

## CONCLUSIONES

El decaimiento beta doble es un evento de muy rara ocurrencia en la naturaleza, pero ha dado lugar a una gran cantidad de trabajo experimental y teórico, con decenas de grupos de investigadores en el mundo siguiendo su pista. Los motivos de este interés se han explicitado a lo largo de esta tesis.

El decaimiento beta doble sin neutrinos puede ocurrir si, y sólo si, el neutrino es una partícula de Majorana masiva. La determinación de esta masa a partir de la vida media  $T_{0\nu}^{1/2}$  del modo sin neutrinos requiere del cálculo preciso del elemento de matriz nuclear  $M_{0\nu}$ , y éste es muy cancelado por efectos de estructura nuclear.

Para entender cómo se realiza el cálculo de este elemento de matriz, y poder confiar en los resultados teóricos obtenidos, es crucial comprender el modo dos neutrinos y poder predecir su vida media. A ello dedicamos buena parte de este trabajo.

En primer término mostramos que la cancelación del elemento de matriz nuclear en el modo dos neutrinos  $M_{2\nu}$ , encontrada al incluir correlaciones protón-neutrón en el estado fundamental, no es un mero accidente numérico, la simple suma de dos magnitudes iguales y de signo opuesto (como comentó el Dr. D. Bes al finalizar una conferencia sobre decaimiento  $\beta\beta$  en el TANDAR [Civ88]), sino que detrás hay una importante (y entendible) causa física: la restauración de las simetrías de isospín y SU(4) [Krm90, Hir90a,b].

Este es el primer aporte novedoso de este trabajo. Pudimos mostrar la relación entre la restauración de estas simetrías con el decaimiento beta doble, y demostrar formalmente como ocurre esta

restauración dentro de la QRPA, al reducir sustancialmente el canal de decaimiento  $\beta^+$ . Es interesante señalar que este año Bernabeu et al. [Ber90] han utilizado estas mismas ideas de restauración de la simetría SU(4) para describir el decaimiento  $\beta\beta$  en una base SU(4) simétrica, introduciendo la violación de simetría a primer orden perturbativo, en un esquema de pocas posibilidades numéricas que, sin embargo, refuerza los planteos fundamentales.

El punto central puede verse mejor en la parte del doble decaimiento beta que ocurre sólo con cambio de isospín ( el doble Fermi), que mostramos en la Fig. Co.1.

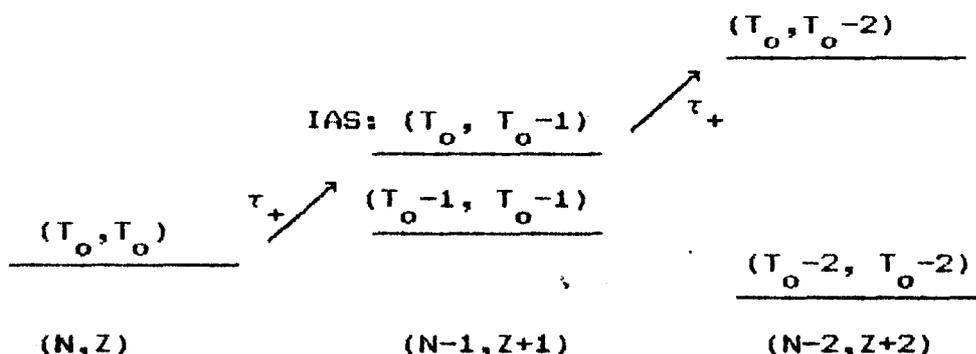


Fig Co.1. El decaimiento beta doble a través de operadores  $\tau_+$ , tipo Fermi, que bajan en uno la proyección del isospín. Las líneas horizontales representan los niveles de energía del núcleo padre par-par con Z protones y N neutrones (izquierda), del intermedio con Z+1 protones y N-1 neutrones (centro) y del final con Z+2 y N-2 (derecha). El isospín del núcleo padre es  $T_0 = (N-Z)/2$ , y los pares de números sobre cada línea indican el valor del isospín y de su proyección  $T_z$ . Para los estados fundamentales  $T_z^i = T_0^i$ .

El isospín es un buen número cuántico para los estados fundamentales, y éstos siempre tiene la máxima proyección de isospín  $T_z$ , que es igual a la magnitud  $T = (N-Z)/2$  para cada núcleo

con  $Z$  protones y  $N$  neutrones. El operador  $\tau_+$  cambia un neutrón en un protón, disminuyendo en uno la proyección del isospín sin modificar su magnitud, y al actuar sobre el núcleo padre  $(N, Z)$  mostrado a la izquierda en la figura, da lugar a un estado excitado sobre el núcleo vecino (en el centro), el isobárico análogo (IAS), que tiene mayor energía que el núcleo original, siendo la diferencia entre ambas la energía coulombiana, del orden de 10 MeV, mucho mayor que la del estado fundamental de ese núcleo impar-impar  $(N-1, Z+1)$ , cuya energía es superior a la del par-par con  $(N, Z)$  sólo por el protón y neutrón no ligados de a pares con sus semejantes, una diferencia del orden de uno o dos MeV. Al actuar por segunda vez el operador  $\tau_+$ , se llega a un estado final con el mismo isospín  $T_0 = (N-Z)/2$  que el núcleo inicial, y con proyección  $T_z = T_0 - 2$ , que está a dos energías coulombianas de diferencia con el núcleo padre  $(N, Z)$ , unos 20 MeV, mientras el estado fundamental del núcleo final del decaimiento beta doble, con  $T_z = T_0^f = T_0 - 2$ , tiene una energía de algunos MeV por debajo del inicial, que justamente hace posible el decaimiento beta doble.

De esta descripción se concluye que el modo dos neutrinos del decaimiento beta doble entre los estados fundamentales de los núcleos  $(N, Z)$  y  $(N-2, Z+2)$ , mediado por el operador  $\tau_+ \tau_+$ , tiene probabilidad cero de ocurrir; y que cualquier estimación teórica que genere resultados distintos sólo estará reflejando una mezcla de isospín en los estados iniciales o finales, un rompimiento de la simetría de isospín, y no será válido porque contradice la evidencia experimental, que indica al isospín como un buen número cuántico.

En el capítulo II hemos mostrado que la QRPA recupera

naturalmente la situación de buen isospín, si existe autoconsistencia entre los canales de apareamiento de protón y de neutrón con el canal partícula-partícula de la interacción residual protón-neutrón. También explicitamos que las condiciones de autoconsistencia permiten restaurar la simetría sólo dentro de la QRPA, mientras que el formalismo sin correlaciones en el estado fundamental (TDA) nunca puede lograrlo.

Esta idea fue generalizada a las transiciones con intercambio de espín (mediadas por el operador  $\sigma_+$ ) usando argumentos teóricos similares y cálculos numéricos, y se mostró que si los canales de apareamiento y protón-neutrón quedan "enganchados" de modo de dar la mínima probabilidad de transición  $\beta^+$ , se elimina casi por completo la enorme sensibilidad del formalismo a la intensidad de la interacción protón-neutrón en el canal partícula-partícula. Se produce entonces una restauración de la simetría de espín-isospín (SU(4)), que no es completa porque el acoplamiento espín-órbita la rompe fuertemente en los núcleos medianos y pesados, pero tal como se explicó en el cap. II, las correlaciones protón-neutrón llevan a la máxima restauración posible, originando una significativa reducción de la probabilidad de decaimiento  $\beta\beta$ , en acuerdo con los datos experimentales.

Habiendo entendido este punto presentamos el primer cálculo teórico detallado de los espectros Gamow-Teller en los núcleos  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{128}\text{Te}$  y  $^{130}\text{Te}$ [Hir90b], medidos por primera vez el año pasado [Mad89]. Encontramos un excelente acuerdo con los datos experimentales sin realizar ningún tipo de ajuste "ad-hoc"; este acuerdo es particularmente bueno al incluir en nuestro formalismo

el acoplamiento con el canal isóbaro delta-agujero, que se lleva cerca del 30 % de la intensidad de la región de la resonancia Gamow-Teller ( $\sim 10-15$  MeV) a la región delta-agujero ( $\sim 300$  MeV), es decir, fuera del espectro medido en estos casos.

Para el cálculo de las vidas medias en el modo  $2\nu$  introdujimos un nuevo método de promediar sobre los estados intermedios, cuyas funciones de onda al ser calculadas sobre los núcleos iniciales y finales no coinciden aunque físicamente corresponden al mismo estado. Este método [Hir90c] requiere una única diagonalización (que puede incluso reemplazarse por una inversión de matriz) en lugar de las dos usuales, y asegura que esos estados intermedios provienen de excitaciones  $\beta^-$  sobre el núcleo inicial  $(N, Z)$  y de excitaciones  $\beta^+$  sobre el final  $(N-2, Z+2)$ . Este nuevo formalismo confirma los resultados obtenidos con los otros, y hemos mostrado que las vidas medias evaluadas de las tres formas posibles dan resultados similares entre sí, y con buen acuerdo general con el experimento. En particular, se comprobó que se puede reemplazar la inclusión del canal delta-agujero por la aproximación  $g_A/g_V = -1$ , obteniéndose vidas medias  $T_{2\nu}^{1/2}$  muy similares en ambos casos.

Todo lo anterior permite afirmar que hay un conocimiento razonablemente bien establecido del elemento de matriz nuclear para el modo dos neutrinos, con buen acuerdo con la información experimental, y que estamos en condiciones de estudiar el modo sin neutrinos, lo que hicimos en el capítulo III.

En este modo del decaimiento beta doble aparece un nuevo ingrediente: el potencial de neutrino, originado en el intercambio de un neutrino virtual entre los dos neutrones iniciales, que

decaen al estado final con dos protones y dos electrones. Este potencial de neutrino tiene una dependencia de las coordenadas relativas de tipo coulombiano, lo que introduce la posibilidad de que los estados intermedios virtuales no sólo cambien su carga (es decir su proyección de isospín) y su espín respecto del estado inicial, tal como ocurría en el modo dos neutrinos, sino que pueden cambiar también el momento angular orbital  $l$ ; de modo que estos estados virtuales pueden tener ahora cualquier momento angular total  $I$  y paridad  $\pi$ .

Los cálculos muestran que los decaimientos mediados por transiciones permitidas ( $l=0$ ) para el modo cero neutrinos presentan la misma cancelación, en presencia de las correlaciones protón-neutrón del estado fundamental, que la hallada para el modo con dos neutrinos. En el estudio de los restantes multipolos algunos autores [Eng88b] encontraron una cancelación similar, mientras que otros [Tom87, Mut89a,b] aseguran que para las transiciones prohibidas ( $l \geq 1$ ) dicha cancelación no existe, de manera que estos multipolos dominan el modo cero neutrinos del doble decaimiento beta.

Hay aquí dos cuestiones diferentes en juego. Una de ellas es de tipo conceptual: ¿es plausible que sin mediar ninguna regla de selección las excitaciones prohibidas dominen sobre las permitidas? La otra se refiere a una limitación común a todo cálculo de estructura nuclear: la necesidad de truncar el espacio de configuración para tener un número finito de estados. Los resultados tan diferentes comentados antes están asociados a distintos criterios en la elección de la base usada, lo que evidentemente tiene efectos nada despreciables sobre los

resultados.

Nosotros encontramos que las dos preguntas están relacionadas entre sí. Propusimos un criterio físico para determinar el número de estados presentes en la base, que consiste en exigir que el espectro de los estados intermedios con momento angular  $I$  y paridad  $\pi$  esté bien descrito, lo que se garantiza si se satisface la regla de suma (3.2), que permite conocer la intensidad total de la excitación puesta en juego por cada operador multipolar. De este modo se puede asegurar que las configuraciones protón-neutrón relevantes para cada excitación a un momento angular y paridad dados, con o sin intercambio de espín, estarán presentes. Eventualmente podría mejorarse la descripción de la distribución de intensidad a lo largo del espectro, pero éste es un problema de segundo orden para el cálculo de las amplitudes de transición del decaimiento  $\beta\beta$ .

Al imponer la condición de que toda la intensidad esté presente para cada excitación hallamos que las transiciones permitidas ( $l=0$ ) dominan sobre las primeras prohibidas ( $l=1$ ). Si bien el espacio crece en forma inmanejable numéricamente para excitaciones de orden superior, tanto nuestras estimaciones como los resultados publicados hasta ahora confirman que los demás multipolos respetarán esta tendencia declinante. Con esta prescripción, y fijando las constantes como se discute en el capítulo II, fue posible entonces estimar el elemento de matriz para el modo cero neutrinos, que en el caso del  $^{70}\text{Ge}$ , usando las cotas experimentales para la vida media, nos permite establecer para la masa del neutrino  $m_\nu < 13 \text{ eV}$ , un resultado que no es de los más fuertes que se han publicado, justamente porque la parte

nuclear de la amplitud de transición es cancelada por efectos de estructura nuclear.

Tal como lo puntualizamos en el capítulo III, al restaurar la simetría SU(4) y exigir que los estados intermedios satisfagan la regla de suma (3.2), la QRPA se convierte en un formalismo sencillo y confiable para evaluar los elementos de matriz nucleares del decaimiento beta doble, permitiendo en el caso del modo cero neutrinos dar cotas a la masa del neutrino del electrón.

Hay varios puntos que se abren para el trabajo futuro, algunos de los cuales están siendo analizados actualmente. El potencial de neutrinos  $H(|r_1 - r_2|)$ , que es un operador de dos cuerpos, puede desarrollarse en una serie de Bessel-Fourier, y permite reescribir las amplitudes de transición  $\mathcal{M}_{0\nu}(s)$  en la forma (ver ecs. (3.5) a (3.7))

$$\mathcal{M}(s) \equiv \sum_{I^\pi} m(s, I^\pi) = \sum_{\substack{\alpha \alpha' I^\pi \\ pnp'n'}} \Lambda_+(pnp'n', \alpha I^\pi) \Lambda_-(pnp'n', \alpha' I^\pi) Z(pn, p'n'; I^\pi) \quad (3.5)$$

con

$$\Lambda_+(pnp'n', \alpha I^\pi) = u_p v_n X(pn I^\pi; \alpha) + v_p u_n Y(pn I^\pi; \alpha),$$

$$\Lambda_-(pnp'n', \alpha I^\pi) = v_p u_n X(pn I^\pi; \alpha) + u_p v_n Y(pn I^\pi; \alpha).$$

y

$$Z(pn, p'n'; J, I^\pi) = \sum_J (-1)^{p'+n+J+1} \hat{J}^2 \hat{I}^2 W(p'pn'n'; J I) \langle pp'; J | \mathcal{V}(s) | nn'; J \rangle \quad (3.6)$$

$$= \frac{2R}{\pi} \sum_l \int \frac{q^2 dq}{q(q+D)} \langle 0_l^+ || j_l(qr) C_I(\hat{r}) || pn, I^\pi \rangle \langle pn, I^\pi || j_l(qr) C_I(\hat{r}) || 0_l^+ \rangle$$

donde

$$C_I(\hat{r}) = \sqrt{4\pi} [Y_l \otimes \sigma^s]_{I^+}.$$

En esta forma alternativa de escribir  $Z(pn, p'n'; J, I^\pi)$  aparece

explícitamente el producto de dos operadores multipolares de un cuerpo  $j_l \cdot C_l$ , y la interacción entra en juego a través de la dependencia con el momento transferido  $q$ , siendo  $[q(q+D)]^{-1}$  la transformada de Fourier de  $H(|r_1 - r_2|)$ . Lo interesante es que aparecen explícitamente los operadores multipolares, similares a los que introdujimos en el capítulo III, pero con las funciones de Bessel esféricas  $j_l(qr)$  en lugar de  $r^l$ . Esto nos plantea la siguiente pregunta: si generalizamos la regla de suma (3.2) incluyendo las funciones de Bessel en lugar de los operadores multipolares, ¿se mantendrá la validez de nuestros resultados? Los cálculos referidos a este problema se encuentran muy avanzados, y los resultados preliminares permiten afirmar que la respuesta es positiva.

También seguiremos analizando los multipolos de orden superior, al menos hasta  $l=2$ , para corroborar la tendencia a la cancelación.

En todo este estudio hemos excluido a las corrientes dextrógiras, que dan lugar a un término en la amplitud del decaimiento beta doble sin neutrinos proporcional a  $\eta$ , tal como se discutió en el capítulo I, y a otros menores. Su inclusión, al igual que la parte de retroceso en las corrientes hadrónicas, se impone en los trabajos futuros.

La información experimental referida a cotas inferiores para la vida media del modo cero neutrinos no se limita al  $^{70}\text{Ge}$ , y está en proceso el estudio teórico de otros núcleos, lo que nos permitirá fijar mejores cotas superiores a la masa del neutrino.

En este momento, un gigantesco esfuerzo se ha concentrado en

la búsqueda del decaimiento beta doble sin neutrinos. Si es detectado, sabremos que el neutrino tiene masa, y ésta será la primer información experimental que requiera para su descripción ir más allá del modelo estándar para las interacciones electrodébiles. El pico sin neutrinos que se encuentra al final del espectro curvo de dos neutrinos ha sido comparado con la vasija llena de oro que hay donde se acaba el arco iris. Con éste a la vista, la naturaleza nos llama irresistiblemente hacia el horizonte, donde se esconde quizás el modo de desintegración beta sin neutrinos