decaimiento finales (incluyendo el efecto del acoplamiento ΛN - ΣN) predicho para unos pocos hipernúcleos sobre la tabla periódica. Se limitó a considerar aquellos hipernúcleos para los cuales se dispone de datos experimentales para hacer la comparación. El término de acoplamiento ΛN - ΣN , $\Gamma_1^{0\Sigma} + \Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$, representa aproximadamente un 9% del total. El peso del hiperón- Σ es sin embargo más importante para la relación Γ_n/Γ_p , pues aumenta un 17% con respecto a la predicción excluyendo a la Σ . El acoplamiento ΛN - ΣN mejora la comparación con las determinaciones experimentales de la relación Γ_n/Γ_p en todos los casos. Se puede observar que los cambios de porcentaje dados sólo varían ligeramente de ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ a ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$. Analicemos ahora con más cuidado el efecto de los canales habituales, $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda NN \rightarrow nNN$, y también $\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_1 + \Gamma_2$. Experimentalmente, solo tenemos valores de Γ_1 para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, provenientes de la medición KEK-E508, ya mencionada. Para el resto de los hipernúcleos, los únicos datos a disposición se refieren a Γ_{NM} . En particular, los decaimientos estimulados con dos nucleones son importantes: para todos los hipernúcleos desde ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ a ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$, se ha mostrado (ver [19]) que la relación Γ_2/Γ_1 es aproximadamente independiente de la masa, con el resultado $\Gamma_2 \sim 0,3 \Gamma_1$. Se espera que esta predicción no cambie al agregar la contribución del barión- Σ , por lo tanto, a partir de nuestras predicciones para Γ_1 , se obtienen los valores de $\Gamma_{\text{NM}} = \Gamma_1(1 + \Gamma_2/\Gamma_1)$ mostrados en la Tabla 5.6. Nota: las predicciones para Γ_2/Γ_1 son las de [19].

Siguiendo con el análisis de la Tabla 5.6, observamos un acuerdo bueno

	$^{12}_{\Lambda}\text{C}$	$^{28}_{\Lambda}\text{Si}$	$^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$	$^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$
Γ_n	0,18	0,24	0,31	0,38
Γ_p	0,48	0,57	0,61	0,58
Γ_n/Γ_p	0,37	0,43	0,50	0,66
Γ_1	0,66	0,81	0,92	0,96
Γ_{NM}	0,88	1,05	1,20	1,27
$(\Gamma_n/\Gamma_p)^{\text{Exp}}$	$0,51 \pm 0,14$	$0,53 \pm 0,28$	$0,87 \pm 0,29$	-
Γ_1^{Exp}	$0,68 \pm 0,13$	-	-	-
$\Gamma_{\text{NM}}^{\text{Exp}}$	$0,953 \pm 0,044$	$1,125 \pm 0,125$	$1,21 \pm 0,08$	$1,82 \pm 0,14$

Tabla 5.6: Anchos de decaimiento para diferentes hipernúcleos, comparados con el experimento. Los datos fueron tomados de: para $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ de KEK–E508 [20, 47]; para $^{28}_{\Lambda}\text{Si}$ y $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$ de KEK–E307 [53]; finalmente, para $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ de COSY, Juelich [77]. Mencionemos también los valores explícitos para la frecuencia del oscilador para los diferentes hipernúcleos: $\hbar\omega = 9,6, 8,0$ y $4,4$ MeV para $^{28}_{\Lambda}\text{Si}$, $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$ y $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$, respectivamente. Estos valores fueron tomados de [76]

con los datos de KEK-E307, de Γ_{NM} para $^{28}_{\Lambda}\text{Si}$ y $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$. Este no es el caso para $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$, donde nuestro cálculo subestima el resultado obtenido por la colaboración COSY. Estos datos fueron obtenidos haciendo un promedio sobre las mediciones realizadas en la región de números de masa $A \sim 180\text{--}220$. El dato COSY también es difícil de conciliar con la disminución del ancho de decaimiento no mesónico medido por KEK-E307 para $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$: ningún mecanismo conocido puede ser responsable de un gran aumento en el ancho de decaimiento no mesónico al pasar de $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$ a la región $A \sim 200$. Tal aumento contradice la propiedad de saturación de la interacción.

Con respecto al dato COSY, se debe tener en cuenta que, dada la dificultad de emplear métodos de cronometraje directo para hipernúcleos pesados, se ha obtenido en experimentos que midieron los fragmentos de fisión. Se

supone que estos fragmentos son generados por el decaimiento no mesónico. Este método está afectado por un error muy grande: los hipernúcleos producidos no pueden identificarse inequívocamente. Por lo tanto, no es posible excluir que otros mecanismos distintos del decaimiento mesónico (más rápido que el decaimiento no-mesónico) contribuyeron a la fisión hipernuclear en estos experimentos.

5.3.4. Modelo simplificado

Antes de terminar con la sección de Resultados, hagamos un análisis simplificado, con el fin de resumir nuestro conocimiento del problema. Resulta que para todos los hipernúcleos que se consideraron en el presente capítulo, los anchos de decaimiento para los diversos procesos de $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ satisfacen en forma aproximada, las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_n^0}{\Gamma_p^0} &\sim 0,38 \frac{N}{Z}, \\ -\frac{\Gamma_n^{0\Sigma}}{\Gamma_p^{0\Sigma}} &\sim \frac{\Gamma_n^{\Sigma\Sigma}}{\Gamma_p^{\Sigma\Sigma}} \sim 0,50 \frac{N}{Z}, \\ \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} &= \frac{\Gamma_n^0 + \Gamma_n^{0\Sigma} + \Gamma_n^{\Sigma\Sigma}}{\Gamma_p^0 + \Gamma_p^{0\Sigma} + \Gamma_p^{\Sigma\Sigma}} \sim 0,45 \frac{N}{Z}, \end{aligned} \quad (5.22)$$

donde N y Z denotan el número de neutrones y protones, respectivamente. Estos resultados se originan naturalmente por el uso de la aproximación de densidad local. Debido a la propiedad de saturación de los anchos de decaimiento que se acaban de comentar, las predicciones de las Ecs.(5.22), no significan que, por separado, Γ_n^0 es proporcional a N , Γ_p^0 es proporcional a Z , etc., hasta los hipernúcleos más pesados. Esto es sólo cierto para los hipernúcleos ligeros (${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ y de masas menores).

Este y otros puntos, pueden entenderse recurriendo a la descripción cualitativa de los anchos de decaimiento dada en [62]: en primer lugar, se considera el decaimiento no-mesónico de $\Lambda N \rightarrow nN$ como un tipo de interacción de

cuatro bariones. De este modo, recurriendo a una aproximación semiclásica, se pueden escribir los anchos de decaimiento inducidos por neutrones y protones de la siguiente manera:

$$\Gamma_{n(p)} = R_{n(p)} \int d\mathbf{r} |\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})|^2 \rho_{n(p)}(\mathbf{r}), \quad (5.23)$$

donde $R_{n(p)}$ denota el valor promedio en spin, proceso inducido por neutrones (inducido por protones), $|\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})|$ es la función de onda de la Λ y $\rho_{n(p)}(\mathbf{r})$ son las densidades de neutrones y protones en el hipernúcleo (normalizado a N y Z , respectivamente) [62]. Obsérvese que las ecuaciones introducidas para Γ_n y Γ_p sólo consisten en ponderar las densidades de nucleones $\rho_n(\mathbf{r})$ y $\rho_p(\mathbf{r})$, respectivamente, por la función de onda $\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})$ de la Λ . Como $\rho_n(\mathbf{r}) = (N/A)\rho(\mathbf{r})$ y $\rho_p(\mathbf{r}) = (Z/A)\rho(\mathbf{r})$, donde $\rho(\mathbf{r})$ es la densidad nuclear, la Ec.(5.23), resulta:

$$\Gamma_n = R_n \frac{N}{N+Z} \rho_A, \quad (5.24)$$

$$\Gamma_p = R_p \frac{Z}{N+Z} \rho_A, \quad (5.25)$$

$$\Gamma_n + \Gamma_p = (R_n + R_p) \rho_A. \quad (5.26)$$

En términos de la densidad nuclear media en la posición del hiperón- Λ , $\rho_A = \int d\mathbf{r} |\psi_{\Lambda}(\mathbf{r})|^2 \rho(\mathbf{r})$. Se observa que este razonamiento aproximado también puede aplicarse a todos los anchos de decaimiento inducidos por un nucleón discutidas en la presente Tesis, incluidas las originadas por el acoplamiento ΛN - ΣN . De las fórmulas aproximadas anteriores se espera obtener una saturación de Γ_n con N , Γ_p con Z y $\Gamma_n + \Gamma_p$ con el número de masa $A = N + Z$. Sin embargo, las relaciones $N/(N+Z)$ y $Z/(N+Z)$ muestran comportamientos diferentes entre sí: debido a los valores N y Z particulares que corresponden a los hipernúcleos existentes, aumenta con N mientras que el último disminuye con Z . De acuerdo con esta tendencia, al inspeccionar las Ecs.(5.24) y (5.25) se diría que el ancho inducido por protones (inducido por neutrones) disminuye (aumenta) cuando aumenta A . Sin embargo, los

anchos promedio de spin R_n y R_p proporcionan contribuciones a los anchos de decaimiento, como se indica en las Ecs.(5.24)-(5.26).

Resumiendo, el comportamiento exhibido por Γ_n , Γ_p y $\Gamma_n + \Gamma_p$ se origina de la competencia entre dos efectos: el número particular de neutrones y protones y el promedio de spin para procesos de decaimiento estimulados por el neutrón y el protón. Un resultado neto se obtiene en los resultados numéricos completos de esta trabajo de Tesis: la disminución de los anchos inducidos por protones con Z se ve sólo pasando de ${}^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$ a ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$: todas los anchos Γ_p^0 , $\Gamma_p^{0\Sigma}$ y $\Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$ para ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ son ligeramente más pequeños que los correspondientes para ${}^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$, como se puede ver en la Tabla 5.6 para el ancho de decaimiento final Γ_p . Por otra parte, a partir de la misma tabla es evidente que el ancho de decaimiento $\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$ es siempre una función creciente y saturante de A : esta tendencia se justifica en la discusión ejemplificada por la densidad nuclear de la Λ , la posición ρ_A que aparece en la Ec.(5.26), que cuenta aproximadamente el número de nucleones, en un hipernúcleo dado, pueden estimular un decaimiento débil inducido por un nucleón. Se puede concluir la discusión esquemática de las Ecs.(5.24) y (5.25), las cuales proporcionan:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} = \frac{R_n}{R_p} \frac{N}{Z}, \quad (5.27)$$

lo que justifica las proporciones numéricamente obtenidas de la Ec.(5.22) con valores casi constantes de R_n/R_p .

5.4. Discusión y Conclusiones

En este capítulo, hemos estudiado el efecto del acoplamiento fuerte ΛN - ΣN sobre el decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ . Este acoplamiento, introduce un nuevo canal de decaimiento, $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$. Como en el resto de la tesis, realizamos el cálculo en materia nuclear, extendida a núcleo finito por medio de la aproximación de la densidad local. En ese marco, hemos

analizado hipernúcleos en un rango de masas amplio: desde ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ hasta ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$. En la Fig. 5.1, mostramos las amplitudes que agregan la Σ , mientras que en la Fig. 5.2, mostramos los diagramas de Goldstone que hemos evaluado. En este capítulo, nos concentramos en el canal Γ_1 , esto es, $\Gamma_n = \Gamma_n^0 + \Gamma_n^{0\Sigma} + \Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p = \Gamma_p^0 + \Gamma_p^{0\Sigma} + \Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$.

Debemos tener presente que trabajamos en un esquema perturbativo y desde ese punto de vista, la Σ se agrega como un orden perturbativo superior en la interacción. De este modo, uno espera que la contribución de la Σ sea siempre menor que la contribución que no la contiene, lo cual fue confirmado por nuestros cálculos: las contribuciones dominantes son Γ_n^0 y Γ_p^0 , esto es, los anchos de decaimiento que no dependen de la Σ . Sin embargo, resulta que los anchos de decaimiento $\Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ y $\Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$ son más importantes que las interferencias cuánticas, $\Gamma_n^{0\Sigma}$ y $\Gamma_p^{0\Sigma}$. Notemos, que desde el punto de vista perturbativo, las primeras son de cuarto orden, mientras que las segundas lo son de tercer orden. Lo que determina que la contribución de cuarto orden sea mayor que la de tercer orden, es que el solapamiento en las interferencias cuánticas es pequeño. Sobre el peso de la contribución de la Σ para ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, tenemos que la suma $\Gamma_n^{0\Sigma} + \Gamma_n^{\Sigma\Sigma}$ ($\Gamma_p^{0\Sigma} + \Gamma_p^{\Sigma\Sigma}$) representa un 23% (5%) de Γ_n (Γ_p). Esta diferencia se debe al signo relativo de los términos de interferencia. Es evidente que este resultado conduce a un incremento en el cociente, Γ_n/Γ_p , que resulta en un 17%. Sobre el valor de ancho de decaimiento total inducido por un nucleón, $\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$, se incrementa en aproximadamente un 9% como resultado del acoplamiento $\Sigma N - \Lambda N$. Para hipernúcleos más pesados que ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, los porcentajes que acabamos de discutir, decrecen levemente como consecuencia del aumento en A . Debemos notar, también, que la contribución de la Σ , está dominada por el canal que conserva la paridad, ya que se produce una cuasi-cancelación del canal que viola la paridad.-

El hecho de que el efecto de la Σ mejore nuestro acuerdo con los datos, indica que la misma debe ser tenida en cuenta. Sin embargo, creemos que

resta aún un elemento que no ha sido tenido en cuenta, que es la posible violación de la regla de isospin $\Delta I = 1/2$, en el cálculo del ancho de decaimiento no mesónico. Este punto, sin embargo, no ha sido abordado en esta Tesis. Tampoco hemos analizado el efecto de la Σ sobre los espectros de emisión de nucleones.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo de Tesis, se han estudiado los anchos de decaimiento no mesónico de hipernúcleos- Λ y $\Lambda\Lambda$. 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 $\Delta I = 1/2$. En términos prácticos, el uso de esta regla consiste en acoplar el hiperón con un 'isospurión', el cual tiene los números cuánticos de isospin correspondientes al neutrón. Este es un artificio de cálculo, con el fin de imponer como regla el comportamiento de la Λ cuando decae en el espacio libre.

Se han desarrollado tres temas: *i)* el cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$, *ii)* la contribución al cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- Λ inducido por tres nucleones, esto es, $\Gamma_3 = \Gamma(\Lambda N N N \rightarrow n N N N)$ y *iii)* el efecto del acoplamiento fuerte con el hiperón Σ sobre el ancho de decaimiento $\Gamma_1 = \Gamma(\Lambda N \rightarrow n N)$. Cada uno de estos temas, tiene interés en sí mismo. Además de ello, la posible medición del decaimiento de los hipernúcleos- $\Lambda\Lambda$, teniendo en cuenta que las evaluaciones previas mostraban fuertes discrepancias entre sí, motivó el estudio del punto *i)*. Sobre la motivación para el estudio de los puntos *ii)* y *iii)* y más allá de su interés intrínseco, se buscó por medio de estos cálculos,

agotar los mecanismos de decaimiento que pudieran explicar la discrepancia entre teoría y experimento, cuando existen protones presentes. Nos referimos claro, a los espectros de emisión de nucleones debido al decaimiento de un hipernúcleo- Λ , cuando se los compara con espectros teóricos calculados dentro de la aproximación de la regla de isospin $\Delta I = 1/2$. Resumamos ahora los resultados principales de cada uno de estos puntos:

i) Cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$. Los canales de decaimiento no-mesónico de un hipernúcleo- $\Lambda\Lambda$ son: $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$. Se han evaluado los anchos de decaimiento correspondientes a cada una de estas reacciones, para los hipernúcleos de masas medias accesibles experimentalmente. Estos hipernúcleos son: ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ y ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$. Debemos notar, como se discutió en el capítulo correspondiente, que las evaluaciones previas para estos anchos de decaimiento, muestran fuertes discrepancias entre sí. Por otra parte, si bien se pueden producir estos hipernúcleos, aún no se ha podido determinar el valor experimental para sus anchos de decaimiento. Volviendo a la presente evaluación, encontramos que el decaimiento $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda n$, está dominado por el intercambio de los mesones, K , K^* y η ; cuya contribución resulta aproximadamente un 2.5% del decaimiento libre de la Λ , $\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}$. Mientras que los decaimientos $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^0 n$ y $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, están dominados por el intercambio de un pión y su magnitud es considerablemente menor, resultando en aproximadamente un 0.25% de $\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}$. Estos resultados están de acuerdo con un cálculo previo, realizado dentro de la aproximación del modelo de capas. Un mayor avance en el tema, estaría estimulado por la posible medición de estos anchos de decaimiento.

ii) Cálculo del ancho de decaimiento no-mesónico Γ_3 . En este caso, son evaluados los anchos de decaimiento inducidos por uno, dos y tres nucleones, para ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$. Para poder evaluar Γ_3 , se debe calcular las correlaciones de estado fundamental hasta el segundo orden perturbativo en el potencial nuclear. Los resultados oportunamente publicados sobre la evaluación del decaimiento

$\Lambda NNN \rightarrow nNNN$ ($N = n$ o p) [45], constituyen la primer evaluación de Γ_3 . Debemos notar, que partiendo de ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, estamos calculando la emisión de cuatro nucleones. Debido a ello, el efecto del retroceso del núcleo residual debe ser tenido en cuenta. De hecho, mientras que para Γ_1 el efecto del retroceso es insignificante y para Γ_2 es muy pequeño, no ocurre lo mismo para Γ_3 , donde el retroceso reduce en un $\sim 15\%$ el valor del ancho de decaimiento. El resultado final para Γ_3 , está dominado por los decaimientos inducidos por npn y npp y su magnitud aporta un $\sim 7\%$ del decaimiento no-mesónico total.

iii) Efecto del acoplamiento fuerte con el hiperón Σ sobre Γ_1 . Fue evaluado el efecto del acoplamiento fuerte $\Lambda N-\Sigma N$ sobre el ancho de decaimiento inducido por un nucleón, Γ_1 , aceptando la regla de isospin $\Delta I = 1/2$. En este caso, no solo la Λ debe acoplarse a un isospurión, sino que también debemos hacerlo con el barión- Σ . Fueron realizadas predicciones teóricas para los anchos de decaimiento inducidos por neutrones y protones, $\Lambda N \rightarrow nN$ y $\Lambda N \rightarrow \Sigma N \rightarrow nN$ ($N = n$ o p , $\Sigma = \Sigma^-, \Sigma^0$ y Σ^+), para los hipernúcleos ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{28}\text{Si}$, ${}_{\Lambda}^{56}\text{Fe}$ y ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$. De este modo, el acoplamiento fuerte $\Lambda N-\Sigma N$ aumenta el valor del ancho de decaimiento inducido por neutrones (protones) en aproximadamente un 23% (5%). Por otra parte, el efecto sobre Γ_1 , resulta en un aumento de aproximadamente 9%, mientras que el cociente Γ_n/Γ_p , se incrementa en un 17%. Si bien estos cambios son relativamente pequeños, conducen a un mejor acuerdo con el experimento.

En resumen, creemos haber avanzado en la comprensión del decaimiento débil no mesónico de hipernúcleos- Λ y $\Lambda\Lambda$. A lo largo de esta Tesis, hemos puesto algún énfasis en señalar que empleamos la regla de isospin $\Delta I = 1/2$. El uso de esta regla está tan extendido y es tan aceptado, que en algunos trabajos ni siquiera se nombra. Sin embargo, especialmente en la evaluación del efecto del acoplamiento fuerte con el hiperón Σ sobre Γ_1 , encontramos que su aplicación plantea dudas conceptuales que van más allá del objetivo de

la presente Tesis. De los trabajos señalados en los puntos *ii)* y *iii)*, podemos concluir que creemos haber agotado todos los mecanismos posibles para poder mejorar el acuerdo entre la teoría y el experimento, para los espectros de emisión que involucran a protones. El desacuerdo persiste y entendemos que el paso siguiente debe ser el de revisar la regla de isospin $\Delta I = 1/2$.

Apéndice A

Contribuciones para el decaimiento Γ_3

En este apéndice se presentan las expresiones explícitas de los anchos de decaimiento correspondientes a los diagramas BB , CC , AB , AC y BC dibujados en las Figs A.2–A.6.

Se procede ahora a escribir las expresiones explícitas de los anchos de decaimiento de los diagramas BB , CC , AB , AC , y BC . Las expresiones generales para los anchos de decaimiento parciales se escriben como:

$$\Gamma_{NN'N''}^{XX'}(\mathbf{k}, k_F) = \sum_{\substack{a, a', b, b', \\ \Lambda, \Lambda' = 0, 1}} \mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', XX'} \Gamma_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', XX'}(\mathbf{k}, k_F). \quad (\text{A.1})$$

Donde $XX' = (BB, CC, AB, AC, BC)$. La función $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', (BB, CC)}$ representa los factores de isospin. Sus valores explícitos se muestran para cada contribución.

$$\begin{aligned} \Gamma_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', XX'}(\mathbf{k}, k_F) &= \mathcal{N}^2(k_F) \beta_{\Gamma_3} \int \int \int \int \int \int d\mathbf{q}_\Lambda d\mathbf{q}_a d\mathbf{q}_b d\mathbf{h}_2 d\mathbf{h}_3 d\mathbf{h}_4 \\ &\times \mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', XX'}(q_\Lambda, q_a, q_b) \Theta^{XX'}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) \\ &\times \frac{1}{(E_{3p3h}^{XX'} - E_{HF})^2 (E_{2p2h}^{XX'} - E_{HF})^2} \delta(E_f^{XX'} - E_i). \quad (\text{A.2}) \end{aligned}$$

Donde, $E_p = m + p^2/2m + V_N$, se utilizan unidades naturales $\hbar = c = 1$

A.0.1. Contribución - BB :

Análisis del segundo diagrama cuadrático.

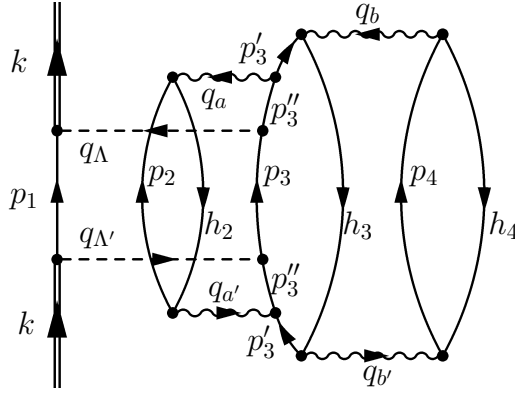


Figura A.1: Diagrama BB . Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$ y $\mathbf{p}''_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a$.

Realizando la suma de spin, se tiene:

$$\mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', BB}(q_\Lambda, q_a, q_b) = \mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AA}(q_\Lambda, q_a, q_b) \quad (\text{A.3})$$

El producto de las funciones escalón para BB , es:

$$\begin{aligned} \Theta^{BB}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F)\theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_\Lambda + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F) \\ &\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_2|)\theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\ &\quad \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F)\theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\ &\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F)\theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \\ &\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|) . \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Finalmente, las energías son,

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b+q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} , \tag{A.5}
\end{aligned}$$

A.0.2. Contribución - CC :

Análisis del tercer diagrama cuadrático.

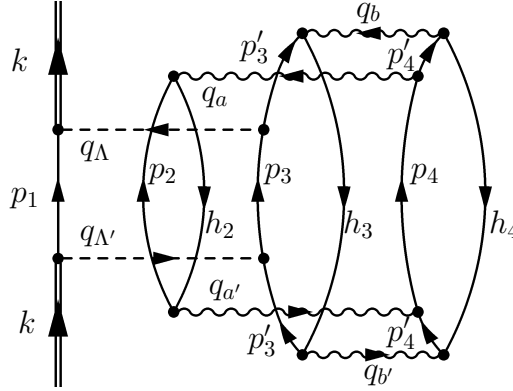


Figura A.2: Diagrama CC . Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_a + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$ y $\mathbf{p}'_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$.

Realizando la suma de spin, se tiene:

$$\mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb',CC}(q_\Lambda, q_a, q_b) = \mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb',BB}(q_\Lambda, q_a, q_b) \tag{A.6}$$

El producto de las funciones escalón para CC , es:

$$\begin{aligned}
\Theta^{CC}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_b| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_2|) \theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|) .
\end{aligned} \tag{A.7}$$

Finalmente, las energías son:

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_\Lambda-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b+q_a} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b+q_a} - E_{h_4} ,
\end{aligned} \tag{A.8}$$

A.0.3. Contribución - AB :

Análisis del primer diagrama de interferencia.

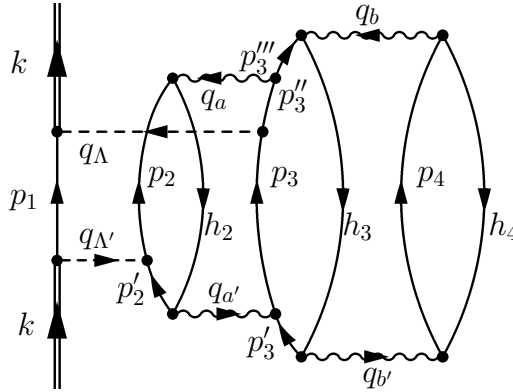


Figura A.3: Diagrama AB . Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}''_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_\Lambda$ y $\mathbf{p}'''_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_\Lambda$.

Realizando la suma de spin, se tiene:

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', AB}(q_\Lambda, q_a, q_b) &= \left[48\mathcal{V}_\sigma^2(q_b) + 2\mathcal{V}_\sigma(q_b)\mathcal{V}_L(q_b) + \mathcal{V}_L^2(q_b) \right] \left[\mathcal{V}_\sigma^2(q_b) \right. \\
&\quad \left(3P_C^2(q_b) - 2P_L^2(q_b) - 4P_\sigma(q_b)P_L(q_b) - 6P_\sigma^2(q_b) \right) + \left(\mathcal{V}_L^2(q_b) + 2\mathcal{V}_\sigma(q_b) \right. \\
&\quad \left. \mathcal{V}_L(q_b) \right) \left(P_C^2(q_b) - 2P_\sigma^2(q_b) - P_L^2(q_b)(1 - \hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda) - 2P_L(q_b)P_\sigma(q_b) \right. \\
&\quad \left. (1 - \hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2 \right) - S_V^2(q_b) \left(4\mathcal{V}_\sigma^2(q_b) + \mathcal{V}_\sigma(q_b)\mathcal{V}_L(q_b) + (1 + \hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2 \right) + \\
&\quad S^2(q_b) \left(\mathcal{V}_\sigma^2(q_b) + \mathcal{V}_L^2(q_b) + 2\mathcal{V}_L(q_b)\mathcal{V}_\sigma(q_b) \right) - S'^2(q_b)\mathcal{V}_\sigma^2(q_b) + \\
&\quad \left. \left(\mathcal{V}_L^2(q_b) + 2\mathcal{V}_L(q_b)\mathcal{V}_\sigma(q_b) \right) (1 - 2(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) \right] \quad (\text{A.9})
\end{aligned}$$

El producto de las funciones escalón para AB , es:

$$\begin{aligned}
\Theta^{AB}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_2|) \theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|) \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) . \quad (\text{A.10})
\end{aligned}$$

Finalmente, las energías son:

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E'_{2p2h} &= E_{h_3-q_b-q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E'_{3p3h} &= E_{h_2-q_a+q_\Lambda} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b-q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \quad (\text{A.11})
\end{aligned}$$

A.0.4. Contribución - AC :

Análisis del segundo diagrama de interferencia.

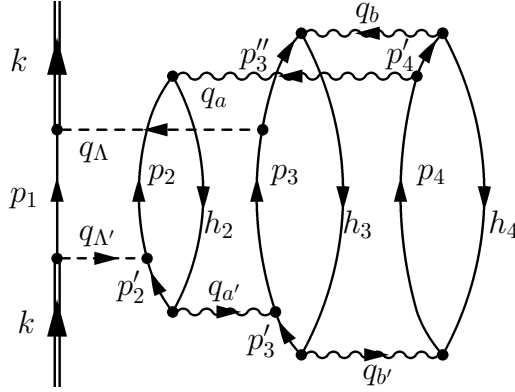


Figura A.4: Diagrama AC. Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}''_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_\Lambda$ y $\mathbf{p}'_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_a$

Realizando la suma de spin, se tiene:

$$\mathcal{W}(q_\Lambda, q_a, q_b) = 16 \sum_{i,j,k,l=\sigma,L} \tilde{P}_{i,j,k,l}(q_\Lambda, q_a, q_b) \mathcal{V}_{i(q_a)} \mathcal{V}_{j(q_{a'})} \mathcal{V}_{k(q_b)} \mathcal{V}_{l(q_{b'})} \quad (\text{A.12})$$

$$\tilde{P}_{\sigma,\sigma,\sigma,\sigma(q_\Lambda)} = 2 \left[-3P_C^2(q_\Lambda) + 6P_\sigma^2(q_\Lambda) + 4P_\sigma(q_\Lambda)P_L(q_\Lambda) + 2P_L^2(q_\Lambda) - 3S^2(q_\Lambda) - 2S'^2(q_\Lambda) + 4S_{v'}^2(q_\Lambda) \right]$$

$$\tilde{P}_{\sigma,\sigma,\sigma,L(q_\Lambda)} = \left[-2P_C^2(q_\Lambda) + 4P_\sigma^2(q_\Lambda) + 2(1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_\sigma(q_\Lambda)P_L(q_\Lambda) + (1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_L^2(q_\Lambda) - 2S^2(q_\Lambda) - (1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S'^2(q_\Lambda) + (3 - (\hat{\mathbf{q}}_{b'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)S_{v'}^2(q_\Lambda) \right]$$

$$\tilde{P}_{\sigma,\sigma,L,\sigma(q_\Lambda)} = \left[-2P_C^2(q_\Lambda) + 4P_\sigma^2(q_\Lambda) + 2(1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_\sigma(q_\Lambda)P_L(q_\Lambda) + (1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_L^2(q_\Lambda) - 2S^2(q_\Lambda) - (1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S'^2(q_\Lambda) + (3 - (\hat{\mathbf{q}}_b \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)S_{v'}^2(q_\Lambda) \right]$$

$$\begin{aligned}
\tilde{P}_{\sigma,L,\sigma,\sigma(q_\Lambda)} &= 2 \left[-P_C^2(q_\Lambda) + 2P_\sigma^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)P_\sigma(q_\Lambda)P_L(q_\Lambda) \right. \\
&\quad \left. + (1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)P_L^2(q_\Lambda) - S^2(q_\Lambda) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)S'^2(q_\Lambda) + \right. \\
&\quad \left. ((\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2 + 1) + ((\hat{\mathbf{q}}_{a'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2 + 1)S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{L,\sigma,\sigma,\sigma(q_\Lambda)} &= 2 \left[-P_C^2(q_\Lambda) + 2P_\sigma^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)P_\sigma(q_\Lambda)P_L(q_\Lambda) \right. \\
&\quad \left. + (1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)P_L^2(q_\Lambda) - \right. \\
&\quad \left. S^2(q_\Lambda) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2)S'^2(q_\Lambda) + S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{L,L,\sigma,\sigma(q_\Lambda)} &= 2 \left[-P_C^2(q_\Lambda) - S^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{L,\sigma,\sigma,L(q_\Lambda)} &= \left[(P_L^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) - ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2 P_L(q_\Lambda)P_\sigma(q_\Lambda)) + \right. \\
&\quad \left. (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_C^2(q_\Lambda) + (1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_\sigma^2(q_\Lambda) + \right. \\
&\quad \left. (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S^2(q_\Lambda) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) + ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \mathbf{q}_b)^2 \right. \\
&\quad \left. S'^2(q_\Lambda) + (1 - (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_{b'})^2) - 2(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_{b'}) (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_{b'}) S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{\sigma,L,\sigma,L(q_\Lambda)} &= \left[(P_L^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)(-(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_b \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)) + \right. \\
&\quad \left. (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)P_L(q_\Lambda)P_\sigma(q_\Lambda)) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_C^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2) \right. \\
&\quad \left. P_\sigma^2 + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S^2(q_\Lambda) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) + ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \mathbf{q}_b)^2 \right. \\
&\quad \left. S'^2(q_\Lambda) + (1 - (\vec{q}_{b'} \cdot \vec{q}_{a'})^2) + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_{a'}) - (\hat{\mathbf{q}}_{a'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_{a'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_{b'}) (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_{b'}) \right. \\
&\quad \left. S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{L,\sigma,L,\sigma(q_\Lambda)} &= \left[(P_L^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) - ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \mathbf{q}_b)^2)P_L(q_\Lambda)P_\sigma(q_\Lambda)) + \right. \\
&\quad \left. (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_C^2(q_\Lambda) + (1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_\sigma^2(q_\Lambda) + \right. \\
&\quad \left. (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S^2(q_\Lambda)(-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) + ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \mathbf{q}_b)^2 S'^2(q_\Lambda) \right. \\
&\quad \left. + (1 + (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2 - 2(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)(\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b))S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{\sigma,L,L,\sigma(q_\Lambda)} &= \left[(P_L^2(q_\Lambda) + 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)(-(\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_b \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)) \right. \\
&\quad \left. + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b))P_L(q_\Lambda)P_\sigma(q_\Lambda)) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_C^2(q_\Lambda) + \right. \\
&\quad \left. 2(1 - (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_\sigma^2(q_\Lambda) + (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S^2(q_\Lambda) + \right. \\
&\quad \left. (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)^2) + ([\hat{\mathbf{q}}_a \times \hat{\mathbf{q}}_\Lambda] \cdot \mathbf{q}_b)^2 S'^2(q_\Lambda) + (1 - (\hat{\mathbf{q}}_b \cdot \hat{\mathbf{q}}_{a'})^2 + \right. \\
&\quad \left. (\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_{a'})^2) - (\hat{\mathbf{q}}_{a'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_\Lambda)(\hat{\mathbf{q}}_{a'} \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)(\hat{\mathbf{q}}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)S_{v'}^2(q_\Lambda) \right] \\
\tilde{P}_{L,L,L,\sigma(q_\Lambda)} &= \tilde{P}_{L,L,\sigma,L(q_\Lambda)} = \left[(-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)P_C^2(q_\Lambda) - (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2)S^2(q_\Lambda) \right]
\end{aligned}$$

(A.13)

El producto de las funciones escalón para AC , es:

$$\begin{aligned}
\Theta^{AC}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F)\theta(|\mathbf{h}_2 + \mathbf{q}_\Lambda - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_2|)\theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F)\theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F)\theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|)\theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_a| - k_F) . \tag{A.14}
\end{aligned}$$

Finalmente, las energías son:

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2-q_a+q_\Lambda} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E'_{2p2h} &= E_{h_3-q_b+q_a-q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b-q_a} - E_{h_4} \\
E'_{3p3h} &= E_{h_2-q_a+q_\Lambda} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b-q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} , \tag{A.15}
\end{aligned}$$

A.0.5. Contribución - BC :

Análisis del tercer diagrama de interferencia. Realizando la suma de spin, se tiene:

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{\Lambda\Lambda'}^{aa'-bb', BC}(q_\Lambda, q_a, q_b) &= 32 \left[- \left(\mathcal{V}_\sigma(q_b) \left(3\mathcal{V}_\sigma(q_b) + 2\mathcal{V}_L(q_b) \right) \right) \right. \tag{A.16} \\
&\quad \mathcal{V}_\sigma^2(q_a) + \mathcal{V}_\sigma(q_b) \left(-\mathcal{V}_\sigma(q_b) + \mathcal{V}_L(q_b) \right) (-1 + (\hat{\mathbf{q}}_a \cdot \hat{\mathbf{q}}_b)^2) \\
&\quad \left. \left(\mathcal{V}_L^2(q_a) + 2\mathcal{V}_L(q_a)\mathcal{V}_\sigma(q_a) \right) \left(P_C^2(q_b) + 3P_\sigma^2(q_b) + P_L^2(q_b) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. 2P_L(q_b)P_\sigma(q_b) + 2S_V^2(q_b) + S^2(q_b) + S'^2(q_b) \right) \right]
\end{aligned}$$

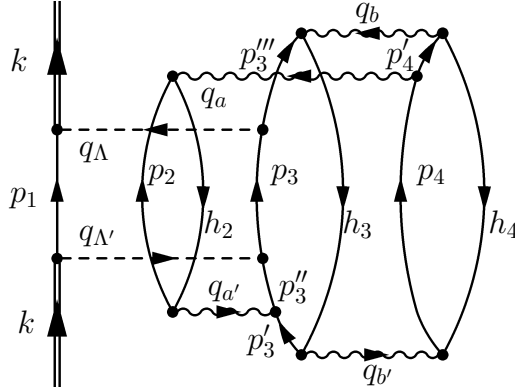


Figura A.5: Diagrama BC . Tomamos como variables independientes: \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 , \mathbf{h}_4 , \mathbf{q}_Λ , \mathbf{q}_a y \mathbf{q}_b . De la conservación de la cantidad de movimiento: $\mathbf{q}_{\Lambda'} = \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a$, $\mathbf{q}_{b'} = \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a$, $\mathbf{p}_3 = \mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_\Lambda$, $\mathbf{p}_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b$, $\mathbf{p}''_3 = \mathbf{p}'_3 = \mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a$, y $\mathbf{p}'_4 = \mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_a$.

El producto de las funciones escalón para BC , es:

$$\begin{aligned}
\Theta^{BC}(k, q_\Lambda, q_a, q_b, h_2, h_3, h_4, k_F) &= \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q}_\Lambda| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_\Lambda + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_2|) \theta(|\mathbf{h}_2 - \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 + \mathbf{q}_a - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(k_F - |\mathbf{h}_3|) \\
&\quad \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b| - k_F) \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|) \theta(|\mathbf{h}_3 - \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_a| - k_F) \\
&\quad \theta(k_F - |\mathbf{h}_4|) \theta(|\mathbf{h}_4 + \mathbf{q}_b - \mathbf{q}_a| - k_F) . \quad (\text{A.17})
\end{aligned}$$

Finalmente, las energías son:

$$\begin{aligned}
E_f &= E_{k-q_\Lambda} + E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b+q_\Lambda} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_i &= k_0 \\
E_{2p2h} &= E_{h_3-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b} - E_{h_4} \\
E'_{2p2h} &= E_{h_3-q_b-q_a} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b-q_a} - E_{h_4} \\
E'_{3p3h} &= E_{h_2-q_a} - E_{h_2} + E_{h_3+q_a-q_b} - E_{h_3} + E_{h_4+q_b-q_a} - E_{h_4} , \quad (\text{A.18})
\end{aligned}$$

A.1. Expresiones explícitas

Por conveniencia del lector, se transcribe la Ec (4.10) de [34].

$$V_{SRC}(\mathbf{q}) = V(\mathbf{q}) - \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \tilde{\xi}(|\mathbf{p} + \mathbf{q}|) V(\mathbf{p}) \quad (\text{A.19})$$

Donde,

$$\tilde{\xi}(p) = \frac{2\pi^2}{q_c^2} \delta(p - q_c) \quad (\text{A.20})$$

$$V_\pi^C(\mathbf{q}) = C_\pi \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 \quad (\text{A.21})$$

Con $C_\pi = -G_F m_\pi^2 \frac{g_{NN\pi}}{2M} \frac{B_\pi}{2M}$.

$$V^{SRC,C}(\mathbf{q}) = V^C(\mathbf{q}) - C_\pi \frac{1}{2} \left\{ 2 + \frac{m_\pi^2}{2q_c |\mathbf{q}|} \ln \left| \frac{q_c^2 + m_\pi^2 + q^2 - 2q_c |\mathbf{q}|}{q_c^2 + m_\pi^2 + q^2 + 2q_c |\mathbf{q}|} \right| \right\} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 \quad (\text{A.22})$$

Donde $\kappa = 2q_c |\mathbf{q}| / (q_c^2 + m_\pi^2 + q^2)$

$$\ln(1 + \kappa) \approx \kappa \quad (\text{A.23})$$

$$V^{SRC,C}(\mathbf{q}) = V^C(\mathbf{q}) - C_\pi \frac{q_c^2 + q^2}{q_c^2 + m_\pi^2 + q^2} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 \quad (\text{A.24})$$

$$\mathcal{W}_\pi(q) = \frac{g_{NN\pi}}{2M} \frac{B_\pi}{2M} F_\pi^2(q) G_\pi(q)$$

$$\mathcal{W}_\pi^S(q) = \frac{g_{NN\pi}}{2M} A_\pi F_\pi^2(q) G_\pi(q)$$

$$\mathcal{W}_\eta(q) = \frac{g_{NN\eta}}{2M} \frac{B_\eta}{2M} F_\eta^2(q) G_\eta(q)$$

$$\mathcal{W}_\eta^S(q) = \frac{g_{NN\eta}}{2M} A_\eta F_\eta^2(q) G_\eta(q)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_K^0(q) &= \frac{g_{\Lambda NK}}{2M} \frac{1}{2\bar{M}} \left(\frac{C_K^{PC}}{2} + D_K^{PC} \right) \frac{M}{\bar{M}} F_K^2(q) G_K(q) \\
\mathcal{W}_K^{S,0}(q) &= -\frac{g_{\Lambda NK}}{2M} \left(\frac{C_K^{PV}}{2} + D_K^{PV} \right) F_K^2(q) G_K(q) \\
\mathcal{W}_K^1(q) &= \frac{g_{\Lambda NK}}{2M} \frac{1}{2\bar{M}} \frac{C_K^{PC}}{2} \frac{M}{\bar{M}} F_K^2(q) G_K(q) \\
\mathcal{W}_K^{S,1}(q) &= -\frac{g_{\Lambda NK}}{2M} \frac{C_K^{PV}}{2} F_K^2(q) G_K(q) \\
\mathcal{W}_\rho^C(q) &= \alpha_\rho g_{NN\rho}^V F_\rho^2(q) G_\rho(q) \\
\mathcal{W}_\rho^T(q) &= -\frac{(\alpha_\rho + \beta_\rho)(g_{NN\rho}^V + g_{NN\rho}^T)}{4M\bar{M}} F_\rho^2(q) G_\rho(q) \\
\mathcal{W}_\rho^{PV}(q) &= -\frac{\varepsilon_\rho(g_{NN\rho}^V + g_{NN\rho}^T)}{2M} F_\rho^2(q) G_\rho(q) \\
\mathcal{W}_\omega^C(q) &= \alpha_\omega g_{NN\omega}^V F_\omega^2(q) G_\omega(q) \\
\mathcal{W}_\omega^T(q) &= -\frac{(\alpha_\omega + \beta_\omega)(g_{NN\omega}^V + g_{NN\omega}^T)}{4M\bar{M}} F_\omega^2(q) G_\omega(q) \\
\mathcal{W}_\omega^{PV}(q) &= -\frac{\varepsilon_\omega(g_{NN\omega}^V + g_{NN\omega}^T)}{2M} F_\omega^2(q) G_\omega(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{C,0}(q) &= \left(\frac{C_{K^*}^{PC,V}}{2} + D_{K^*}^{PC,V} \right) g_{\Lambda NK^*}^V F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{T,0}(q) &= -\frac{1}{4M\bar{M}} \left(\frac{C_{K^*}^{PC,V}}{2} + D_{K^*}^{PC,V} + \frac{C_{K^*}^{PC,T}}{2} + D_{K^*}^{PC,T} \right) (g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T) \\
&\quad F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{PV,0}(q) &= -\frac{1}{2M} \left(\frac{C_{K^*}^{PV}}{2} + D_{K^*}^{PV} \right) (g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T) F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{C,1}(q) &= \frac{C_{K^*}^{PC,V}}{2} g_{\Lambda NK^*}^V F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{T,1}(q) &= -\frac{1}{4M\bar{M}} \left(\frac{C_{K^*}^{PC,V}}{2} + \frac{C_{K^*}^{PC,T}}{2} \right) (g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T) F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q) \\
\mathcal{W}_{K^*}^{PV,1}(q) &= -\frac{1}{2M} \frac{C_{K^*}^{PV}}{2} (g_{\Lambda NK^*}^V + g_{\Lambda NK^*}^T) F_{K^*}^2(q) G_{K^*}(q)
\end{aligned} \tag{A.25}$$

$$G_i(q) = \frac{1}{q_0^2 - \mathbf{q}^2 - m_i^2} \tag{A.26}$$

$$\begin{aligned}
S_0 &= (\mathcal{W}_\eta^S - \tilde{\mathcal{W}}_\eta^S)|\mathbf{q}| \\
S_1 &= (\mathcal{W}_\pi^S - \tilde{\mathcal{W}}_\pi^S)|\mathbf{q}| \\
S'_0 &= (\mathcal{W}_{K,0}^S - \tilde{\mathcal{W}}_{K,0}^S)|\mathbf{q}| \\
S'_1 &= (\mathcal{W}_{K,1}^S - \tilde{\mathcal{W}}_{K,1}^S)|\mathbf{q}| \\
S_{V,0} &= (\mathcal{W}_\omega^{PV} - \tilde{\mathcal{W}}_\omega^{PV} + \mathcal{W}_{K^*}^{PV,0} - \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{PV,0})|\mathbf{q}| \\
S_{V,1} &= (\mathcal{W}_\rho^{PV} - \tilde{\mathcal{W}}_\rho^{PV} + \mathcal{W}_{K^*}^{PV,1} - \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{PV,1})|\mathbf{q}| \\
P_{L,0} &= q^2(\mathcal{W}_\eta + \mathcal{W}_K^0) - (q^2 + \frac{1}{3}q_c^2)(\tilde{\mathcal{W}}_\eta + \tilde{\mathcal{W}}_K^0) - \frac{2}{3}q_c^2(\tilde{\mathcal{W}}_\omega^T + \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{T,0}) \\
P_{L,1} &= q^2(\mathcal{W}_\pi + \mathcal{W}_K^1) - (q^2 + \frac{1}{3}q_c^2)(\tilde{\mathcal{W}}_\pi + \tilde{\mathcal{W}}_K^1) - \frac{2}{3}q_c^2(\tilde{\mathcal{W}}_\rho^T + \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{T,1}) \\
P_{T,0} &= q^2(\mathcal{W}_\omega^T + \mathcal{W}_{K^*}^{T,0}) - (q^2 + \frac{2}{3}q_c^2)(\tilde{\mathcal{W}}_\omega^T + \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{T,0}) - \frac{1}{3}q_c^2(\tilde{\mathcal{W}}_\eta + \tilde{\mathcal{W}}_K^0) \\
P_{T,1} &= q^2(\mathcal{W}_\rho^T + \mathcal{W}_{K^*}^{T,1}) - (q^2 + \frac{2}{3}q_c^2)(\tilde{\mathcal{W}}_\rho^T + \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{T,1}) - \frac{1}{3}q_c^2(\tilde{\mathcal{W}}_\pi + \tilde{\mathcal{W}}_K^1) \\
P_{C,0} &= \mathcal{W}_\omega^C - \tilde{\mathcal{W}}_\omega^C + \mathcal{W}_{K^*}^{C,0} - \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{C,0} \\
P_{C,1} &= \mathcal{W}_\rho^C - \tilde{\mathcal{W}}_\rho^C + \mathcal{W}_{K^*}^{C,1} - \tilde{\mathcal{W}}_{K^*}^{C,1}
\end{aligned} \tag{A.27}$$

$$\tilde{\mathcal{W}}(q) = \mathcal{W}(\mathbf{q}^2 \rightarrow q_c^2 + \mathbf{q}^2) \tag{A.28}$$

Apéndice B

B.1. Factores de isospin correspondientes a Γ_3

A continuación presentamos los factores de isospin para los diferentes diagramas 4.1.

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	1	1	1	1	1	1	1	1
nnp	119	-7	35	7	1	3	31	1	11
npp	91	7	35	11	-1	3	35	-1	11
ppp	5	-1	1	5	-1	1	5	-1	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	1	1	1	1	1	1	1	1
nnp	15	9	11	-13	5	-1	-5	1	-1
npp	51	-9	11	7	-5	-1	-1	-1	-1
ppp	5	-1	1	5	-1	1	5	-1	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	1	1	1	1	1	1	1	1
nnp	3	-3	-1	-5	1	-1	-5	1	-1
npp	-9	3	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
ppp	5	-1	1	5	-1	1	5	-1	1

Tabla B.1: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', AA}$ por Ec (A.1)

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	71	34	35	7	2	3	31	2	11
npp	139	-34	35	11	-2	3	35	-2	11
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	31	2	11	11	-14	-1	-21	18	-1
npp	35	-2	11	-17	14	-1	15	-18	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-5	2	-1	-5	2	-1	3	-6	-1
npp	-1	-2	-1	-1	-2	-1	-9	6	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1

Tabla B.2: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', BB}$ por Ec (A.1)

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	55	50	35	7	2	3	15	18	11
npp	155	-50	35	11	-2	3	51	-18	11
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	31	2	11	-5	2	-1	19	-22	-1
npp	35	-2	11	-1	-2	-1	-25	22	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-5	2	-1	3	-6	-1	-5	2	-1
npp	-1	-2	-1	-9	6	-1	-1	-2	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1

Tabla B.3: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', CC}$ por Ec (A.1)

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-73	10	35	-1	2	3	-25	2	11
npp	-73	-10	35	-1	-2	3	-25	-2	11
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-1	10	11	-1	-2	-1	19	10	-1
npp	-1	-10	11	-1	2	-1	51	-10	-1
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-1	-2	-1	11	2	-1	-9	-2	-1
npp	-1	2	-1	11	-2	-1	3	2	-1
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1

Tabla B.4: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', AB}$ por Ec (A.1)

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	39	-10	-9	-1	2	3	7	-2	-1
npp	-9	10	-9	-1	-2	3	-9	2	-1
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-1	10	11	-9	2	3	-9	-10	-1
npp	-1	-10	11	-9	-2	3	-9	10	-1
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-1	-2	-1	-1	-2	-1	35	2	-1
npp	-1	2	-1	-1	2	-1	3	-2	-1
ppp	1	-2	1	1	-2	1	1	-2	1

Tabla B.5: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', AC}$ por Ec (A.1)

$aa' - bb' =$	11-11			00-00			11-00		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-29	2	-9	7	2	3	-5	2	-1
npp	-25	-2	-9	11	-2	3	-1	-2	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-11			11-01			01-11		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	31	2	11	7	2	3	19	-22	-1
npp	35	-2	11	11	-2	3	-25	22	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1
$aa' - bb' =$	00-01			01-00			01-01		
$\Lambda\Lambda' =$	11	01	00	11	01	00	11	01	00
$NN'N'' = nnn$	1	2	1	1	2	1	1	2	1
nnp	-5	2	-1	3	-6	-1	-5	2	-1
npp	-1	-2	-1	-9	6	-1	-1	-2	-1
ppp	5	-2	1	5	-2	1	5	-2	1

Tabla B.6: Factores Isospin $\mathcal{T}_{\Lambda\Lambda'; NN'N''}^{aa'-bb', BC}$ por Ec (A.1)

Apéndice C

C.1. Sumas de Spin e Isospin para $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$

En este Apéndice se muestra la expresión analítica para la función $\mathcal{W}_{NN'}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p')$, que por conveniencia es expresada como,

$$\mathcal{W}_{NN'}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') = \sum_{i,j,k,l} \mathcal{K}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p') \mathcal{W}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma, NN'}(q, p, p'), \quad (\text{C.1})$$

donde las funciones $\mathcal{W}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma, NN'}(q, p, p')$, contienen la suma de isospin (véase la Ec. (5.20)) y está dado por,

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma, nm}(q, p, p') &= \frac{1}{81} [3(\mathcal{V}_{j,0}(p) + \mathcal{V}_{j,1}(p))(\mathcal{U}_{i,0}(q) + \mathcal{U}_{i,1}(q)) + 22\mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)] \\ &\quad \times [3(\mathcal{V}_{k,0}(p') + \mathcal{V}_{k,1}(p'))(\mathcal{U}_{l,0}(q') + \mathcal{U}_{l,1}(q')) + 22\mathcal{V}_{k,2}(p')\mathcal{U}_{l,2}(q')] \\ \mathcal{W}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma, np}(q, p, p') &= \frac{1}{9} [(\mathcal{V}_{j,0}(p) - \mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,0}(q) + (-\mathcal{V}_{j,0}(p) + 9\mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,1}(q) \\ &\quad + 2\mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)][(\mathcal{V}_{k,0}(p') - \mathcal{V}_{k,1}(p'))\mathcal{U}_{l,0}(q') \\ &\quad + (-\mathcal{V}_{k,0}(p') + 9\mathcal{V}_{k,1}(p'))\mathcal{U}_{l,1}(q') + 2\mathcal{V}_{k,2}(p')\mathcal{U}_{l,2}(q')] \\ \mathcal{W}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma, pn}(q, p, p') &= \frac{4}{9} [\mathcal{V}_{j,1}(p)\mathcal{U}_{i,0}(q) + (2\mathcal{V}_{j,0}(p) - 3\mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,1}(q) + \mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)] \\ &\quad \times [\mathcal{V}_{k,1}(p')\mathcal{U}_{l,0}(q') + (2\mathcal{V}_{k,0}(p') - 3\mathcal{V}_{k,1}(p'))\mathcal{U}_{l,1}(q') + \mathcal{V}_{k,2}(p')\mathcal{U}_{l,2}(q')] . \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

En estas expresiones, los \mathcal{V} y \mathcal{U} son tomados de Ecs. (4.10) y (4.11), respectivamente; mientras que la suma se realiza como sigue: $i, l = C, \sigma$ y L y

$j, k = C, \sigma, L, S, S'$ y S_V . Finalmente, la suma de spin se representa por las funciones $\mathcal{K}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma}(q, p, p')$,

$$\begin{aligned}
\mathcal{K}_{C,C,C,C}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,C,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,L,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,C,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,C,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,\sigma,C,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,C,C,L}^{\Sigma\Sigma} = \\
&\quad \mathcal{K}_{C,L,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,\sigma,C,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,\sigma,L,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,L,C,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,S,S',\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,S,S',C}^{\Sigma\Sigma} = 1 \\
\mathcal{K}_{C,C,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,\sigma,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,C,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,C,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,C,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,\sigma,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = 3 \\
\mathcal{K}_{C,\sigma,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,C,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = -6 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 21 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,L,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,\sigma,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = 7 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,C,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,C,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,\sigma,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,L,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,L,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,\sigma,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = \\
&\quad \mathcal{K}_{\sigma,C,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,L,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,L,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,C,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,S,S',\sigma}^{\Sigma\Sigma} = -2 \\
\mathcal{K}_{C,C,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,\sigma,L,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,C,L,L}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 \\
\mathcal{K}_{C,L,L,C}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,C,C,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,L,L,C}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,L,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,C,C}^{\Sigma\Sigma} &= (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}})^2 \\
\mathcal{K}_{L,C,L,C}^{\Sigma\Sigma} &= (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 \\
\mathcal{K}_{C,L,C,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,L,C,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{C,L,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 \\
\mathcal{K}_{L,C,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,\sigma,C,L}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,L,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}})^2 \\
\mathcal{K}_{C,L,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= -[(\hat{\mathbf{q}}' \wedge \hat{\mathbf{p}}) \cdot \hat{\mathbf{p}}']^2 \\
\mathcal{K}_{L,C,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= -[(\hat{\mathbf{q}} \wedge \hat{\mathbf{q}}') \cdot \hat{\mathbf{p}}']^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,C,L}^{\Sigma\Sigma} &= -[(\hat{\mathbf{q}} \wedge \hat{\mathbf{q}}') \cdot \hat{\mathbf{p}}]^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,L,C}^{\Sigma\Sigma} &= -[(\hat{\mathbf{q}} \wedge \hat{\mathbf{p}}') \cdot \hat{\mathbf{p}}]^2 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{q}}' \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2) \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{K}_{L,L,\sigma,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})^2) \\
\mathcal{K}_{L,\sigma,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2) \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{q}}' \cdot \hat{\mathbf{p}})^2) \\
\mathcal{K}_{L,\sigma,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} &= (2 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2) \\
\mathcal{K}_{L,\sigma,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 + (\hat{\mathbf{q}}' \cdot \hat{\mathbf{p}})^2 - 2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 - 2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{C,\sigma,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,C,L,L}^{\Sigma\Sigma} = (-1 + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2) \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,C,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,L,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} = (-1 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2) \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,L,C}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,L,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = (-1 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2) \\
\mathcal{K}_{L,C,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,\sigma,C,L}^{\Sigma\Sigma} = (-1 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2) \\
\mathcal{K}_{L,L,C,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,L,\sigma,C}^{\Sigma\Sigma} = (-1 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}})^2) \\
\mathcal{K}_{L,L,\sigma,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')^2 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})^2 + (\hat{\mathbf{q}}' \cdot \hat{\mathbf{p}})^2 - 2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{L,L,L,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 + (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}})^2 + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')^2 - 2(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')] \\
\mathcal{K}_{L,L,L,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') - (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')]^2 \\
\mathcal{K}_{L,S,S,L}^{\Sigma\Sigma} &= [-(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')](\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') \\
\mathcal{K}_{C,S,S,C}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S,S,L}^{\Sigma\Sigma} = \mathcal{K}_{L,S,S,\sigma}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{\sigma,S,S,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 3(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{C,S',S',C}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,S,S,C}^{\Sigma\Sigma} = (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{\sigma,S',S',\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 3(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{C,S_V,S_V,C}^{\Sigma\Sigma} &= 2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{\sigma,S_V,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 10(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}')
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{K}_{L,S_V,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= 2[(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') - (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') - (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}) + 2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{q}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})] \\
\mathcal{K}_{C,S_V,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S_V,S_V,C}^{\Sigma\Sigma} = -2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{C,S_V,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= -2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') \\
\mathcal{K}_{L,S_V,S_V,C}^{\Sigma\Sigma} &= -2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S_V,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= 2[2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{p}}) - (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{L,S_V,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 2[2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}) - (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})] \\
\mathcal{K}_{L,S,S',L}^{\Sigma\Sigma} &= -[(\hat{\mathbf{p}}' \wedge \hat{\mathbf{q}}') \cdot \hat{\mathbf{q}}][(\hat{\mathbf{p}} \wedge \hat{\mathbf{q}}) \cdot \hat{\mathbf{q}}] \\
\mathcal{K}_{C,S,S',L}^{\Sigma\Sigma} &= (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') \\
\mathcal{K}_{L,S,S',C}^{\Sigma\Sigma} &= (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S,S',L}^{\Sigma\Sigma} &= [-(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}) - (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{L,S,S',\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= [-(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}) - (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})] \\
\mathcal{K}_{\sigma,S,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= 4(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{L,S,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}') + (\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})][(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}) - 2(\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{C,S,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S,S_V,C}^{\Sigma\Sigma} = -2(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') \\
\mathcal{K}_{C,S,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= [-(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{L,S,S_V,C}^{\Sigma\Sigma} &= [-(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})] \\
\mathcal{K}_{\sigma,S,S_V,L}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}}')(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}')] \\
\mathcal{K}_{L,S,S_V,\sigma}^{\Sigma\Sigma} &= [(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}') + (\hat{\mathbf{p}}' \cdot \hat{\mathbf{q}})(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}})],
\end{aligned} \tag{C.3}$$

Mientras que $\mathcal{K}_{i,j,k,l}^{\Sigma\Sigma} = 0$ en otro caso. En estas expresiones no se ha mostrado la dependencia explícita de (q, p, p') por simplicidad.

C.2. Contribución $\Gamma_1^{0\Sigma}$

En este Apéndice se presentan las expresiones para el ancho de decaimiento $\Gamma_1^{0\Sigma}$. En la Fig. C.1, se dan los valores explícitos en cada línea para la transferencia energía-cantidad de movimiento.

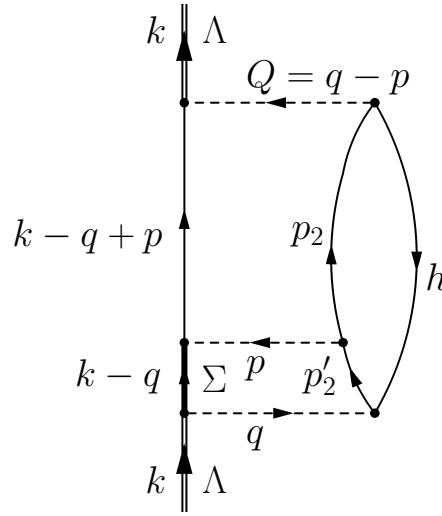


Figura C.1: Diagrama de Goldstone $\Gamma_1^{0\Sigma}$. Se muestra la transferencia de cantidad de movimiento en cada línea, donde $p_2 = h + q - p$ y $p'_2 = h + q$.

Siguiendo ahora la misma regla para $\Gamma_1^{\Sigma\Sigma}$, se tiene,

$$\begin{aligned} \Gamma_{NN'}^{0\Sigma}(\mathbf{k}, k_F) &= \frac{1}{(2\pi)^8} (G_F m_\pi^2)^2 \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \int \int \int d\mathbf{q} d\mathbf{p} d\mathbf{h} \mathcal{W}_{NN'}^{0\Sigma}(q, p) \quad (\text{C.4}) \\ &\times \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{p}| - k_F) \theta(|\mathbf{h} + \mathbf{q}| - k_F) \theta(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p}| - k_F) \\ &\times \theta(k_F - |\mathbf{h}|) \frac{1}{\Delta E_1(k, q, h)} \delta(E_f(k, q, h, p) - E_i(k)) , \end{aligned}$$

donde $\mathcal{W}_{NN'}^{0\Sigma}(q, p)$ representa la suma de spin mas el isospin, junto con la dependencia de cantidad de movimiento de las diferentes interacciones. Las

energías en Ec. (C.4), son

$$\begin{aligned}
E_i(k) &= \varepsilon_\Lambda(|\mathbf{k}|) = k_0 & (C.5) \\
E_f(k, q, h, p) &= \varepsilon_N(|\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{p}|) + \varepsilon_{N''}(|\mathbf{h} + \mathbf{q} - \mathbf{p}|) - \varepsilon_{N'}(|\mathbf{h}|) \\
\Delta E_1(k, q, h) &= [\varepsilon_\Sigma(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|) + \varepsilon_N(|\mathbf{h} + \mathbf{q}|) - \varepsilon_{N'}(|\mathbf{h}|)] - \varepsilon_\Lambda(|\mathbf{k}|) .
\end{aligned}$$

Se tiene también:

$$\mathcal{W}_{NN'}^{0\Sigma}(q, p) = \sum_{i,j,l} \mathcal{K}_{i,j,l}^{0\Sigma}(q, p) \mathcal{W}_{i,j,l}^{\Sigma\Sigma, NN'}(q, p), \quad (C.6)$$

donde,

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{i,j,l}^{0\Sigma, nn}(q, p) &= \frac{1}{9} [3(\mathcal{V}_{j,0}(p) + \mathcal{V}_{j,1}(p))(\mathcal{U}_{i,0}(q) + \mathcal{U}_{i,1}(q)) + 22\mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)] \\
&\quad \times [\mathcal{U}_{l,0}(Q) + \mathcal{U}_{l,1}(Q) + \mathcal{U}_{l,2}(Q)] \\
\mathcal{W}_{i,j,l}^{0\Sigma, np}(q, p) &= \frac{1}{3} [(\mathcal{V}_{j,0}(p) - \mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,0}(q) + (-\mathcal{V}_{j,0}(p) + 9\mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,1}(q) \\
&\quad + 2\mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)] [\mathcal{U}_{l,0}(Q) - \mathcal{U}_{l,1}(Q) - \mathcal{U}_{l,2}(Q)] \\
\mathcal{W}_{i,j,l}^{0\Sigma, pn}(q, p) &= \frac{4}{3} [\mathcal{V}_{j,1}(p)\mathcal{U}_{i,0}(q) + (2\mathcal{V}_{j,0}(p) - 3\mathcal{V}_{j,1}(p))\mathcal{U}_{i,1}(q) + \mathcal{V}_{j,2}(p)\mathcal{U}_{i,2}(q)] \\
&\quad \times [\mathcal{U}_{l,1}(Q) + \mathcal{U}_{l,2}(Q)] . \quad (C.7)
\end{aligned}$$

Finalmente se tiene,

$$\begin{aligned}
\mathcal{K}_{C,C,C}^{0\Sigma} &= 1 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,\sigma}^{0\Sigma} &= -6 \\
\mathcal{K}_{C,\sigma,\sigma}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,C,\sigma}^{0\Sigma} = \mathcal{K}_{\sigma,\sigma,C}^{0\Sigma} = 3 \\
\mathcal{K}_{\sigma,\sigma,L}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,L,\sigma}^{0\Sigma} = \mathcal{K}_{L,\sigma,\sigma}^{0\Sigma} = -2 \\
\mathcal{K}_{C,L,L}^{0\Sigma} &= (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2 \\
\mathcal{K}_{L,C,L}^{0\Sigma} &= (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,C}^{0\Sigma} &= (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{p})^2 \\
\mathcal{K}_{L,L,L}^{0\Sigma} &= -[(\mathbf{p} \wedge \mathbf{Q}) \cdot \mathbf{q}]^2 \\
\mathcal{K}_{\sigma,L,L}^{0\Sigma} &= (-1 + (\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q})^2) \\
\mathcal{K}_{L,\sigma,L}^{0\Sigma} &= (-1 + (\mathbf{q} \cdot \mathbf{Q})^2) \\
\mathcal{K}_{L,L,\sigma}^{0\Sigma} &= (-1 + (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2) \\
\mathcal{K}_{C,S_v,S_v}^{0\Sigma} &= 2(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{p}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S_v,S_v}^{0\Sigma} &= -2(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{p}) \\
\mathcal{K}_{L,S_v,S_v}^{0\Sigma} &= -2(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}) \\
\mathcal{K}_{C,S,S}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{C,S',S'}^{0\Sigma} = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q}) \\
\mathcal{K}_{L,S_v,S}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,S,S_v}^{0\Sigma} = [-(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{p}) + (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})] \\
\mathcal{K}_{L,S_v,S'}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,S',S_v}^{0\Sigma} = (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{p}) - (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S_v,S}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S,S_v}^{0\Sigma} = -2(\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S_v,S'}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S',S_v}^{0\Sigma} = 2(\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q}) \\
\mathcal{K}_{\sigma,S,S'}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{\sigma,S',S}^{0\Sigma} = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q}) \\
\mathcal{K}_{L,S,S'}^{0\Sigma} &= \mathcal{K}_{L,S',S}^{0\Sigma} = (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})
\end{aligned}$$

(C.8)

Mientras $\mathcal{K}_{i,j,k,l}^{0\Sigma} = 0$ en otro caso.

Agradecimientos

Sobre este trabajo de Tesis quiero citar en primer lugar a Eduardo Bauer, quien no solo me orientó durante todo el trayecto, sino que también con su empuje y dedicación logró que esta Tesis alcance el nivel final que aquí se presenta, de igual manera me enseñó a ser más crítico, algo que valoro mucho.

Al Instituto de Física La Plata y al Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad Nacional de La Plata.

A la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica por la beca con la que comencé este trabajo y por el subsidio PICT-2010-2688 del que forme parte.

Al CONICET por la beca con la que finalicé este trabajo.

A G. Garbarino por sus aportes y colaboración.

Todo lo que he realizado ha sido gracias al apoyo de mi familia; a mi madre Celenis, a mi hermana Angela y a mis sobrinos Juan Andrés e Irene.

A los compañeros de oficina Mercedes y Luis.

Finalmente a los amigos: Lina, Andrés, Caro y Ricardo

Bibliografía

- [1] I. N. Mishustin, M. Hanauske, A. Bhattacharya, L. M. Satarov, H. Stocker, W. Greiner, Phys. Lett. **B 552** (2003) 1.
- [2] J. Scaffner-Bielich, M. Hanauske, H. Stocker, W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 171101.
- [3] K. Tanida, H. Tamura, D. Abe et al, Phys. Rev. Lett **86**, 1982 (2001).
- [4] M. Danysz and J. Pniewski, Philos. Mag. **44**, (1953) 348.
- [5] E. Botta, T. Bressani and G. Garbarino, Eur. Phys. J. **A 48** (2012) 41.
- [6] P. Bydzovsky, A. Gal and J. Mares (Eds.), Topics in Strangeness Nuclear Physics, Lect. Notes Phys. 724 (Springer, Berlin Heidelberg 2007), DOI 10.1007/978-3-540-72039-3
- [7] W.M. Alberico, G. Garbarino, A. Parreño and A. Ramos, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 082501; C. Chumillas, G. Garbarino, A. Parreño and A. Ramos, Phys. Lett. **B 657** (2007); E. Bauer, G. Garbarino, A. Parreño and A. Ramos, Phys. Rev. **C 85** (2012) 024321.
- [8] E. Bauer, A. P. Galeao, M. S. Hussein, F. Krmpotic y J. Parker, Phys. Lett. **B674** (2009) 103.
- [9] E. Bauer, A. P. Galeão, M. S. Hussein y F. Krmpotić. Nucl. Phys. **A834** (2010) 599c.

- [10] F. Krmpotić, A. P. Galeão, and M.S. Hussein, *AIP Conf. Proc.* **1245**, (2010) 51.
- [11] I. Gonzalez, C. Barbero, A. Deppman, S. Duarte, F. Krmpotić, O. Rodriguez, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **38**, (2011) 115105.
- [12] I. Gonzalez, A. Deppman, S. Duarte, F. Krmpotić, M. S. Hussein, C. Barbero, *J. Phys. Conf. Series* **312** (2011) 022017
- [13] F. Krmpotić. *Few Body Systems* **55** (2014) 219.
- [14] F. Krmpotić and C. De Conti. *Int. Jour. of Mod. Phys.* **E23** (2014) 1450089.
- [15] E. Bauer, *Nucl. Phys.* **A 818** (2009) 174.
- [16] E. Bauer and G. Garbarino, *Nucl. Phys.* **A 828** (2009) 29.
- [17] E. Oset and L. L. Salcedo, *Nucl. Phys.* **A 443** (1985) 704.
- [18] A.L. Fetter and J.D. Walecka. *Quantum Theory Of Many-Particle Systems*, Mcgraw-Hill, 1971
- [19] E. Bauer and G. Garbarino, *Phys. Rev.* **C 81** (2010) 064315.
- [20] M. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 182502.
- [21] M. Agnello et al., *Phys. Lett.* **B 685** (2010) 247.
- [22] E. Bauer and G. Garbarino, *Phys. Lett.* **B 698** (2011) 306.
- [23] E. Bauer and G. Garbarino, *Phys. Lett.* **B 716** (2012) 249.
- [24] J.H. Kim et al., *Phys. Rev.* **C 68** (2003) 065201.
- [25] S. Okada et al., *Phys. Lett.* **B 597** (2004) 249.

- [26] M. Agnello et al. (FINUDA Collaboration) and G. Garbarino, Phys. Lett. **B 701** (2011) 556.
- [27] A. Montwill et al., Nucl. Phys. **A 234** (1974) 413.
- [28] M. J. Kim et al., Phys. Lett. **B 641** (2006) 28.
- [29] K. Nakazawa and H. Takahashi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **185** (2010) 335.
- [30] T. Takahashi, Nucl. Phys. **A 914** (2013) 530.
- [31] A. Sanchez Lorente *et al.*, Hyperfine Interact. **229** (2014) 45; U. Wiedner, Prog. Part. Nucl. Phys. **66** (2011) 477.
- [32] E. Bauer, G. Garbarino and C. A. Rodríguez Peña, Phys. Rev. **C 92** (2015) no.1, 014301.
- [33] D.J. Millener, Nucl.Phys. **A 881** (2012) 298; Nucl. Phys. **A 914** (2013) 109.
- [34] E. Bauer and F. Krmpotić, Nucl. Phys. **A 717** (2003) 217.
- [35] A. Parreño, A. Ramos and C. Bennhold, Phys. Rev. **C 65** (2001) 015205.
- [36] Th. A. Rijken, V. G. J. Stoks and Y. Yamamoto, Phys. Rev. **C 59** (1999) 21; V. G. J. Stoks and Th. A. Rijken, Phys. Rev. **C 59** (1999) 3009.
- [37] D. Jido, E. Oset and J.E. Palomar, Nucl. Phys. **A 694** (2001) 525.
- [38] K. Sasaki, E. Oset and M. J. Vicente Vacas, Phys. Rev. **C 74** (2006) 064002; K. Sasaki, E. Oset and M. J. Vicente Vacas, Eur. Phys. J. **A 31** (2007) 557.
- [39] J. Caro, C. Garcia–Recio and J. Nieves, Nucl. Phys. **A 646** (1999) 299.

- [40] K. Itonaga, T. Ueda and T. Motoba, Nucl. Phys. **A 691** (2001) 197c; Mod. Phys. Lett. **A 18** (2003) 135.
- [41] K. Sasaki, T. Inoue and M. Oka, Nucl. Phys. **A 726** (2003) 349.
- [42] K. Itonaga, T. Ueda and T. Motoba, Phys. Rev. **C 65** (2002) 034617.
- [43] T. Watanabe *et al.*, Eur. Phys. J. **A 33** (2007) 265.
- [44] S. Bufalino, Nucl. Phys. **A 914** (2013) 160; H. Outa, in Hadron Physics (IOS Press, Amsterdam, 2005). Proc. of the International School of Physics 'E. Fermi' Course CLVIII, edited by T. Bressani, A. Filippi and U. Wiedner, p. 21; W.M. Alberico and G. Garbarino, Phys. Rep. **369** (2002) 1.
- [45] E. Bauer, G. Garbarino, C. A. Rodríguez Peña, Phys. Lett. **B 766** (2017) 144.
- [46] O. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 042503; Y. Sato *et al.*, Phys. Rev. **C 71** (2005) 025203; B.H. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 062301;
- [47] H. Bhang *et al.*, J. Kor. Phys. Soc. **59** (2011) 1461.
- [48] M. Agnello *et al.* (FINUDA Collaboration), Phys. Lett. **B 738** (2014) 499.
- [49] E. Botta, T. Bressani, S. Bufalino and A. Feliciello, Phys. Lett. **B 748** (2015) 86.
- [50] A. Parreño, A. Ramos and C. Bennhold, Phys. Rev. **C 56** (1997) 339; A. Parreño and A. Ramos, Phys. Rev. **C 65** (2002) 015204.
- [51] K. Itonaga, T. Motoba and Th.A. Rijken, Phys. Rev. **C 77** (2008) 044605; K. Itonaga and T. Motoba, Prog. Theor. Phys. Suppl. **185** (2010) 252.

- [52] F. Krmpotic, Phys. Rev. **C 82** (2010) 055204.
- [53] K. Sasaki, T. Inoue and M. Oka, Nucl. Phys. **A 669** (2000) 331; Erratum: **A 678** (2000) 455; **A 707** (2002) 477; K. Sasaki, M. Izaki and M. Oka, Phys. Rev. **C 71** (2005) 035502.
- [54] W. M. Alberico, A. De Pace, M. Ericson and A. Molinari, Phys. Lett. **B 256** (1991) 134.
- [55] A. Ramos, E. Oset and L. L. Salcedo, Phys. Rev. **C 50** (1994) 2314.
- [56] W. M. Alberico, A. De Pace, G. Garbarino and A. Ramos, Phys. Rev. **C 61** (2000) 044314.
- [57] W.M. Alberico, A. De Pace, G. Garbarino and R. Cenni, Nucl. Phys. **A 668** (2000) 113.
- [58] G. Garbarino, A. Parreno and A. Ramos, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 112501; Phys. Rev. **C 69** (2004) 054603.
- [59] E. Bauer, G. Garbarino, A. Parreño and A. Ramos, Nucl. Phys. **A 836** (2010) 199.
- [60] W. M. Alberico and G. Garbarino, Phys. Rep. **369** (2002) 1; H. Ota et al., Nucl. Phys. **A 754** (2005) 157c; H. Ota, in *Hadron Physics* (IOS Press, Amsterdam, 2005). Proc. of the International School of Physics E. Fermi Course CLVIII, edited by T. Bressani, A. Filippi and U. Wiedner, p. 21; E. Botta, T. Bressani, S. Bufalino and A. Feliciello, Riv. Nuovo Cim. **38** (2015) no.9, 387.
- [61] R. Machleidt, K. Holinde and Ch. Elster, Phys. Rep. **149** (1987) 1.
- [62] A. Parreño, A. Ramos, C. Bennhold and K. Maltman, Phys. Lett. **B 435** (1998) 1; W. M. Alberico and G. Garbarino, Phys. Lett. **B 486** (2000) 362.

- [63] E. Bauer, G. Garbarino and C. A. Rodríguez Peña, *Phys. Rev. C* **96** (2017) 044303.
- [64] Y. Akaishi, T. Harada, S. Shinmura and Khin Swe Myint, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 3539.
- [65] E. Hiyama, M. Kamimura, T. Motoba, T. Yamada and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. C* **65** (2002) 011301; E. Hiyama and Yamada, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63** (2009) 339.
- [66] A. Umeya and T. Harada, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 024315; *Phys. Rev. C* **83** (2011) 034310; A. Gal and D.J. Millener, *Phys. Lett. B* **725** (2013) 445.
- [67] Y. Yamamoto, T. Furumoto, N. Yasutake and Th.A. Rijken, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 045805; *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) no.2, 19.
- [68] T.O. Yamamoto et al (J-PARC E13 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 222501; T. Gogami et al. (HKS(JLab E05–115) Collaboration), *Phys. Rev. C* **93** (2016) 034314; F. Schulz et al. (A1 Collaboration), *Nucl. Phys. A* **954** (2016) 149; E. Botta, T. Bressani and A. Feliciello, *Nucl. Phys. A* **960** (2017) 165.
- [69] A. Gal, *Phys. Lett. B* **744** (2015) 352; Daniel Gazda and A. Gal, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 122501; *Nucl. Phys. A* **954** (2016), 161.
- [70] H. Bando, Y. Shono and H. Takaki, *Int. J. Mod. Phys. A* **3** (1988) 1581.
- [71] K. Sasaki, T. Inoue and M. Oka, *Nucl. Phys. A* **707** (2002) 477.
- [72] N.J. Robertson and W.H. Dickhoff, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 024320.
- [73] G. E. Brown and W. Weise, *Phys. Rep.* **22** (1975) 279.

- [74] M. N. Nagels, T. A. Rijken and J. J. de Swart, Phys. Rev. **D 15**, (1977) 2547; P. M. M. Maessen, T. A. Rijken and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C 40**, (1989) 2226.
- [75] J. Dabrowski and Jacek Rozynek, Phys. Rev. **C 78** (2008) 037601.
- [76] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 564.
- [77] W. Cassing et al., Eur. Phys. J. **A 16** (2003) 549.