

INTRODUCCIÓN

Después de más de cinco décadas de seguir su tortuoso rastro, los físicos experimentales han conseguido el triunfo de detectar la huella de la desintegración beta doble, el más raro de cuanto suceso radioactivo se haya jamás observado en el laboratorio. El estudio de la desintegración beta doble da luz sobre el destino y la estructura del universo [Moe90].

En un evento beta doble, dos neutrones se desintegran simultáneamente para dar lugar a dos protones, dos rayos beta (electrones) y dos antineutrinos. La búsqueda se concentra ahora en otro tipo de decaimiento beta doble, en el que no se producen ni neutrinos ni antineutrinos. Si se descubriera semejante suceso, podría revelarnos uno de los mayores misterios de la naturaleza: ¿cuál es, si es que tiene, la masa del neutrino?.

El modelo estándar de las partículas elementales y las fuerzas básicas [Gla61, Wei67, Sal68] sugiere que esta partícula eléctricamente neutra no debería tener masa, y sí acompañar a cada electrón en la desintegración beta doble. Pero el modelo es, como mínimo, incompleto. Aunque explica con éxito las interacciones que surgen de dos de las cuatro fuerzas fundamentales (la electromagnética y la débil), no logra incorporar las dos restantes (la fuerte y la gravedad).

Varias teorías van más allá del modelo estándar y sugieren que el neutrino debería tener una masa definida [Pri81, Hax84, Doi85]. Los eventos beta doble que ocurren sin la liberación de neutrinos o antineutrinos serían una consecuencia directa de la masa del neutrino. A pesar de que la masa que estas teorías le asignan es al

menos 10.000 veces menor que la del electrón, los neutrinos inundan el cosmos. Si poseen masa, podrían constituir el componente mayoritario de la misteriosa masa oscura que influye en la evolución de las galaxias y, tal vez, en la evolución total del universo mediante su atracción gravitatoria.

Según el modelo estándar, el neutrino que acompaña a un rayo beta negativo es la antipartícula correspondiente a la que acompaña a un rayo beta positivo. Sin embargo, las teorías que van más allá del modelo estándar y asignan una masa al neutrino predicen que el neutrino sería su propia antipartícula. ¿Cómo saber si estas predicciones son correctas?

El decaimiento beta doble es el proceso ideal en el que buscar una respuesta a la pregunta. Si el neutrino tiene masa y es su propia antipartícula, entonces el neutrino emitido en la primera fase del proceso podría quedar reabsorbido en la segunda, resultando una forma de desintegración en la que no se materializan neutrinos. En este caso es de esperarse que, por lo menos en algunas desintegraciones beta doble, se emitan únicamente dos electrones, sin el acompañamiento de neutrinos. Por el contrario, en el caso de que neutrino y antineutrino carezcan de masa y sean objetos distintos, entonces el neutrino emitido en la primera fase del decaimiento beta doble nunca podría absorberse en la segunda fase, y los dos electrones siempre irían acompañados de dos neutrinos.

Los primeros avances

En 1935, María G. Mayer [May35], a sugerencia de E. P. Wigner,

calculó la vida media de la desintegración beta doble. Según su esquema, dos neutrones se desintegraban simultáneamente en dos protones, dos electrones y dos antineutrinos, cambiando en dos el número atómico del elemento padre. El resultado de Mayer fue una vida media de más de 10^{17} años, una lentitud exasperante aún en la escala geológica. Esto explicaría por qué se encuentran todavía en la naturaleza algunos isótopos inestables.

Aunque la vida media predicha desalentaba cualquier intento de observación directa en el laboratorio, podía existir alguna esperanza de encontrar pruebas indirectas del decaimiento beta doble en acumulaciones sospechosas de los productos resultantes en minerales geológicamente viejos y ricos en los elementos progenitores. Lo normal sería que la producción infinitesimal de átomos hijos quedara oculta entre la enorme masa de átomos idénticos presentes en los minerales desde el momento de su formación. Pero los átomos de los gases nobles quedan ampliamente excluidos de los minerales en el proceso de cristalización, a causa de su volatilidad e inactividad química; cualquier átomo de esos que se produjera en el interior de la muestra se añadiría a la baja concentración natural del gas. Por suerte para nosotros, entre los isótopos que son candidatos a la desintegración beta doble hay algunos cuyos hijos son gases nobles.

El decaimiento beta doble del ^{82}Se daría un gas noble, el kriptón; la desintegración del ^{126}Te y del ^{130}Te otro gas noble: el xenón. Los minerales que contiene selenio o telurio deberían, por lo tanto, ir acumulando kriptón o xenón con el paso del tiempo. Ciertamente, la cantidad de gas producido durante mil millones de años de vida de un mineral sería pequeña; no llegaría a una parte

en cien millones, si las estimaciones de Mayer era esencialmente correctas.

En 1949 Michael G. Inghram y John H. Reynolds [Ing49], de Chicago, ingeniaron un técnica para examinar los gases fósiles atrapados en yacimientos antiguos de selenio y telurio. Liberaron los gases en un espectrómetro de masas, con el objeto de determinar su composición. En 1968, después de algunos refinamientos de este método geoquímico, Till Kirsten y sus colegas [Kir68] encontraron un concluyente exceso de xenón 130 en un yacimiento de telurio de 1300 millones de años. Este resultado constituía la primer prueba indiscutible de la realidad del decaimiento beta doble.

A partir de la edad del yacimiento y de la fracción de telurio que se había desintegrado en xenón, se determinó la vida media de la desintegración beta doble del ^{130}Te . Estos experimentos geoquímicos plantearon dos problemas importantes. Por un lado, podían haberse producido pequeñas cantidades de xenón mediante procesos distintos de la desintegración beta doble. Por otro, podían haberse perdido pequeñas cantidades de gas del yacimiento a través de un lento proceso de difusión o de repentinos procesos catastróficos que hubieran calentado el yacimiento. Los geoquímicos, asistidos de razón, negaron valor a esas objeciones, pero las dudas persistían.

El decaimiento beta doble sin neutrinos y la paridad

En 1939 Wendell H. Furry [Fur39] sugirió la posibilidad de que el decaimiento beta doble ocurriera sin la emisión de neutrinos. Furry se dió cuenta de que, si los neutrinos eran partículas de

Majorana [Maj37] -idénticas a sus antipartículas-, la desintegración beta doble, sin neutrinos podía competir con el decaimiento beta doble con dos neutrinos de Mayer. Furry estimó que el decaimiento sin neutrinos debía ocurrir con una frecuencia un millón de veces mayor que la del modo dos neutrinos; siendo aún este proceso lo suficientemente raro como para explicar la aparente estabilidad de los núcleos par-par.

Parecía que la gran diferencia de vidas medias predichas permitiría determinar si, en efecto, se estaba produciendo una desintegración sin neutrinos. Edward L. Fireman [Fir48] realizó experimentos con estaño enriquecido con ^{124}Sn , y reportó haber observado el modo de desintegración sin neutrinos. Pero luego se comprobó que trazas de elementos radioactivos en cantidades mínimas distorsionaron los resultados, problema que sufrieron muchos esfuerzos posteriores.

En 1957 un problema más serio eclipsó los encontrados por los físicos experimentales: Chieng-Shiung Wu y sus colaboradores [Wu57] realizaron un experimento basado en el trabajo teórico de Yang y Lee [Lee56], revelando que todos los antineutrinos emergen de una desintegración beta simple con la misma orientación del espín respecto del momento, es decir con la misma helicidad. Esto significaba que para las interacciones débiles la probabilidad de un resultado no es la misma que la de su imagen especular: no se conserva la paridad.

El trabajo de Wu condujo a otras demostraciones de que el antineutrino que acompaña a un rayo beta negativo (un electrón) se orienta siempre a derecha (es dextrógiro), mientras que el neutrino que acompaña a un rayo beta positivo (un positrón) es

siempre levógiro. Si la paridad se conservara en una desintegración beta, sería igualmente probable una configuración dextrógira que una levógira para cada tipo de desintegración.

El descubrimiento de la no conservación de la paridad en la desintegración beta implicaba que el decaimiento beta doble sin neutrinos era un proceso muy poco probable: en la primera mitad del proceso un neutrón libera un electrón y un antineutrino dextrógiro, que solo puede ser absorbido por un protón, que se convertirá a su vez en neutrón expulsando un positrón. El núcleo resultante es igual al original, y este proceso no conduce a una desintegración beta doble. Solo si el antineutrino dextrógiro pudiera convertirse en uno levógiro, un neutrón podría absorberlo, desintegrándose en un protón y un segundo electrón. Un observador vería dos neutrones desintegrándose en dos protones, expulsando dos electrones y ningún neutrino en el proceso.

En la teoría de Furry la distinción entre neutrino y antineutrino resultaba artificial, al pensarlos como partículas de Majorana. La única diferencia se apoyaba en la orientación con la que emergen en los distintos procesos. Pero al considerar la orientación adecuada en cada caso, el modo sin neutrinos resultaba estar prohibido ¡con independencia de que el neutrino fuera o no una partícula de Majorana! Llegados a este punto, se abandonaron la mayoría de los experimentos sobre decaimiento beta doble.

La masa del neutrino

A fines de los setenta comenzó a tomar cuerpo la idea de que los neutrinos tenían masa, lo que eliminaría el escollo que había

prohibido desde un punto de vista teórico el decaimiento beta doble sin neutrinos. El ritmo de desintegración permitido por la masa del neutrino sería más lento que la predicción original de Furry, pero la desintegración podía ocurrir en un nivel muy bajo, determinado por la magnitud de la masa de los neutrinos. Así, la búsqueda del decaimiento beta doble sin neutrinos se convirtió en el banco de pruebas para determinar si los neutrinos son partículas de Majorana y cuál es su masa; y resurgió una intensa actividad experimental y teórica.

La relación entre la masa del neutrino y su orientación surge de la teoría especial de la relatividad, según la cual una partícula sin masa viaja siempre a la velocidad de la luz, mientras que una con masa no nula nunca puede hacerlo, y por ello podemos encontrar un sistema de referencia respecto del cual esté detenida, y otro en el que invertimos el sentido de su movimiento sin cambiar la dirección de su espín. En consecuencia, la transformación derecha-izquierda necesaria para el decaimiento beta doble sin neutrinos podría ocurrir si los neutrinos poseyeran masa.

La necesidad de la transformación derecha-izquierda podría obviarse si ninguno de los casos de desintegración siguiera las reglas de orientación que parecen aplicarse a la emisión y absorción de neutrinos. Los experimentos indican los vectores espín y momento sólo con cierto grado de exactitud. La desintegración de un neutrón podría, en contadas ocasiones, producir un neutrino de Majorana levógiro, así como algunas otras veces un neutrón podría absorber un neutrino de Majorana dextrógiro. Pero estas violaciones a las reglas de absorción y emisión de neutrinos exigirían que el neutrino tuviera masa.

Para que se produzca la desintegración beta doble sin neutrinos, es necesario que el neutrino tenga masa; y viceversa, la observación del fenómeno implicaría que el neutrino posee masa [Doi85].

La detección del modo con dos neutrinos

Los físicos experimentales no han conseguido detectar el modo sin neutrinos pero el progreso en el formidable problema que representa distinguir el decaimiento beta doble de los sucesos espúreos ha llevado a la detección del modo dos neutrinos. En 1987, S. R. Elliot, A. A. Hahn y M. K. Moe [E1187] reportaron estos primeros resultados, obtenidos en una muestra de ^{82}Se , elegido porque su energía de desintegración era mayor que casi todas las demás y los resultados geoquímicos indicaban una vida media bastante corta.

Se preparó una muestra enriquecida al 97 % con ^{82}Se , que se colocó en una cámara de proyección de tiempo: un dispositivo lleno de gas sometido a un campo magnético intenso. Cualquier suceso beta doble dejaría una señal característica en la cámara: dos electrones describiendo una espiral que se alejaba de la muestra de selenio. Esta firma inimitable permitió distinguirlos de los decaimientos beta simples (con una sola espiral), de los pares electrón-positrón generados por rayos gamma al incidir sobre la muestra (pues en la espiral doble el positrón se curva al revés) y de dos electrones expulsados a la vez por sucesos espacialmente separados.

Los sensores podían ser engañados por una desintegración beta sencilla, que deje al núcleo en un estado excitado, y que decaiga

inmediatamente transfiriendo esa energía a un electrón orbital, expulsándose de este modo dos electrones de un mismo átomo. Estos procesos ocurren en átomos pesados como los productos de desintegración del uranio y el torio. Por fortuna estos productos continúan desintegrándose. Por ejemplo el ^{214}Bi , un contaminante que genera excelentes imitaciones del decaimiento beta doble, en un milisegundo emite una partícula alfa (compuesta por dos protones y dos neutrones) que señala el falso suceso. Para poder detectar estas partículas alfa, que tienen muy poco poder de penetración, se trabajó con muestras de selenio delgadas, lo que por otro lado limitó la masa de la muestra y la precisión del experimento.

Todo el aparato se encerró entre gruesas paredes de plomo, y como aún así penetraban unos 40 rayos cósmicos por segundo, se instaló un detector que impidiera el registro de estos eventos. Incluso con esta precaución, la cámara detectaba una traza cada aproximadamente tres segundos, siendo sólo una de cada 90.000 proveniente de un decaimiento beta doble (una señal cada tres días). Se recogieron datos durante un año, obteniendo información suficiente como para tener una idea del espectro de energía. Para el modo dos neutrinos se esperaba que este espectro fuera una curva ancha, ya que, en cada desintegración, la energía se distribuiría de manera diferente entre los electrones y los neutrinos. Para el modo sin neutrinos, los electrones llevarían toda la energía del decaimiento y era de esperar que el espectro mostrara un pico claro.

El espectro de energía reveló el modo dos neutrinos; no mostró el pico de los sucesos sin neutrinos. El ritmo de los sucesos indicaba que la vida media del ^{82}Se era 1.1×10^{20} años.

La cámara de proyección de tiempo se trasladó hace poco a un túnel subterráneo en el pantano de Hoover, con el fin de evitar el ruido de fondo inducido por los rayos cósmicos que escapaban al detector que los desechaba. El dispositivo detecta sucesos beta doble en su búsqueda de desintegraciones sin neutrinos. Aunque dicho modo no se ha detectado, la medición de la vida media del modo dos neutrinos ha servido para acotar mejor la masa del neutrino al aportar uno de los factores que se necesitan en el cálculo de la masa a partir del modo sin neutrinos.

El cálculo teórico

El ritmo de desintegración sin neutrinos guarda relación con tres factores. En primer lugar con la masa del neutrino. Luego, con la diferencia de energías entre el elemento progenitor y el producto (valor Q del decaimiento). El tercer factor es el elemento de matriz, cantidad teórica que da cuenta de las interacciones entre las partículas del núcleo y de los estados intermedios virtuales. Una medición del ritmo de desintegración sin neutrinos se podría utilizar para encontrar la masa del neutrino, siempre que el elemento de matriz pudiera calcularse a partir de principios físicos fundamentales. Pero los cálculos de los elementos de matriz son altamente complicados y, en consecuencia, sus valores resultan algo inciertos.

En el caso del decaimiento con dos neutrinos, sin embargo, el ritmo de desintegración depende sólo del elemento de matriz y del valor Q que es conocido. La medición del ritmo de desintegración de dos neutrinos (o equivalentemente de su vida media) constituye una

comprobación directa de modelos del elemento de matriz; y suministra una base firme a uno de los factores que se necesitan para calcular la masa del neutrino a partir de la vida media del modo sin neutrinos.

El objetivo de esta tesis es el cálculo de estos elementos de matriz, y en particular la parte nuclear de ellos, para ambos modos de desintegración beta doble, incluyendo el análisis de las dificultades inherentes a su evaluación.

Los experimentos futuros

Con la esperanza de determinar la masa del neutrino, unos 20 laboratorios en todo el mundo están buscando el modo sin neutrinos. El detector más sensible para medir la desintegración sin neutrinos desarrollado hasta ahora es el calorímetro, que sólo mide una cosa: la energía total de los dos electrones. La técnica - desarrollada por M. Goldhaber y E. der Mateosian- es efectiva cuando el isótopo emisor y el detector son exactamente los mismos. E. Fiorini [Fio72] adaptó la técnica a un calorímetro de cristal de germanio, que es un detector que contiene un 8 % de ^{76}Ge , un isótopo padre en el decaimiento beta doble.

El calorímetro resulta el más engañoso de todos los detectores beta doble, incapaz como es de distinguir entre una desintegración beta doble y cualquier otro proceso que libere la energía apropiada. Sin embargo, los detectores de germanio han demostrado ser herramientas muy poderosas en la larga búsqueda del modo sin neutrinos. Es posible hacer crecer monocristales de germanio muy puro y sin apenas contaminación radioactiva. Una desintegración

beta doble producida dentro del cristal se detectaría con una seguridad próxima al cien por cien. La energía liberada puede medirse con una precisión tan alta que la búsqueda del decaimiento sin neutrinos puede limitarse a una estrecha ventana de energías centrada en la angosta línea espectral esperada para el modo sin neutrinos.

Se pueden disponer varios cristales uno tras otro, y someter bajo control a un notable número de átomos de ^{76}Ge . Mediante un detector de rayos gamma que rodee al germanio, se podrá identificar -y desechar- la actividad de los rayos gamma en los cristales. D.O. Caldwell y sus colaboradores [Cal87] han construido el dispositivo más sensible del mundo, un conjunto de ocho cristales de germanio. El grupo aún no ha observado el pico de energía que correspondería al modo sin neutrinos. Concluyen con ello que la vida media del decaimiento sin neutrinos en el ^{76}Ge se prolonga, como mínimo, 3.3×10^{24} años: sólo ocurrirían tres o cuatro sucesos por año y por kilo de germanio. Esta cota para la vida media corresponde a un límite superior para la masa del neutrino de entre 1 y 10 eV.

Nuevos experimentos que utilizan cristales en los que el ^{76}Ge se ha enriquecido hasta 10 veces más que en su estado natural pueden llegar a ser entre tres y diez veces más sensibles a la masa del neutrino que los detectores actuales. Grandes calorímetros y detectores que utilizan ^{100}Mo , ^{180}Xe y otros isótopos de alta energía de transición pueden incluso superar esos valores de sensibilidad.

El plan de esta tesis

En el capítulo I desarrollaremos el formalismo necesario para

el cálculo del elemento de matriz para los modos con y sin emisión de neutrinos, profundizando en los temas planteados cualitativamente en esta introducción. La física del neutrino, y en particular el cálculo de su masa, se detallan en el apéndice A.

El capítulo II está dedicado al modo dos neutrinos. En él se reseñan las dificultades asociadas al cálculo del elemento de matriz $M_{2\nu}$, y la forma en que la aproximación de fases al azar para cuasipartículas QRPA (cuyo formalismo es desarrollado en el apéndice C) puede ser un medio confiable de evaluarlo.

En el decaimiento beta doble hay tres núcleos distintos involucrados: el par-par[#] inicial con Z protones y N neutrones, el par-par final (Z+2, N-2) y el impar-impar intermedio (Z+1, N-1), en el que se realizan los estados intermedios virtuales. Estudiaremos los espectros de energía de las excitaciones con intercambio de carga, con y sin cambio de espín (Gamow-Teller y Fermi respectivamente) en los núcleos impar-impar, incluyendo el efecto de apantallamiento de las intensidades de estas transiciones por el acoplamiento con el canal isóbaro delta-agujero, que designamos QRPA renormalizada (RQRPA) y describimos en el apéndice D. Analizaremos cuidadosamente los problemas debidos al cálculo en estos tres núcleos al mismo tiempo, y propondremos un formalismo alternativo para el cálculo de los observables asociados al decaimiento beta doble, especialmente adaptado para esta situación, cuyos detalles aparecen en el apéndice E.

También en el capítulo II analizamos la importancia de las correlaciones protón-neutrón en la descripción del estado fundamental del núcleo padre del decaimiento beta doble, y su relación con la restauración de las simetrías de isospín y SU(4).

Los parámetros del modelo: las energías de partícula independiente y las intensidades de la interacción para los canales de apareamiento de protón y neutrón, y la interacción residual protón-neutrón, que en los tres casos se tomaron tipo función $\delta(r)$, así como los criterios para determinar sus valores se describen en el apéndice B.

El capítulo III contiene la evaluación del elemento de matriz para el modo sin neutrinos. Se discute allí la importancia de la completitud del conjunto de estados intermedios, asegurada si se satisface la regla de suma del operador con intercambio de carga. Se estudia en particular el ^{70}Ge y se discuten cotas para la masa del neutrino.

Las conclusiones nos permiten revisar el material mostrado y comentar brevemente la propuesta de trabajo futura.