

Emisión de partículas tras la desintegración β^+ en
núcleos deficientes en neutrones: ^{17}Ne , ^{32}Ar y
 ^{33}Ar .

MEMORIA REALIZADA PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE DOCTOR
Ricardo Domínguez Reyes

Directores

Dra. María José García Borge

Dr. Luis Mario Fraile Prieto

7 de octubre de 2010

Índice General

| | |
|--|-----------|
| Índice | i |
| Índice de figuras | vii |
| 1 Introducción | 1 |
| 1.1 Desintegración β | 2 |
| 1.1.1 Teoría de Fermi de la desintegración β | 5 |
| 1.1.2 Desintegraciones Permitidas | 12 |
| 1.1.3 Distribución de intensidad β Gamow-Teller B(GT) | 14 |
| 1.1.4 Desintegraciones Prohibidas | 16 |
| 1.2 Emisión de partículas tras la desintegración β : Interés físico | 17 |
| 1.2.1 Emisión de partículas | 18 |
| 1.2.2 Espectros de emisión de partículas cargadas | 21 |
| 1.2.3 Resultados espectroscópicos | 23 |
| 1.3 Matriz R | 26 |
| 1.3.1 Matriz R multicanal y multinivel | 27 |
| 1.3.2 Cálculo de la distribución de partículas en la desintegración β | 31 |
| 1.3.3 Definición de canal en la emisión de partículas tras la desintegración β | 34 |
| 1.3.4 Interferencias | 35 |
| 2 Instalaciones y sistemas de medida | 39 |
| 2.1 CERN | 39 |
| 2.1.1 Proton Synchroton Booster (PSB) | 40 |
| 2.1.2 Proton Synchroton (PS) | 41 |
| 2.1.3 Super Proton Synchroton (SPS) | 41 |
| 2.1.4 Large Hadron Collider (LHC) | 41 |
| 2.1.5 ISOLDE | 42 |
| 2.1.6 REX-ISOLDE | 45 |
| 2.1.7 HIE-ISOLDE | 45 |
| 2.1.8 Blancos y fuentes de iones | 45 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.2 | GANIL | 48 |
| 2.2.1 | SPIRAL-I | 50 |
| 2.2.2 | SPIRAL-2 | 52 |
| 2.2.3 | EXOGAM | 53 |
| 2.3 | Detectores | 53 |
| 2.3.1 | Detectores de Silicio de partículas cargadas | 53 |
| 2.3.2 | Centelleadores | 59 |
| 2.3.3 | Detectores de Germanio | 60 |
| 2.4 | Montajes experimentales | 64 |
| 2.4.1 | <i>Silicon Ball</i> | 64 |
| 2.4.2 | <i>Silicon Cube</i> | 66 |
| 3 | Geometría, calibración y electrónica | 69 |
| 3.1 | <i>Silicon Ball</i> : Geometría y calibración | 69 |
| 3.1.1 | Geometría | 69 |
| 3.1.2 | Calibración | 71 |
| 3.1.3 | Reconstrucción en energía | 73 |
| 3.1.4 | Construcción de los espectros finales | 75 |
| 3.2 | <i>Silicon Cube</i> : Geometría y calibración | 75 |
| 3.2.1 | Geometría: Ordenación de las bandas | 75 |
| 3.2.2 | Geometría: Cálculo de la posición de la fuente | 76 |
| 3.2.3 | Calibración de los detectores de partículas cargadas | 81 |
| 3.2.4 | Consideraciones adicionales | 84 |
| 3.2.5 | Calibración en energía de los detectores γ | 88 |
| 3.2.6 | Calibración en eficiencia a bajas energías de los detectores γ | 88 |
| 3.2.7 | Construcción de los espectros finales | 92 |
| 3.3 | Electrónica | 96 |
| 3.3.1 | Electrónica: Experimento en ISOLDE | 97 |
| 3.3.2 | Electrónica: Experimento en GANIL | 98 |
| 3.4 | Lógica de <i>Trigger</i> | 101 |
| 3.4.1 | Lógica de <i>Trigger</i> : Experimento de ISOLDE | 101 |
| 3.4.2 | Lógica de <i>Trigger</i> : Experimento de GANIL | 101 |
| 4 | Análisis ^{17}Ne | 103 |
| 4.1 | Experimento | 103 |
| 4.2 | Motivación Física | 103 |
| 4.3 | ^{17}Ne : Conocimiento previo | 105 |
| 4.4 | Desintegración β del ^{17}Ne | 107 |
| 4.5 | Estimación de la vida media de la desintegración | 109 |
| 4.6 | Selección por <i>Tiempo de Vuelo</i> | 109 |
| 4.7 | Telescopio | 113 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 4.8 | Respuesta gaussiana del detector | 114 |
| 4.9 | Aplicación de <i>Matriz R</i> al espectro de protones βp | 118 |
| 4.10 | Canales de protones procedentes de estados $3/2^-$ | 119 |
| 4.10.1 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (4.59 MeV) | 121 |
| 4.10.2 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (5.48 MeV) | 121 |
| 4.10.3 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (8.07 MeV) | 123 |
| 4.10.4 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (8.73 MeV) | 124 |
| 4.10.5 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (9.54 MeV) | 125 |
| 4.10.6 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.00 MeV) | 126 |
| 4.11 | Canales de protones procedentes de estados $1/2^-$ | 127 |
| 4.11.1 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (3.10 MeV) | 127 |
| 4.11.2 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (6.05 MeV) | 127 |
| 4.11.3 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (7.67 MeV) | 127 |
| 4.11.4 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (8.46 MeV) | 130 |
| 4.11.5 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.94 MeV) | 130 |
| 4.11.6 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.21 MeV) (IAS) | 131 |
| 4.11.7 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.30 MeV) | 132 |
| 4.12 | Canales de protones procedentes de niveles de de espín y paridad compatibles con $1/2^-$ y $3/2^-$ | 132 |
| 4.13 | Resultados del ajuste del canal de protones βp | 132 |
| 4.14 | Identificación de las componentes del espectro α | 134 |
| 4.15 | Aplicación de <i>Matriz R</i> al espectro α del canal $\beta\alpha$ | 134 |
| 4.16 | Canales de partículas α procedentes de estados $3/2^-$ | 138 |
| 4.16.1 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (11.8 MeV) | 138 |
| 4.16.2 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.36 MeV) | 140 |
| 4.16.3 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.04 MeV) | 141 |
| 4.16.4 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (9.38 MeV) | 141 |
| 4.16.5 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (8.03 MeV) | 141 |
| 4.17 | Canales de partículas α procedentes de estados $1/2^-$ | 141 |
| 4.17.1 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.27 MeV) | 141 |
| 4.17.2 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.82 MeV) | 143 |
| 4.17.3 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.63 MeV) | 143 |
| 4.17.4 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.57 MeV) | 143 |
| 4.17.5 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (8.5 MeV) | 144 |
| 4.18 | Canales de partículas α procedentes de niveles de espín y paridad compatibles con $1/2^-$ y $3/2^-$ | 144 |
| 4.19 | Resultados del ajuste del canal de protones $\beta\alpha$ | 145 |
| 4.20 | Aplicación de Matriz R al espectro α del canal $\beta p\alpha$ | 145 |
| 4.21 | Coincidencias $p\text{-}\alpha$ en el canal $\beta p\alpha$ | 145 |
| 4.22 | Cálculo de resultados finales | 148 |
| 4.22.1 | Obtención de las <i>razones de ramificación</i> | 149 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.22.2 | Cálculo de las anchuras totales | 152 |
| 4.23 | Discusión de los valores finales | 152 |
| 4.23.1 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (4.59 MeV) | 153 |
| 4.23.2 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (5.48 MeV) | 153 |
| 4.23.3 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (8.07 MeV) | 154 |
| 4.23.4 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (8.73 MeV) | 154 |
| 4.23.5 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (9.54 MeV) | 155 |
| 4.23.6 | Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.00 MeV) | 156 |
| 4.23.7 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (3.10 MeV) | 156 |
| 4.23.8 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (6.05 MeV) | 157 |
| 4.23.9 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (7.67 MeV) | 157 |
| 4.23.10 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (8.46 MeV) | 158 |
| 4.23.11 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.94 MeV) | 158 |
| 4.23.12 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.21 MeV) | 159 |
| 4.23.13 | Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.30 MeV) | 159 |
| 4.24 | Cálculo de la <i>distribución de intensidad β Gamow-Teller</i> B(GT) . . . | 160 |
| 4.25 | Cálculo del <i>factor de quenching</i> | 161 |
| 5 | Resultados ^{17}Ne | 163 |
| 5.1 | Comparación con la información previa | 163 |
| 5.2 | Transiciones desde el IAS | 164 |
| 5.3 | Nivel a 7.67 MeV | 170 |
| 5.4 | Nivel a 8.73 MeV | 171 |
| 5.5 | Nivel a 12 MeV | 173 |
| 5.6 | Distribución de B(GT) | 174 |
| 5.7 | Energías de excitación | 175 |
| 5.8 | Esquema de niveles | 175 |
| 6 | Análisis $^{32,33}\text{Ar}$ | 179 |
| 6.1 | Experimento | 179 |
| 6.2 | Conocimiento previo de los núcleos en estudio: ^{33}Ar y ^{32}Ar | 179 |
| 6.3 | ^{32}Ar : Conocimiento previo | 181 |
| 6.4 | Desintegración β del ^{32}Ar | 183 |
| 6.5 | ^{33}Ar : Conocimiento previo | 184 |
| 6.6 | Desintegración β del ^{33}Ar | 185 |
| 6.7 | Espectro de protones | 187 |
| 6.7.1 | Procesado de los datos | 187 |
| 6.7.2 | Obtención de energías y áreas | 193 |
| 6.8 | Espectro γ | 197 |
| 6.9 | Espectro de coincidencias | 200 |
| 6.10 | Comparación entre espectros directos y en coincidencia | 201 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 6.11 | Cálculo de las <i>razones de ramificación</i> | 204 |
| 6.11.1 | Eficiencia de detección en el detector de $64 \mu\text{m}$ | 205 |
| 6.11.2 | Cálculo de la alimentación de estados fundamentales | 206 |
| 6.11.3 | Cálculo de la alimentación de los estados ligados | 207 |
| 6.11.4 | Emisión γ desde el IAS | 208 |
| 6.12 | Cálculo de la <i>distribución de intensidad β Gamow-Teller</i> B(GT) . . . | 209 |
| 6.13 | Cálculo del <i>factor de quenching</i> | 212 |
| 7 | Resultados $^{32,33}\text{Ar}$ | 215 |
| 7.1 | Resultados: ^{33}Ar | 216 |
| 7.1.1 | Energías de excitación | 217 |
| 7.1.2 | Transiciones desde el estado a 4.7 MeV | 218 |
| 7.1.3 | Transiciones desde el estado a 4.4 MeV | 218 |
| 7.1.4 | Transiciones desde el estado a 8.1 MeV | 218 |
| 7.1.5 | Transiciones desde el estado a 9.1 MeV | 218 |
| 7.1.6 | Transiciones desde los estados a 7.7 y 8.5 MeV | 219 |
| 7.1.7 | Emisiones de protones a 3571(2) keV y 4202(2) keV | 219 |
| 7.1.8 | Distribución B(GT) | 219 |
| 7.1.9 | Asignación de espín y paridad | 227 |
| 7.2 | Resultados: ^{32}Ar | 228 |
| 7.2.1 | Energías de excitación | 229 |
| 7.2.2 | Asignación de espín y paridad | 230 |
| 7.2.3 | Transición desde el nivel a 2.2 MeV | 230 |
| 7.2.4 | Transiciones desde el nivel 5.4 MeV | 230 |
| 7.2.5 | Transiciones desde el nivel 5.7 MeV | 232 |
| 7.2.6 | Transiciones desde el nivel 6.1 MeV | 232 |
| 7.2.7 | Transición desde el nivel 6.3 MeV | 232 |
| 7.2.8 | Distribución B(GT) | 233 |
| 8 | Conclusiones | 241 |
| | Bibliografía | 245 |

Índice de Figuras

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Esquema de la desintegración β | 5 |
| 1.2 | Comparación de las distribuciones de partículas en la desintegración β teórica y experimental. | 8 |
| 1.3 | Relación entre $\log(ft)$ y las características de la desintegración β asociada. | 10 |
| 1.4 | Esquema de la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β | 20 |
| 1.5 | Espectro de protones de la desintegración β del ^{33}Ar | 22 |
| 1.6 | Espectro del ^{115}Xe y ^{118}Cs | 24 |
| 1.7 | Esquema de la unión de las funciones de onda <i>entrante</i> y <i>saliente</i> en el espacio de fases. | 29 |
| 1.8 | Esquema de la definición de canal de desintegración. | 36 |
| 1.9 | Superposición de dos funciones Breit-Wigner sufriendo diversos tipos de interferencia. | 38 |
| 2.1 | Esquema de los aceleradores de CERN. | 40 |
| 2.2 | Esquema de ISOLDE. | 43 |
| 2.3 | Fotografía de un blanco de carburo de uranio. | 47 |
| 2.4 | Esquema de GANIL. | 48 |
| 2.5 | Esquema de LIRAT. | 51 |
| 2.6 | Esquema de LIRAT e IBE. | 52 |
| 2.7 | Valor absoluto de la diferencia entre la energía depositada en las bandas delanteras y traseras de un DSSSD. | 56 |
| 2.8 | Esquema y fotografía de un detector DSSSD. | 57 |
| 2.9 | Esquema de la sección de un DSSSDc de $300\ \mu\text{m}$ | 58 |
| 2.10 | Esquema y fotografía de un Si-PAD | 58 |
| 2.11 | Diagrama ΔE -E. | 59 |
| 2.12 | Esquema y fotografía de un detector Clover. | 62 |
| 2.13 | Cociente entre el número de cuentas en el fotopico en los picos de las fuentes de calibración con y sin el proceso de reconstrucción de energía de los fotones en un detector CLOVER. | 63 |
| 2.14 | Esquema y fotografía de un detector de la <i>Silicon Ball</i> | 65 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.15 | Fotografía de la <i>Silicon Ball</i> y del marco de montaje de los detectores. | 66 |
| 2.16 | Esquema de <i>Silicon Cube</i> y del montaje experimental del experimento realizado en GANIL. | 68 |
| 2.17 | Fotografía de parte de <i>Silicon Cube</i> . | 68 |
| 3.1 | Esquema de los sistemas de referencia de <i>Silicon Ball</i> . | 70 |
| 3.2 | Esquema de la numeración de los detectores de <i>Silicon Ball</i> . | 72 |
| 3.3 | Dependencia angular en la pérdida de energía en la capa inerte. | 72 |
| 3.4 | Esquema de la dependencia angular del grosor efectivo de carbono atravesado por las partículas. | 74 |
| 3.5 | Distribución de impactos sobre la superficie de Silicio 4. | 77 |
| 3.6 | Sistema de coordenadas sobre la superficie de un DSSSD. | 77 |
| 3.7 | Distribución de impactos sobre la superficie de los detectores Silicio 1, 3, 4 y 5. | 79 |
| 3.8 | Distribución de impactos sobre la superficie del detector Silicio 6. | 79 |
| 3.9 | Esquema de <i>Silicon Cube</i> con los telescopios numerados. | 80 |
| 3.10 | Distribución de impactos sobre la superficie del detector Silicio 5 situado bajo la cinta de implantación. | 81 |
| 3.11 | Posición aparente de la fuente sobre Silicio 4 y Silicio 6 respecto a Silicio 5. | 82 |
| 3.12 | Posición aparente de la fuente del centro de <i>Silicon Cube</i> en todos los detectores. | 82 |
| 3.13 | Esquema de la geometría del montaje experimental usado en GANIL con el orden y orientación de las bandas de los DSSSD y la distancia de cada detector al centro. | 83 |
| 3.14 | Espectro βp de ^{33}Ar en canales correspondiente a la banda 7 de Silicio 4. | 87 |
| 3.15 | Espectro γ de las fuentes de calibración ^{133}Ba , ^{137}Cs y ^{207}Bi . | 91 |
| 3.16 | Espectro γ de las fuentes de calibración ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{152}Eu . | 91 |
| 3.17 | Curvas de eficiencia del CLOVER C1. | 93 |
| 3.18 | Curvas de eficiencia del CLOVER C2. | 94 |
| 3.19 | Curvas de eficiencia del CLOVER C3. | 95 |
| 3.20 | Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de ISOLDE. | 98 |
| 3.21 | Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de ISOLDE. | 99 |
| 3.22 | Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL. | 99 |
| 3.23 | Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL. | 100 |
| 3.24 | Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL. | 100 |
| 3.25 | Esquema de la lógica de trigger del experimento realizado en GANIL. | 102 |
| 4.1 | Esquema del montaje experimental usado en el experimento realizado en IOSLDE. | 104 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.2 | Esquema de la emisión de partículas tras la desintegración β del ^{17}Ne . | 108 |
| 4.3 | Ajuste de la distribución de sucesos de ^{17}Ne a lo largo del tiempo. . . | 110 |
| 4.4 | Espectro <i>ToF</i> con las regiones de selección de protones y partículas α . | 111 |
| 4.5 | Espectros directo, de protones y α de <i>Silicon Ball</i> | 112 |
| 4.6 | Representación <i>ToF</i> de la contribución de los sucesos aleatorios. . . . | 114 |
| 4.7 | Espectros del detector delantero y trasero del telescopio usado en el experimento de ISOLDE. | 115 |
| 4.8 | Superposición de espectros α de <i>Silicon Ball</i> y DSSSD. | 116 |
| 4.9 | Comparación y convolución de una función Breit-Wigner y una función gaussiana. | 117 |
| 4.10 | Ajuste de Matriz <i>R</i> del espectro de protones. | 120 |
| 4.11 | Contribución de la emisión de protones desde los estados $3/2^-$ al ajuste de <i>Matriz R</i> | 122 |
| 4.12 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.07 MeV. | 123 |
| 4.13 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.73 MeV. | 125 |
| 4.14 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 9.54 MeV. | 126 |
| 4.15 | Contribución de la emisión de protones desde los estados $1/2^-$ al ajuste de <i>Matriz R</i> | 128 |
| 4.16 | Detalle del espectro de protones en la región entre 6 y 9 MeV con las contribuciones de los diferentes canales. | 129 |
| 4.17 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.46 MeV. | 130 |
| 4.18 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.21 MeV. | 131 |
| 4.19 | Espectro completo α frente al espectro del canal $\beta p \alpha$ | 135 |
| 4.20 | Contribución de todos los canales al ajuste de <i>Matriz R</i> del espectro α de <i>Silicon Ball</i> y el DSSSD. | 137 |
| 4.21 | Contribución de los estados $3/2^-$ al ajuste de <i>Matriz R</i> del espectro α . | 139 |
| 4.22 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.8 MeV. | 140 |
| 4.23 | Contribución de los estados $1/2^-$ al ajuste de <i>Matriz R</i> del espectro α . | 142 |
| 4.24 | Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.21 MeV. | 143 |
| 4.25 | Espectro α del canal $\beta p \alpha$ | 147 |
| 4.26 | Coincidencias entre protones y partículas α del canal $\beta p \alpha$ | 148 |
| 4.27 | Ajuste de <i>Matriz R</i> del espectro α y de protones escalados entre ellos. | 149 |
| 4.28 | Comparación de los valores B(GT) de la desintegración β del ^{17}Ne experimental y teórico. | 161 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.1 | Compración de los valores $B(GT)$ de la desintegración β del ^{17}Ne experimental y teórico. | 176 |
| 5.2 | Esquema de la desintegración β del ^{17}Ne | 177 |
| 6.1 | Esquema del dispositivo experimental usado en el experimento realizado en GANIL. | 180 |
| 6.2 | Esquema de la emisión de protones tras la β del ^{32}Ar | 183 |
| 6.3 | Esquema de la emisión de protones tras la desintegración β del ^{33}Ar | 186 |
| 6.4 | Diagrama bidimensional que representa la energía depositada en las bandas delanteras frente a la energía depositada en las traseras en un DSSSD. | 188 |
| 6.5 | Histograma que representa, el valor absoluto de la diferencia entre la energía depositada en las bandas delanteras y traseras para el detector Silicio 1. | 189 |
| 6.6 | Esquema de las bandas de un <i>DSSSD</i> y los diferentes impactos entre ellas. | 190 |
| 6.7 | Diagrama bidimensional que representa la energía depositada en las bandas delanteras frente a la energía depositada en las traseras, para sucesos en los que la partícula es detectada en más de una banda delantera a la vez. | 191 |
| 6.8 | Espectro de los detectores VETO. | 193 |
| 6.9 | Evolución del espectro de protones del ^{33}Ar con la imposición de las diferentes condiciones a los datos. | 194 |
| 6.10 | Ajuste a distribución gaussiana más fondo plano para el pico de protones a 1312 keV procedente de la desintegración β del ^{33}Ar | 196 |
| 6.11 | Espectro gamma del ^{33}Cl correspondiente a los tres detectores CLOVER. | 197 |
| 6.12 | Espectro gamma del ^{32}Cl obtenido por todos los detectores CLOVER. | 200 |
| 6.13 | Superposición del espectro directo de protones y el de coincidencias escalado para la desintegración β del ^{32}Ar | 202 |
| 6.14 | Superposición del espectro directo de protones de la desintegración β del ^{33}Ar y el espectro de coincidencias con el rayo γ de 2230 keV escalado. | 202 |
| 6.15 | Superposición del espectro directo de protones de la desintegración β del ^{33}Ar y el espectro de coincidencias con el rayo γ de 1548 keV escalado. | 203 |
| 6.16 | Análisis de la eficiencia de detección a baja energía del detector Silicio 4 de $64\ \mu\text{m}$ | 206 |
| 6.17 | Compración de los valores $B(GT)$ de la desintegración β del ^{33}Ar experimental y teórico. | 210 |
| 6.18 | Compración de los valores $B(GT)$ de la desintegración β del ^{32}Ar experimental y teórico. | 211 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.19 | Cálculo del factor de <i>quenching</i> para los isótopos de Argon. | 212 |
| 7.1 | Espectros de protones procedentes de la desintegración β del ^{33}Ar con los picos numerados. | 220 |
| 7.2 | Comparación de los valores B(GT) de la desintegración β del ^{33}Ar experimental y teórico. | 225 |
| 7.3 | Esquema de la desintegración β del ^{33}Ar | 226 |
| 7.4 | Esquema de la desintegración β del ^{32}Ar | 231 |
| 7.5 | Comparación de los valores B(GT) de la desintegración β del ^{32}Ar experimental y teórico. | 234 |
| 7.6 | Espectros de protones procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar con los picos de protones numerados. | 235 |

Capítulo 1

Introducción

Este texto contiene el resultado de 5 años de trabajo de análisis de los datos de dos experimentos realizados con el fin de alcanzar un mejor entendimiento de la estructura nuclear cerca de la línea de inestabilidad de protones. Para lograrlo, se han estudiado las emisiones de partículas tras la desintegración β de los núcleos ligeros ^{17}Ne , ^{32}Ar y ^{33}Ar .

El descubrimiento de la primera emisión de partículas tras la desintegración β se remonta a los inicios de la física nuclear. Concretamente, fue Rutherford en 1916 [1] quién observó la emisión de partículas α tras la desintegración β en su estudio de las series radiactivas. Dichas partículas α tenían energías mayores que las emitidas desde el estado fundamental del ^{212}Po ($Q_\alpha = 8954.13(11)$ keV) (obtenido a partir de la desintegración β^- del ^{212}Bi , $Q_\beta = 2254.0(17)$ keV), por lo que la única posibilidad era la emisión de dichas partículas desde estados excitados del ^{212}Po poblados por la desintegración β del ^{212}Bi (explicación debida a Gamow). Fue mucho más tarde, al principio de los años 60, cuando se observó por primera vez la emisión de protones tras la desintegración β^+ [2], siendo el primer núcleo precursor identificado el ^{25}Si [3]. Desde entonces, un gran número de precursores han sido descubiertos y estudiados desde los 10 precursores listados en el artículo de Goldanskii en 1966 [4] hasta los más de 200 precursores actuales con emisión de protones y los más de 30 precursores de emisión α tras la desintegración β [5].

La emisión de partículas tras la desintegración β es un proceso que nos permite estudiar determinados núcleos en una ventana energética muy amplia, siendo la energía disponible tras la desintegración el valor Q_β . De esta manera, podemos poblar un gran número de estados de una forma muy selectiva gracias a la exclusividad dictada por de las reglas de selección de la desintegración β . Éste hecho, que podría considerarse un factor negativo para estos estudios, es de gran ayuda a la hora de obtener información acerca de ciertas propiedades de los niveles poblados, como es el momento angular total de los mismos. Pero no es sólo la selectividad del proceso de desintegración β la que motiva el estudio de los núcleos en cuestión, debido a la

deficiencia en neutrones de los núcleos estudiados y a que la *energía de separación* de partículas cargadas en los núcleos hijos es pequeña, se abre un canal exótico desintegración que es la emisión de partículas cargadas (protones y alphas en este estudio). El hecho de que los portadores de la información sobre la estructura nuclear sean partículas cargadas en lugar de, por ejemplo, neutrones o rayos gamma, nos proporciona una gran ventaja para la recogida de información, y dicha ventaja es la inmensamente mayor eficiencia intrínseca de detección de dichas partículas sobre las demás. Éste es un factor decisivo a la hora de estudiar núcleos de baja producción como son estos núcleos exóticos. Si bien los dos experimentos contemplados en este trabajo se basan en la detección de partículas cargadas con alta eficiencia (tanto intrínseca como geométrica), éstos van más allá. La simple detección de las partículas cargadas por sí sola no proporciona la información al completo. La detección en coincidencia (o anticoincidencia) de éstas con otras partículas cargadas (positrones, protones, partículas α) o con radiación γ nos proporciona la información completa de los estados de baja energía de excitación de núcleos de estudio gracias al conocimiento de los núcleos hijo y nieto de la emisión de partículas. Para realizar este proceso y para obtener otra información se han utilizado diversas técnicas de estudio (coincidencias, tiempo de vuelo, telescopios) de manera que se ha podido realizar un estudio intensivo sobre los núcleos de interés. Por ello, más allá de la presentación de los resultados obtenidos, debe verse este documento como una exposición de diversas metodologías dentro del mundo de la física nuclear.

1.1 Desintegración β

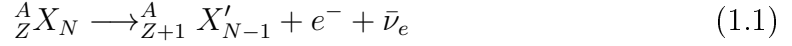
Se conoce como desintegración β al conjunto de tres procesos. El primero, es la emisión espontánea de electrones (denominado desintegración β^-). El segundo proceso es el opuesto al anterior, es decir, la captura de un electrón por parte del núcleo desde su orbital atómico (proceso llamado captura electrónica) que fue descubierto en 1938 por L. W. Álvarez [6]. Y el tercer proceso, descubierto cuatro años antes (en 1934) por el matrimonio Joliot-Curie, es la emisión de positrones (llamado desintegración β^+), tan sólo dos años después de ser descubiertos éstos en los rayos cósmicos.

La descripción más simple de la desintegración β es la conversión de un protón en un neutrón en el seno de un núcleo (desintegración β^+) o viceversa (desintegración β^-), por lo que el número de nucleones del núcleo (A) se mantiene constante tras la desintegración pero se modifica el número de protones y neutrones en una unidad (y por tanto, se recorre la cadena isobárica).

El espectro β , a diferencia de los espectros α o γ , es un espectro continuo, que se extiende desde el origen de energías hasta la diferencia entre los valores de energía del estado inicial y final de la desintegración. Este hecho no sería posible si se tratase

de un problema de dos cuerpos, y por ello, se postuló la existencia de una tercera partícula en el proceso, el neutrino (otras teorías fueron rápidamente descartadas).

La ecuación básica que representa la desintegración β es (para el caso de la desintegración β^-):



Y el valor de la energía disponible:

$$Q_{\beta^-} = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^A_{Z+1} X')]c^2 - m_e c^2 - m_\nu c^2 \quad (1.2)$$

Donde m_N es la masa nuclear que puede ser convertida a la masa atómica a través de la siguiente expresión:

$$m({}^A_Z X)c^2 = m_N c^2({}^A_Z X) + Z m_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (1.3)$$

Donde B_i es la energía de ligadura de los electrones en el átomo. Expresando 1.2 en términos de 1.3 se obtiene:

$$Q_{\beta^-} = \{[m({}^A_Z X) - Z m_e] - [m({}^A_{Z+1} X') - (Z+1)m_e - m_e]\}c^2 + \left\{ \sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i \right\} \quad (1.4)$$

Si se realiza la aproximación de que la energía de ligadura de los electrones en los dos núcleos es igual y se desprecia la energía de ligadura del último electrón, se obtiene la expresión simplificada en función de las masas atómicas:

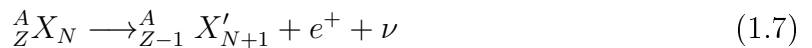
$$Q_{\beta^-} = [m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z+1} X')]c^2 \quad (1.5)$$

Dicho valor es la energía compartida por el electrón y el antineutrino:

$$Q_{\beta^-} = T_e + E_{\bar{\nu}} \quad (1.6)$$

Y que, por tanto, representa la energía cinética máxima del electrón o del antineutrino (ignorando el retroceso del núcleo hijo).

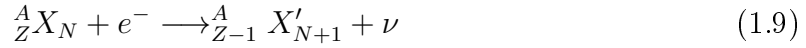
Para el caso de la desintegración β^+ , la expresión análoga a 1.1 es:



Y la energía disponible en función de las masas atómicas siguiendo un razonamiento análogo al descrito anteriormente:

$$Q_{\beta^+} = [m({}_Z^A X) - m({}_{Z-1}^A X') - 2m_e]c^2 \quad (1.8)$$

Para la captura electrónica, se tiene:



$$Q_{CE} = [m({}^A X) - m({}^A X')]c^2 - B_e \quad (1.10)$$

Donde B_e es la energía de ligadura del electrón capturado en su orbital correspondiente.

Una magnitud utilizada habitualmente es el *defecto de masa* (ecuación 1.11) que se define como la diferencia entre la masa atómica y el número atómico expresada en unidades de energía y proporciona información acerca de la energía de enlace entre los nucleones en el núcleo en cuestión:

$$\Delta M({}^A X) = [M_A({}^A X)(u.a.) - A] \quad (1.11)$$

A partir de esta magnitud se pueden expresar las ecuaciones 1.5, 1.8 y 1.10 como:

$$Q_{\beta^-} = m({}_Z^A X)c^2 - m({}_{Z+1}^A X')c^2 = \Delta M({}_Z^A X) - \Delta M({}_{Z+1}^A X) \quad (1.12)$$

$$Q_{\beta^+} = m({}_Z^A X)c^2 - m({}_{Z-1}^A X')c^2 - 2m_e c^2 = \Delta M({}_Z^A X) - \Delta M({}_{Z-1}^A X) - 2m_e c^2 \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} Q_{CE} &= m({}_Z^A X_N)c^2 - m({}_{Z-1}^A X'_{N+1})c^2 - B_e = \\ &= \Delta M({}_Z^A X_N) - \Delta M({}_{Z-1}^A X_{N+1}) - B_e \end{aligned} \quad (1.14)$$

Puede observarse que siempre que sea energéticamente posible la desintegración β^+ será posible la captura electrónica, pero la afirmación opuesta no es cierta. Para que esto ocurra, la diferencia de masas entre los estados inicial y final debe ser, al menos, 1.022 MeV (dos veces la masa del electrón). En la figura 1.1 se puede ver un esquema de las desintegraciones β posibles para un núcleo dado.

En el caso en que la desintegración β no se produzca al estado fundamental del padre (como se ha considerado en los cálculos anteriores), el valor de la energía disponible sería:

$$Q_{excitado} = Q_{fundamental} - E^* \quad (1.15)$$

Donde E^* es la energía del estado excitado en el núcleo hijo.

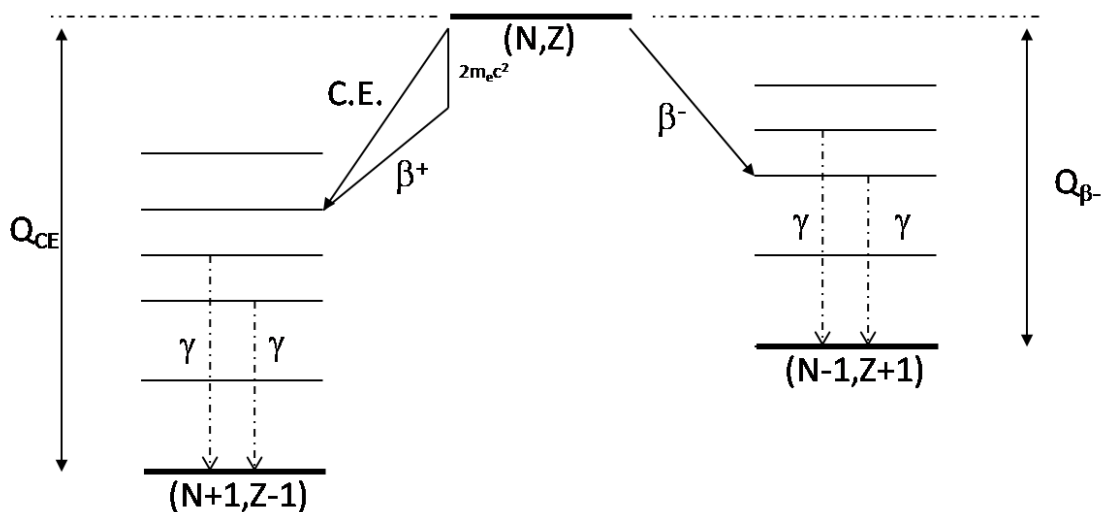


Figura 1.1: Esquema de las posibles desintegraciones β de un núcleo. A la izquierda, desintegración β^+ y Captura Electrónica con la que se pueblan diversos estados del núcleo hijo (${}^A_{Z-1}X_{N+1}$), estados que se desexcitan mediante la emisión γ . A la derecha, desintegración β^- del mismo núcleo a los diversos estados del núcleo hijo (${}^A_{Z+1}X_{N-1}$), estados desde los que también sucede emisión γ .

1.1.1 Teoría de Fermi de la desintegración β

El tratamiento teórico de la desintegración β debe tener en cuenta las principales propiedades de dicha desintegración, es decir, que el electrón y el neutrino no existen en el núcleo antes de la desintegración, que ambos deben ser tratados relativistamente y que la naturaleza continua del espectro debe surgir como resultado de la teoría.

En 1934, Fermi desarrolló la teoría a través de una perturbación de la *Regla de Oro* con la interacción débil. Dicha *Regla de Oro* se expresa como:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (1.16)$$

Donde V_{fi} es la integral de la interacción V (ecuación 1.17) entre el estado inicial y final; y $\rho(E_f)$ es la densidad de estados finales

$$V_{fi} = \int \psi_f^* V \psi_i dv \quad (1.17)$$

Ante el desconocimiento del potencial de interacción, Fermi descompuso el potencial en una serie de operadores, consistentes con la relatividad especial, que se caracterizaban por su comportamiento como escalar, vector, vector axial, pseudoescalar y

tensor. A lo largo de los años, ha quedado patente que la desintegración β permitida se puede explicar usando tan sólo los términos vectorial y vectorial axial.

La función de onda del estado final, debe incluir las contribuciones del electrón (φ_e) y del neutrino (φ_ν) además de la constante de acoplo g que determine la intensidad de la interacción. Con esta información, la ecuación 1.17 se expresa como:

$$V_{fi} = g \int [\psi_f^* \varphi_e^* \varphi_\nu^*] O_X \psi_i dv \quad (1.18)$$

Donde O_X es el operador en el que el subíndice expresa el carácter vectorial (V) o de vector axial (A).

Para calcular la densidad de estados finales, consideremos \mathbf{p} el momento de electrón y \mathbf{q} el momento del neutrino. La densidad de estados para cada partícula, para un valor fijo del momento y en un intervalo entre p y dp (o q y dq) considerando coordenadas esféricas y el volumen de espacio de fases V es:

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \quad (1.19)$$

$$dn_\nu = \frac{4\pi q^2 dq V}{h^3} \quad (1.20)$$

Por tanto la densidad de estados finales es:

$$dn^2 = dn_\nu dn_e = \frac{(4\pi)^2 q^2 dq p^2 dp V^2}{h^6} \quad (1.21)$$

La función de ondas del electrón y del neutrino, se puede expresar como la función de ondas de una partícula libre en un volumen V .

$$\varphi_e(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (1.22)$$

$$\varphi_\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (1.23)$$

Dado que para un electrón de 1 MeV de energía, el cociente $\mathbf{p}/\hbar = 0.007 \text{ fm}^{-1}$ en el volumen nuclear típico $pr \ll 1$, se puede desarrollar en serie la exponencial y aproximarla por el primer término (aproximación de *transición permitida*).

$$e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1 \quad (1.24)$$

$$e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1 \quad (1.25)$$

Con esta aproximación, la única dependencia en la energía está en la densidad de estados. Para obtener la distribución de energía y momento del electrón y del neutrino, vamos a considerar la tasa parcial de desintegración para el caso de los electrones y de los neutrinos como:

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{fi}|^2 (4\pi)^2 \frac{p^2 dp}{h^6} \frac{q^2 dq}{dE_f} \quad (1.26)$$

Donde M_{fi} es el elemento de matriz nuclear de expresión:

$$M_{fi} = \int \psi_f^* O_X \psi_i dv \quad (1.27)$$

La energía final E_f es igual a $E_e + E_\nu = E_e + qc$ y para una energía E_e dada $dq/dE_f = 1$.

Agrupando los términos independientes del momento (entre los que se supone que se incluye el elemento de matriz nuclear) en la expresión 1.26 como una constante C se obtiene la distribución de estados de los electrones en función de su momento (o de su energía):

$$N(p) dp = C p^2 q^2 dp \quad (1.28)$$

Si Q es la energía de la desintegración, ignorando el retroceso del núcleo hijo, que se supone despreciable se obtiene:

$$q = \frac{Q - T_e}{c} = \frac{Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2}{c} \quad (1.29)$$

Por lo que la forma del espectro β se obtiene de sustituir la ecuación 1.29 en la ecuación 1.28 de manera que se obtiene la distribución de partículas en función del momento:

$$N(p) = \frac{C}{c^2} p^2 [Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2]^2 \quad (1.30)$$

O expresada en términos de la energía cinética el electrón:

$$N(p) = \frac{C}{c^5} (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2) \quad (1.31)$$

Esta función representa el aspecto típico del espectro de una desintegración β y que se anula en $p = 0$ y en $T_e = Q$.

Sin embargo, existen diferencias entre los espectros reales y el predicho por esta teoría, hecho que se explica teniendo en cuenta la atracción y repulsión *Coulombiana* que sufren, por parte de la carga nuclear, el electrón y el positrón emitidos. Para tener en cuenta dichos efectos, es necesario introducir en la ecuación 1.30 el *Factor*

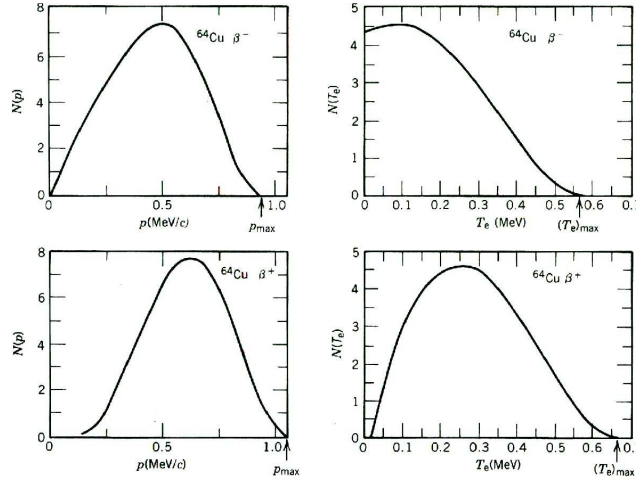


Figura 1.2: Espectros β^+ (arriba a la derecha) y β^- (abajo a la derecha) del ^{64}Cu en comparación con la distribución teórica de energía según la ecuación 1.30 (arriba y abajo a la izquierda). Se observan las diferencias entre ambos espectros debidas a la repulsión y atracción electromagnética sufrida por el electrón y el positrón [7].

de Fermi $F(Z', p)$ (o $F(Z', T_e)$) donde Z' es la carga nuclear del núcleo hijo de la desintegración β .

Teniendo en cuenta este hecho, además de una posible dependencia del elemento de matriz nuclear en el momento del electrón y del neutrino ($S(p, q)$) y del factor estadístico $p^2(Q - T_e)^2$ debido al número de estados finales accesibles, la expresión 1.30 se convierte en:

$$N(p) \propto p^2(Q - T_e)^2 F(Z', p) |M_{fi}^2|^2 S(p, q) \quad (1.32)$$

Que contiene todos los posibles efectos sobre el espectro que le confieren su forma y propiedades.

Despejando la parte energética de la ecuación 1.32 se obtiene:

$$(Q - T_e)^2 \propto \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p)}} \quad (1.33)$$

En el caso de transiciones permitidas en las que el *Factor de Forma* $S(p, q)$ es la unidad.

Para el caso de transiciones prohibidas:

$$(Q - T_e)^2 \propto \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p) S(p, q)}} \quad (1.34)$$

En esta expresión, el *Factor de Forma* se obtiene a partir de los órdenes superiores del desarrollo en serie de la función de onda del electrón y el neutrino.

La ecuación 1.33 y la ecuación 1.34 permiten confirmar que la teoría es correcta ya que ambas son rectas que cortan al eje de momentos cuando la energía es igual al valor de Q , hecho que coincide con los datos experimentales.

Tasa total de desintegración

Para obtener la *tasa total de desintegración* β , es necesario integrar la ecuación 1.26 en el espacio de momentos del electrón teniendo en cuenta la dependencia del momento del neutrino en dicho momento (ecuación 1.29). De esta manera se obtiene:

$$\lambda_{Q\beta}^i = \frac{g^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 dp \quad (1.35)$$

Donde $p_{max} = \sqrt{E_0^2 - m_e^2 c^4}$ y se puede expresar como una función adimensional dependiente únicamente de Z' y del momento de la energía máxima del electrón E_0 .

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)^2} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \quad (1.36)$$

Esta función es conocida como *Función de Fermi* y sus valores están tabulados.

De esta manera, podemos separar la contribución cinemática del proceso, contenida en la *Función de Fermi*, de la contribución nuclear, contenida en el elemento de matriz. Midiendo la intensidad de la transición y calculando la cinemática de un proceso, se puede extraer la información nuclear a través del elemento de matriz y viceversa.

Aplicando la relación $\lambda^i = 0.693/T_{1/2}^i$ a la ecuación 1.35 y despejando se obtiene:

$$f T_{1/2}^i = 0.693 \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (1.37)$$

Esta ecuación se puede describir en función de la *razón de ramificación*:

$$f_{\beta} t_{1/2;\lambda} = f_{\beta} \frac{t_{1/2}}{BR_{\lambda}} \quad (1.38)$$

Donde el *valor ft* o *vida media comparativa* se utiliza para comparar probabilidades de desintegración β en diferentes núcleos (a través de su valor logarítmico debido al gran rango de variación de los valores), ya que las diferencias entre los valores ft se deben exclusivamente a diferencias en las funciones de onda nucleares (que se encuentran en el elemento de matriz nuclear).

Los valores típicos para $\log(ft)$ se encuentran entre 3 y 4 para las desintegraciones *superpermitidas*, entre 4 y 6 para las permitidas y superiores a 6 para las desintegraciones prohibidas (ver figura 1.3).

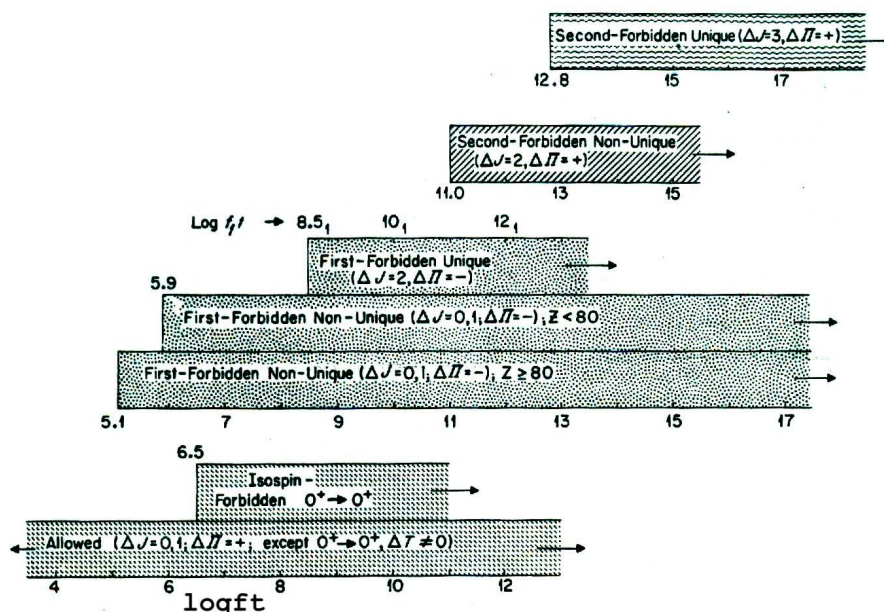


Figura 1.3: Relación entre los valores $\log(ft)$ y las características de la desintegración β asociada [10].

Utilizando la ecuación 1.37 y teniendo en cuenta que en las transiciones super-permitidas $0^+ \rightarrow 0^+$ el elemento de matriz nuclear es calculable y toma el valor $\sqrt{2}$, se puede calcular el valor de la constante de acoplo de la fuerza débil obteniendo el valor siguiente [8]:

$$g = 0.88 \times 10^{-4} \text{MeV} \cdot \text{fm}^3$$

Este valor puede ser comparado con las constantes de acoplo de las restantes fuerzas utilizando las constantes universales cuyos valores adimensionales [8] son los siguientes:

- Fuerza Nuclear $\rightarrow 1$
- Fuerza electromagnética $\rightarrow 10^{-2}$
- Fuerza Débil $\rightarrow 10^{-5}$
- Fuerza Gravitatoria $\rightarrow 10^{-39}$

Razones de ramificación

A partir de la definición del *valor ft* de una desintegración β (ecuación 1.37), la *razón de ramificación* para la emisión de un nucleón desde un nivel i se expresa como:

$$I_{\beta}^i = \frac{T_{1/2}}{T_{1/2}^i} = \frac{1}{0.693} \frac{g^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f^i |M_{fi}|^2 T_{1/2} \quad (1.39)$$

Donde $T_{1/2}$ es el semiperiodo del precursor y $T_{1/2}^i$ el semiperiodo al estado i poblado en la desintegración β .

En núcleos ligeros, donde las intensidades de los picos individuales de los espectros $I_{p,\alpha}^{if}$ pueden ser determinadas de manera precisa y en donde las *anchuras parciales* de emisión cumplen que $\Gamma_{p,\alpha}^i \gg \Gamma_{\gamma}^i$, los valores de I_{beta}^i se extraen de los datos a través de la ecuación 1.56 (que se verá más adelante) y de ellos, y a través de la ecuación 1.39, para las transiciones permitidas, se obtiene el valor del elemento de matriz nuclear con el que se podrán comparar numerosos cálculos (en el *modelo de capas* por ejemplo).

Cuando no es posible distinguir las diferentes transiciones debido a su alta densidad, es necesario describir el problema a partir de un promedio estadístico en el espacio de energías. En este caso, se debe utilizar la media del cuadrado del elemento de matriz por unidad de energía (*intensidad de fuerza* β $S_{\beta}(E^*)$) quedando entonces la ecuación 1.39 de la manera siguiente:

$$\langle I_{\beta}^i \rangle = \frac{T_{1/2}}{T_{1/2}^i} = \frac{1}{0.693} \frac{g^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f^i \int S_{\beta}(E^*) \quad (1.40)$$

A partir de esta ecuación, ya no es posible obtener parámetros a partir de los datos de manera directa, sino que es necesario realizar modelos para $S_{\beta}(E^*)$ y junto con los valores calculados de otros parámetros comparar con los datos experimentales.

Anchuras parciales de desintegración

La *anchura de desintegración* (p o α) de un estado i a uno f viene dada por la siguiente expresión:

$$\langle \Gamma_{p,\alpha}^{if} \rangle = [2\pi \rho_{J_i}(E^*)]^{-1} \sum_l T_l(E_{p,\alpha}) \quad (1.41)$$

Donde $\rho_{J_i}(E^*)$ es la densidad de estados de energía E^* con el mismo espín y paridad que el estado inicial i , T_l es el coeficiente de transmisión de los protones o partículas α de energía E y momento angular l . La suma se extiende a todos los valores de l permitidos dados el espín y paridad de los estados i y f .

Los valores de T_l pueden ser calculados de diversas maneras computacionalmente a partir de un *modelo óptico* para el caso de los protones. En el caso de las partículas α , el valor de la *anchura de desintegración* se puede calcular directamente a partir de la *penetrabilidad* y del valor *límite de Wigner* [9] ($\gamma_W^2 = 1.5\gamma_{\alpha}^2$) para la *anchura*

reducida en el caso de las partículas α y en el caso de la desintegración γ a partir de la siguiente expresión:

$$\langle \Gamma_\gamma(E^*) \rangle = \int_0^{E_{max}} E_\gamma^3 f_{E1}(E_\gamma) \sum_{I=J-1}^{J+1} \frac{\rho_I(E^* - E_\gamma)}{\rho_J(E^*)} dE_\gamma \quad (1.42)$$

Donde E_{max} es la energía del nivel de más alta excitación y que, por tanto, depende del valor de Q_β .

Se puede definir el *límite de Wigner* [9] en función de la *masa reducida* (M_r) y el *radio de interacción* (a) del canal como:

$$\gamma_W^2 = \frac{3\hbar^2}{2M_r a^2} \quad (1.43)$$

La ecuación 1.42 sólo es válida en el caso de que la distancia entre niveles sea superior a la anchura Γ_γ . Este hecho se cumple de manera clara en el caso de niveles de baja energía de excitación para núcleos ligeros y de masa intermedia, ya que la distancia entre niveles es típicamente 2 órdenes de magnitud superior a la anchura Γ_γ .

En la ecuación 1.42 E_γ es la energía del rayo γ , I es el espín de los estados poblados en la desintegración y f_{E1} es la función de intensidad de la desintegración γ E1 que puede expresarse como:

$$f_{E1}(E_\gamma) = 8.7 \times 10^{-8} \frac{\sigma_{gamma}(E_\gamma)}{E_\gamma} (MeV)^{-1} \quad (1.44)$$

Donde σ_γ es la sección eficaz de absorción de fotones en mb que puede expresarse como una *Lorentziana* de parámetros conocidos por datos experimentales.

En cuanto a la densidad de estados de energía en el núcleo hijo, existen diversos modelos y cálculos que proponen diferentes distribuciones en función de parámetros tales como el número atómico y el número másico que se usarán en función del caso de estudio.

La ecuación 1.41 también puede expresarse en términos de la *penetrabilidad* del protón (P) y de la *anchura reducida* ($\gamma_{p,\alpha}^2$) como:

$$\langle \Gamma_{p,\alpha}^{if} \rangle = 2P\gamma_{p,\alpha}^2 \quad (1.45)$$

De manera que separamos la información proveniente de la estructura nuclear ($\gamma_{p,\alpha}^2$) de los factores cinemáticos de la transición del protón (P).

1.1.2 Desintegraciones Permitidas

Como se ha dicho anteriormente, las desintegraciones permitidas son aquellas en las que se ha aproximado la función de onda del electrón y del neutrino a la unidad.

Esto supone que ámbas partículas son creadas en $r=0$ (para que el producto de la fase de la exponencial $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$ y $\mathbf{r} \cdot \mathbf{q}$ sean nulos). Por ese motivo, el momento angular l de las dos partículas es 0 y el único cambio producido en el momento angular J del núcleo hijo es el debido al espín del electrón y del neutrino ($1/2$ en ambos casos).

A partir del *hamiltoniano* nuclear, se pueden obtener dos términos separados que son los mediadores de las transiciones entre protón y neutrón. Dichos elementos de matriz nuclear correspondientes se expresan como:

$$|M_F|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \tau_n^\pm | i \rangle|^2 \quad (1.46)$$

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \sigma_n \tau_n^\pm | i \rangle|^2 \quad (1.47)$$

Donde τ_n^\pm es el *operador de isoespín de Fermi* que convierte un protón en un neutrón y viceversa (por tanto sólo produce cambios en la tercera componente de isoespín) y σ_n es el *operador de espín de Pauli* (que permite un cambio de una unidad en el isoespín). Al primer elemento de matriz se le conoce como elemento de matriz *Fermi* (componente vectorial) y al segundo como elemento de matriz tipo *Gamow-Teller* (componente vectorial axial).

Dichos elementos de matriz, sólo son diferentes de cero para determinadas diferencias de valores de los números cuánticos J y T , por ello, se tienen las siguientes reglas de selección para cada caso.

Desintegración Fermi $\longrightarrow \Delta J=0, \Delta T=0$

Desintegración Gamow-Teller $\longrightarrow \Delta J=0,1, \Delta T=0$

Por tanto, si el espín de las dos partículas se acopla a espín 0, el cambio en el espín nuclear será 0 también. A estas desintegraciones se las conoce como *Desintegraciones Fermi*.

Si el espín de las dos partículas se acopla a espín 1, el cambio en el espín nuclear podrá ser 0 ó 1. A estas desintegraciones se las conoce como *Desintegraciones Gamow-Teller*.

Dado que la paridad asociada al electrón y al neutrino es $(-1)^l$, y $l=0$ en las desintegraciones permitidas, no debería haber cambio en la paridad en la desintegración por lo que las reglas de selección pasan a ser:

Desintegración Fermi $\longrightarrow \Delta J=0, \Delta \pi=0, \Delta T=0$

Desintegración Gamow-Teller $\longrightarrow \Delta J=0,1, \Delta \pi=0, \Delta T=0,1$

Ambas desintegraciones son perfectamente compatibles (por ejemplo en una desintegración $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) con lo que se tienen desintegraciones mixtas (aunque la

proporción entre ellas es de dominio de una de ellas habitualmente). El tratamiento teórico en estos casos es idéntico al realizado anteriormente y tan sólo es necesario cambiar $g^2|M_{if}|^2$ por $g_F^2|M_F|^2 + g_{GT}^2|M_{GT}|^2$ donde aparecen dos constantes de acoplo, g_F y g_{GT} , que sustituyen a la *constante de acoplo de la fuerza débil* g .

A partir de los mismos operadores que definen los elementos de matriz, se puede obtener la definición de *intensidad de fuerza* β Fermi y Gamow-Teller para la desintegración β^+ y β^- .

$$B(F_{-/ +}) = |\langle \psi_f | | \sum_n \tau_n^\pm | \psi_i \rangle|^2 / (2J_i + 1) \quad (1.48)$$

$$B(GT_{-/ +}) = |\langle \psi_f | | \sum_n \sigma_n \tau_n^\pm | \psi_i \rangle|^2 / (2J_i + 1) \quad (1.49)$$

Definiciones que satisfacen las siguientes reglas de suma:

$$S(F) = \sum_f B(F_-) - \sum_f B(F_+) = (N - Z) \quad (1.50)$$

$$S(GT) = \sum_f B(GT_-) - \sum_f B(GT_+) = 3(N - Z) \quad [11] \quad (1.51)$$

Donde la ecuación [?] puede ser fácilmente obtenida teniendo en cuenta que:

$$S(F) = T(T + 1) - T_{zi} - T_{zf} \quad (1.52)$$

$$T = \left| \frac{N - Z}{2} \right| \quad (1.53)$$

$$T_z = \frac{N - Z}{2} \quad (1.54)$$

1.1.3 Distribución de intensidad β Gamow-Teller B(GT)

La *intensidad de fuerza* β (1.48 y 1.49) es una representación del solapamiento entre la función de ondas del estado inicial y el estado final de la desintegración β habiendo ocurrido ésta mediada por el operador correspondiente (Fermi o Gamow-Teller). Siendo así, este factor, o mejor dicho la distribución de dicho factor a lo largo de la ventana energética de la desintegración, es un reflejo de la población de los estados.

Como se ha visto, la desintegración β puede ser de tipo Fermi o Gamow-Teller en función del cambio del momento angular total y del isospín. La componente Gamow-Teller de la *intensidad de fuerza* β (B(GT)) da cuenta de los aspectos menos intensos de la interacción débil (doble desintegración β , interacción entre neutrinos,

etc.) en su región de más baja energía [12], [13] y de las reacciones de intercambio de carga (reacciones (p,n), ($^3\text{He,t}$), etc.) en una región energética amplia que incluye la *Resonancia Gigante Gamow-Teller* (*Gamow-Teller Giant Resonance* GTGR) [14], [15].

La presencia del *Estado Isóbaro Análogo* (*Isobaric Analog State* IAS) en la ventana energética de la desintegración β permite estudiar la *distribucion de intensidad β Gamow-Teller*, ya que la población de este estado consume en su totalidad (o casi en su totalidad, en función del grado de conservación del isoespín) la *intensidad de fuerza β tipo Fermi* (aunque existe una pequeña componente tipo Fermi), lo que permite afirmar, con cierta seguridad, que la población del resto de estados es de tipo Gamow-Teller.

Para calcular el B(GT) se puede partir de la ecuación 1.37 y utilizar el elemento de matriz Gamow-Teller y obtener la expresión siguiente:

$$f_{\beta}t_{1/2;\lambda} = \frac{B}{(g_A^2/g_V^2)B(GT)} \rightarrow B(GT) = \frac{g_A^2}{g_V^2} \frac{B}{f_{\beta}t_{1/2;\lambda}} \quad (1.55)$$

Donde la constante $B=K/G_F^2$ toma el valor 6144.2(13) s [16].

Cuando se compara el B(GT) experimental con las predicciones teóricas (de modelo de capas, por ejemplo) se observa que los resultados experimentales son sistemáticamente menores que las predicciones teóricas. Esta diferencia sistemática parece ser característica de los núcleos de cada capa. Se puede definir un factor de escala entre los valores teóricos y experimentales del B(GT) que se denomina *factor de quenching*, que indica de alguna manera la renormalización en el medio nuclear de la constante de acoplo de la parte vectorial axial (g_{VA}) de la desintegración β . Existen diversas posibles causas para la diferencia entre las predicciones teórica y los valores experimentales. Una de ellas es la cantidad limitada de orbitales que se pueden incluir en los cálculos de modelo de capas para mantener el tiempo de cálculo en rangos razonables. Debido a ello, los orbitales intrusos no suelen tenerse en cuenta lo que excluye las excitaciones de alta energía. Otra posible causa para la existencia del *factor de quenching* es la contribución de excitaciones subnucleares, como la partícula Δ , que pueden desplazar la distribución de fuerza β a altas energías de excitación que no son accesibles experimentalmente.

Resonancia Gigante Gamow-Teller

Una *resonancia gigante* se puede considerar como un estado que puede representarse o bien con una función de ondas que representa la distribución de nucleones en el núcleo como un modelo colectivo, o bien como una superposición de funciones de ondas de modelo de partícula independiente. Sea cual sea su descripción, la excitación de las *resonancias gigantes* sucede por medio de un operador bien determinado en cada caso. Uno de los ejemplos más estudiados desde su descubrimiento en 1948 es

la *Resonancia Gigante Dipolar Eléctrica*, cuyo nombre indica el operador mediador de su excitación, el Operador Dipolar Eléctrico. Las resonancias gigantes son autoestados de un modelo de *Hamiltoniano* dado basado en un operador de transición concreto. Debido a las diferencias entre los modelos y el verdadero *Hamiltoniano* nuclear (habitualmente desconocido), diferencias llamadas interacciones residuales, las *resonancias gigantes* suelen extenderse a varios estados nucleares diferentes.

En el caso de la *Resonancia Gigante Gamow-Teller* (GTGR), descrita por el operador Gamow-Teller (ecuación 1.49) y que supone la mayor parte de la *intensidad de fuerza β* Gamow-Teller, se puede caracterizar a partir de su posición energética, su anchura y su intensidad. Si bien el posicionamiento de esta resonancia es uno de los puntos clave de las descripciones teóricas, es su intensidad acumulada la que despierta mayor interés y controversia. El valor total del B(GT) satisface la regla de suma 1.51 de modo que, al estar dominado por la GTGR, es la mejor manera de comprobar los modelos nucleares. Experimentalmente, sólo se observa, de media, un 60% de la intensidad predicha por los modelos teóricos. Esta discrepancia en intensidades da lugar al *factor de quenching* que da cuenta de las diferencias en intensidad entre el B(GT) experimental y teórico.

Inicialmente, se explicaba la pérdida de intensidad B(GT) a que la GTGR se encontraba fuera de la ventana Q_β de las desintegraciones y se asociaba toda la intensidad perdida a esta componente. Con el paso de los años, gracias a experimentos de reacciones de intercambio de carga (y posteriormente a trabajos de desintegración β en núcleos alejados de la estabilidad en los que la GTGR se encontraba dentro de la ventana energética), se pudo determinar que la intensidad total obtenida parecía no coincidir con las predicciones teóricas. Actualmente, debido a que los cambios de números cuánticos de las transiciones GT son los mismos que los de la excitación de la partícula Δ ($\Delta S = \Delta = J = 1$), se piensa que la intensidad GT no observada puede encontrarse a las energías de excitación de dicha partícula, es decir, 300 MeV, debido a la interacción entre el hueco Δ y el hueco de un nucleón (causado por una transición tipo GT). Se puede decir que, en general, la GTGR tiene su origen en un comportamiento colectivo de las excitaciones espín-isoespín [11].

1.1.4 Desintegraciones Prohibidas

Las transiciones conocidas como prohibidas son aquellas que presentan una menor probabilidad de ocurrir, y que, en general, sólo se observan cuando ninguna transición permitida es posible. La contribución de estas transiciones viene dada por los términos de momento angular relativo $l(e, \nu)$ del electrón y del neutrino superiores a 0. Por tanto, se habla de *Transiciones Primeras prohibidas* a aquellas en las que el electrón y el neutrino tienen momento angular $l=1$, *Transiciones Segundas Prohibidas* a las que el momento angular es igual a 2 y así sucesivamente.

Dados estos momentos angulares, las reglas de selección para las desintegraciones

cambian respecto a las permitidas, y de nuevo se tienen dos tipos de desintegraciones, Fermi y Gamow-Teller en función del modo de acoplo del espín del electrón y el neutrino.

En el caso de las *Transiciones Primeras Prohibidas*, si el acoplo del espín total es $s = 0$, junto con el momento angular $l = 1$, conducen a un cambio en el momento angular nuclear de $\Delta I = 0, 1$ y al obligado cambio de paridad. En el caso de acoplo del espín total $s = 1$ junto con el momento angular $l = 1$, conducen a un cambio en el momento angular nuclear de $\Delta I = 0, 1, 2$ y también al cambio de paridad. Un ejemplo de éstas transiciones es la transición β $^{17}\text{N} \rightarrow ^{17}\text{O} (1/2^- \rightarrow 5/2^+)$ a un estado excitado del ^{17}O (con *valor* $\log(ft)$ 7.29(16) [17]).

1.2 Emisión de partículas tras la desintegración β : Interés físico

Hoy en día se han estudiado más de 200 precursores de la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β , junto con los emisores de neutrones y otros modos de desintegración más exóticos, se han podido caracterizar no sólo los niveles de energía, spin y paridad del núcleo hijo sino también el estado fundamental del precursor y estados del hijo. Además, ha permitido un mejor conocimiento de los procesos de desintegración β y por extensión de la interacción débil.

La principal virtud del estudio de la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β se encuentra en la naturaleza de los precursores de dicho proceso. Para que el proceso de emisión de partículas ocurra, la energía disponible en la desintegración β ($Q_\beta - E^*$), donde E^* es la energía de excitación del nivel en el núcleo emisor, debe ser superior a la *energía de separación* de partícula (S_{part}) del núcleo hijo para que el balance energético permita el proceso. Pero ése no es el único requisito del proceso, ya que existe otro proceso en competencia directa con la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β , la desexcitación gamma. Para que la emisión de partículas cargadas pueda competir con la desexcitación gamma, es necesario que la energía disponible para las partículas cargadas ($Q_{\beta\pm} - B_{part}$) sea lo suficientemente elevada como para vencer la *barrera coulombiana*. Todas estas propiedades son típicas de los núcleos lejos del valle de la estabilidad del mapa de núcleos, siendo los estados excitados de núcleos deficientes en neutrones los emisores de protones y partículas α más probables, y los isótopos ricos en neutrones los emisores de los mismos.

A este proceso se le conoce como emisión de partículas tras la desintegración β (*β -delayed particle emission*) debido a la naturaleza de los procesos que involucra. El proceso de emisión de un nucleón, es mediado por la fuerza fuerte y su tiempo característico es del orden de 10^{-21} s. La desintegración β , está mediada por la inter-

acción débil y tiene tiempos característicos que varían entre los milisegundos hasta miles de años. Debido a la gran diferencia entre los tiempos en los que cada proceso tiene lugar, se observa la emisión de los nucleones con el tiempo característico de la desintegración del núcleo padre, ya que es el proceso β alimenta los estados desde los que posteriormente se emiten los nucleones con tiempos mucho menores y que no pueden ser distinguidos en el laboratorio. Es decir, la emisión de las partículas cargadas emitidas tras la desintegración β tiene una evolución temporal que característica de la desintegración β previa que alimenta el estado emisor, ya que se ve “retrasada” con respecto a su emisión desde el estado no ligado (que es casi instantánea por comparación) debido a la larga vida que posee la desintegración β en comparación con este proceso.

Por tanto, el estudio de la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β es la mejor manera (y a veces la única) de conocer y caracterizar los isótopos más exóticos de los elementos y con ello obtener un mejor conocimiento de las interacciones nucleares, ya que la desintegración β es una sonda muy selectiva debido a las muy estrictas reglas de selección.

Debido a las características específicas ya mencionadas, el estudio de las emisiones de partículas cargadas tras la desintegración β permiten identificar núcleos muy exóticos y medir así su vida media, características de los niveles del núcleo hijo, etc. Es posible además utilizar este proceso para poblar niveles muy concretos y preparar así estados nucleares que de otra manera serían difíciles de obtener, o al menos, no sin interferencia de otros estados.

1.2.1 Emisión de partículas

Si denominamos I_p^{if} a la intensidad de una transición por emisión de protón (análogamente para un partícula α) desde un estado inicial i a un estado final en el núcleo hijo f , la *razón de ramificación* de la desintegración β para ese estado f es:

$$I_p^{if} = I_p^i \frac{\Gamma_p^{if}}{\Gamma_p^i + \Gamma_\alpha^i + \Gamma_\gamma^i} \quad (1.56)$$

Donde:

$$\Gamma_p^i = \sum_{f'} \Gamma_p^{if'} \quad (1.57)$$

$$\Gamma_\alpha^i = \sum_{f'} \Gamma_\alpha^{if'} \quad (1.58)$$

Siendo $\Gamma_{p,\alpha}^{if}$ la *anchura parcial* para la emisión de protones y de partículas α entre los estados i y f , $\Gamma_{p,\alpha}^i$ es la anchura total del estado i para el emisor de partículas

cargadas, ya sean protones o partículas α , a todos los posibles estados finales y Γ_γ^i es la anchura de la desintegración γ .

La ecuación 1.56 es aplicable para las transiciones en las que el protón en la transición individual pueda resolverse, en el caso de precursores pesados, I_p^{if} deber calcularse como una media estadística en el espacio de energías en el que nos encontremos.

$$I_p(E_p)dE_p = \sum_{if} \langle I_p^{if} \rangle_{E_p} dE_p \quad (1.59)$$

Combinando las ecuaciones 1.56 y 1.59 se obtiene la expresión de la intensidad de una emisión de protones en un espectro típico para precursores pesados (en el caso de precursores ligeros se tendría la ecuación 1.56).

$$I_p(E_p)dE_p = \sum_{if} \langle I_\beta^i \rangle_{E_p} \left\langle \frac{\Gamma_p^{if}}{\Gamma_p^i + \Gamma_\alpha^i + \Gamma_\gamma^i} \right\rangle_{E_p} dE_p \quad (1.60)$$

Donde I_β^i y $\Gamma_{p,\alpha}^{if}$ son proporcionales al cuadrado del elemento de matriz nuclear correspondiente a cada caso.

Emisión de nucleones tras la desintegración β

Una vez ha sucedido la desintegración β del núcleo padre, el núcleo hijo de la desintegración se puede encontrar en un estado excitado cuya energía de excitación E^* dependerá de la energía disponible tras la desintegración (Q_β). Si $E^* > S_{part}$ (*energía de separación* de una partícula) existe otro proceso en competencia directa con la desexcitación γ , la emisión de un nucleón. Dicho proceso es un proceso rápido, por lo que la competencia con la desexcitación gamma puede ser considerable a energías de excitación próximas a la energía de ligadura del nucleón.

En los núcleos cercanos a la estabilidad, las energías de desintegración son pequeñas y la *energía de separación* de nucleones es alta. Sin embargo, cuando los núcleos se encuentran lejos de la estabilidad, la energía de la desintegración es suficientemente alta y la *energía de separación* de nucleones suficientemente baja, se produce la emisión de uno o más nucleones tras la desintegración beta.

De esta manera, se tienen tres núcleos diferentes en el proceso (ver figura 1.4). El núcleo que sufre la desintegración β se llama núcleo padre o precursor A_ZX . El núcleo formado tras dicha desintegración y que se encuentra en su estado fundamental o en un estado excitado, será el núcleo emisor de nucleones y, por último, el núcleo formado tras la emisión de los nucleones será el núcleo hijo (o nieto β).

Cuando la energía Q_β permite poblar estados en el núcleo emisor cuya energía de excitación E^* supera la *energía de separación* de uno o más nucleones (S_p o S_n) es cuando es posible la emisión de protones o neutrones.

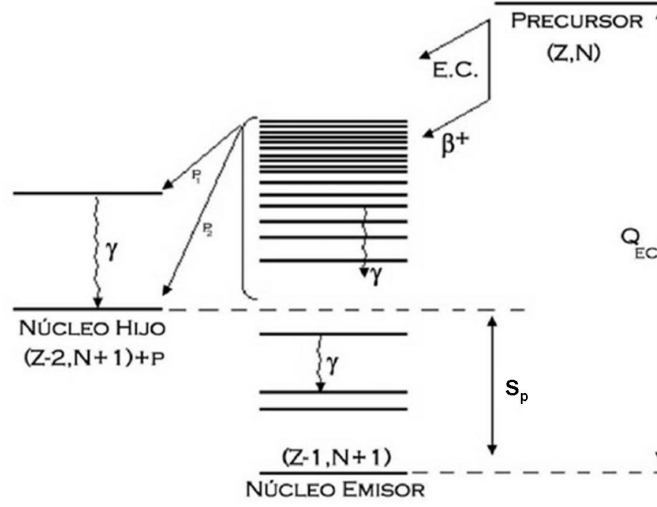


Figura 1.4: Esquema de la distribución típica de los niveles de energía en los núcleos precursor e hijo en la emisión de protones tras la desintegración β^+ .

Las energías de separación del protón y del neutrón para un núcleo cualquiera ${}^A_Z X_N$ se pueden obtener como:

$$S_n = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_Z X_{N-1}) = [m({}^{A-1}_Z X_{N-1}) - m({}^A_Z X_N) + m_n]c^2 \quad (1.61)$$

$$S_p = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_{Z-1} X_N) = [m({}^{A-1}_{Z-1} X_N) - m({}^A_Z X_N) + m_{1H}]c^2 \quad (1.62)$$

Que en términos del defecto de masa (ecuación 1.11) se escriben como:

$$S_n = [\Delta({}^{A-1}_Z X_{N-1}) + \Delta_n - \Delta({}^A_Z X_N)] \quad (1.63)$$

$$S_p = [\Delta({}^{A-1}_{Z-1} X_N) - \Delta_p - \Delta({}^A_Z X_N)] \quad (1.64)$$

La competencia entre la emisión γ y la emisión de partículas cargadas se ve favorecida hacia una de las dos según ciertas circunstancias. En el caso de los niveles de baja energía de excitación, siempre que dicha energía sea inferior a la energía de separación de partícula, la desexcitación γ es la única posible. En el caso de altas energías de excitación, el proceso de emisión de partículas cargadas queda claramente favorecido frente a la emisión de rayos γ . Es en los niveles de energía intermedia (pero con E^* siempre superior a S_{part}) donde la competencia entre los dos procesos es considerable (ver figura 1.4).

Dado que la emisión de partículas cargadas es un proceso de dos cuerpos en el que la energía de las partículas emitidas en el sistema de centro de masas viene dada por la diferencia de energías entre el nivel inicial y final. Así se puede obtener información directa sobre los niveles del núcleo emisor conocida la *energía de separación* de partícula y el estado final.

La energía medida en el laboratorio se relaciona con la energía en el sistema centro de masas a través de la siguiente expresión (calculada para la emisión de un protón):

$$E_p^{CM} = E^i(Z-1, N+1) - [E^f(Z-2, N+1) + S_p] \quad (1.65)$$

$$E_p^{lab} = [E^i(Z-1, N+1) - (E^f(Z-2, N+1)) + S_p] \times \frac{M(Z-2, N+1)}{M(Z-2, N+1) + M(p)} \quad (1.66)$$

Por tanto:

$$E_p^{CM} = E_p^{lab} \times \frac{M(Z-2, N+1) + M(p)}{M(Z-2, N+1)} \quad (1.67)$$

A partir de la intensidad relativa de las partículas observadas y de su energía, se obtiene información sobre la población de los estados excitados del núcleo emisor y sobre la alimentación β de dichos niveles. Para los niveles de alta energía de excitación, dado que la distancia entre niveles es pequeña y se haya cerca del continuo, se obtiene información sobre la *función de intensidad de fuerza* β , $S_\beta(E^*)$ al igual que sucede para los núcleos de Z grande en los que la densidad de estados es muy superior a la resolución de un detector.

1.2.2 Espectros de emisión de partículas cargadas

La estructura de niveles de energía mostrada en la figura 1.4 esquematiza la situación de emisión de una partículas tras la desintegración β^+ . En ella, se puede ver cómo desde el estado fundamental del núcleo padre (Z, N) se pueblan por desintegración β (β^+ en este caso) o por captura electrónica los estados excitados del núcleo hijo ($Z-1, N+1$). Como se ha expuesto anteriormente, la consiguiente desexcitación se podrá dar típicamente de dos maneras; una, que suele ser la más probable, la desexcitación γ ; y otra, más o menos probable en función del valor $Q_\beta - E^*$ y de S_{part} , que será la emisión de una partícula. En función de la densidad de niveles del núcleo hijo, el espectro de partículas que se obtendrá será, en el caso de baja densidad de niveles de energía, un espectro de picos más o menos aislados, o en el caso de una alta densidad de estados se obtendrá un continuo. Dadas las propiedades básicas de la distribución de los niveles excitados, la primera situación será característica de núcleos ligeros y la segundo de núcleos pesados y semi-pesados.

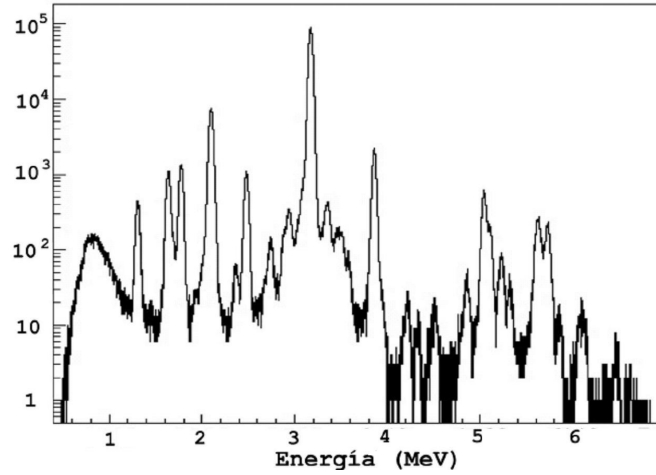


Figura 1.5: *Espectro de energía de la emisión de protones tras la desintegración β del ^{33}Ar obtenido en este estudio. Se observa claramente que el pico de protones procedente de la emisión desde el IAS a 3.1 MeV domina el espectro por su elevada intensidad.*

Estado Isóbaro Análogo (IAS)

Existe un nivel en el núcleo padre y en el núcleo hijo β que posee los mismos números cuánticos (J^π y T), debido a que la única diferencia entre un núcleo y otro es el intercambio de un protón y un neutrón (que provoca que el único cambio en los números cuánticos sea una unidad en la tercera componente de isospín). Dado que esa diferencia no afecta a la función de ondas del nivel dominada por la interacción fuerte, las transiciones entre los dos estados estarán claramente favorecidas por el solapamiento total entre el estado inicial y final. Este estado es el *Estado Isóbaro Análogo* (IAS). La única diferencia entre el estado en el padre y en el hijo es la energía *coulombiana* debido a la diferencia de carga (ecuación 1.68).

$$\Delta E_C = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} A^{2/3} \quad (1.68)$$

Donde $r_0 = 1.25$ fm.

Debido a la similitud entre los dos niveles, teniendo en cuenta las reglas de selección, se puede ver que el motivo del favorecimiento de la alimentación del IAS se debe a que al ser una transición tipo Fermi *superpermitida*, el valor ft es muy pequeño (porque el elemento de matriz nuclear es muy grande) y la alimentación β de ese nivel es muy alta e independiente de la estructura nuclear ($B(F) = T(T+1) - T_{zi} T_{zf}$), aunque también puede existir componente Gamow-Teller. Esta componente Gamow-Teller aparece debido a la mezcla de isospín (*isospin mixing*) que consiste en la existencia de una pequeña contribución de isospín diferente T' en el estado de

isoespín T (habitualmente $T' = T \pm 1$). La presencia de estas contribuciones se debe principalmente a la interacción Coulombiana.

Pese a que la población del IAS mediante la desintegración β es *superpermitida*, la emisión de un protón desde dicho estado viola la conservación de isoespín por lo que es una transición prohibida por isoespín. No obstante, pese a ese hecho, la alta población del estado y la gran energía de excitación que suele poseer favorecen ampliamente la emisión del protón frente a la desexcitación γ (aunque también puede estar presente), de manera que la intensidad de las emisiones de protones desde el IAS es significativa en el espectro.

El IAS sólo es accesible por desintegración β^+ en el caso de los núcleos con $Z > N$ y $T_z \leq 3/2$ (caso que sólo ocurre en núcleos ligeros puesto que $T_z(N - Z)/2$). En estos casos el espectro de energía estará dominado por la presencia de un pico generado por la emisión de una partícula desde el IAS del precursor. Como ejemplo de éste hecho, la figura 1.5 muestra el espectro de emisión de protones del ^{33}Ar , obtenido en este trabajo, en el que el pico de 3171.5 keV correspondiente a la emisión de un protón desde el IAS en el ^{33}Cl y que tiene una intensidad aproximada del 31% de la intensidad total de la desintegración, incluyendo emisión de protones y desexcitación γ , lo que supone un 73% de la intensidad total de protones emitidos.

En el caso de núcleos de masa media, como el ^{65}Ge , el espectro de energía presenta una densidad de picos mayor además de la ausencia de un pico individual dominante como el pico del IAS.

En el caso de núcleos más pesados, como el ^{115}Xe ($Q_\beta = 7.6 \cdot 10^3$ keV, $S_p = 1.7 \cdot 10^3$ keV [18]) o ^{118}Cs ($Q_\beta = 9.3 \cdot 10^3$ keV, $S_p = 4.9 \cdot 10^3$ keV [19]), se encuentra un espectro en forma de "campana" (figura 1.6). Ésto se debe a que la emisión de protones de baja energía se ve favorecida frente a la de protones de alta energía debido a que éstos últimos proceden de estados poblados por una desintegración β con un valor Q_β pequeño para el que el espacio de fases se ve reducido drásticamente y por tanto, la alimentación de dichos estados es pequeña. Es decir, la forma de campana se debe a que la intensidad consta del producto de dos factores, f que decrece con el aumento de la energía de excitación del estado emisor y la penetrabilidad del protón, que aumenta con la misma.

1.2.3 Resultados espectroscópicos

La información que se puede obtener de los procesos de emisión de partículas tras la desintegración β depende de los estados (niveles) que intervengan en el proceso estudiado.

Como se ha explicado anteriormente, pese a que la vidas medias de los estados excitados emisores de partículas son muy pequeñas, del orden de 10^{-22} segundos (aunque dicho valor depende de los valores de A y Z), la intensidad observada es característica del proceso de desintegración β del núcleo padre. A partir de dicha

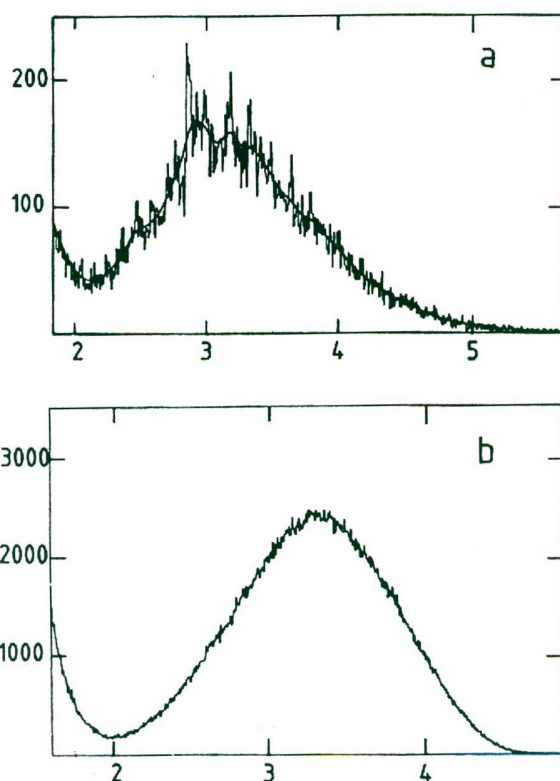


Figura 1.6: Arriba, espectro del ^{115}Xe ($Q_{EC} = 7640 \text{ keV}$, $S_p(^{115}\text{Sn}) = 1740 \text{ keV}$) medido con una resolución de 15 keV . Abajo, espectro del ^{118}Cs ($Q_{EC} = 9300 \text{ keV}$, $S_p(^{118}\text{Xe}) = 4934 \text{ keV}$) medido con el mismo detector [20]. La estructura fina en el primer caso se debe a que la emisión de protones proviene de niveles de menor energía de excitación en el emisor. El análisis de la estructura fina permite obtener información sobre la densidad de niveles.

desintegración, la primera información que se puede obtener es la vida media del núcleo padre a partir de la evolución temporal de un pico de protones, ya que el nivel emisor se puebla en tiempos típicos de la desintegración β , que varía entre milisegundos y años, y se despuebla emitiendo un protón en tiempos de orden de 10^{-22} s. Luego la variación temporal de la intensidad del espectro de protones refleja la alimentación β del núcleo emisor y por tanto la vida media del precursor.

Del espectro de emisión de partículas cargadas se puede obtener el valor de Q_β . Dicha energía se puede obtener en núcleos ligeros ($N < Z$) a partir de la energía del pico de protones correspondiente a la emisión desde el IAS (ya que su valor viene dada por el desplazamiento Coulombiano entre el IAS y el nivel fundamental del núcleo padre) siempre que se conozca la *energía de separación* del protón (S_p) o de la partícula α según el caso. Si además, se tiene información de otros miembros del multiplete isobárico al que pertenece el núcleo en estudio, será posible calcular la masa del estado fundamental del núcleo precursor (así se obtiene la masa de un núcleo exótico).

El *defecto de masa* de los miembros de un multiplete isobárico, es decir, de núcleos con el mismo número másico A (mismo T) y diferente valor de T_z , puede ser calculada a través de la *Ecuación de Masa del Multiplete Isobárico* (*Isobaric Multiplet Mass Equation IMME*, propuesta por Wigner en 1957 [21]) cuya expresión (a primer orden) es la siguiente:

$$\Delta M(T_z) = a(T, Z) + b(T, Z)T_z + c(T, Z)T_z^2 \quad (1.69)$$

Donde ΔM es el *defecto de masa*, T es el isoespín de los núcleos del multiplete y $T_z = (N - Z)/2$ es la proyección de T . Con esta ecuación, se puede calcular el *defecto de masa* de manera muy precisa (siendo la precisión dada por el error experimental de la determinación las constantes a, b y c).

En el caso de núcleos pesados, a través de Q_{β^+} (o de Q_{CE}) puede obtenerse información acerca de las superficies de masa atómicas lejos de la estabilidad y conexiones entre diferentes cadenas isobáricas por la conexión existente entre el núcleo precursor y el núcleo hijo a través de la diferencia $Q_\beta - S_p$ o $Q_\beta - S_\alpha$.

Puede utilizarse un espectro de emisión de protones para obtener una gran cantidad de información:

- A partir de las energías de los protones (E_p), si se conoce el estado final (E_f) en el núcleo hijo de la emisión de partículas, se pueden determinar los estados del núcleo hijo β , a menudo desconocidos.
- A partir de las intensidades relativas de protones, se pueden obtener las intensidades relativas de alimentación β y con ello la *distribución de fuerza* β .
- Si la transición desde el IAS es observable, es posible utilizar el valor $B_{\beta^\pm}(F) = T(T \pm 1) - T_{zi}T_{zf}$ para normalizar el espectro. Igualmente, se podrá normalizar

el espectro si se miden tanto los protones emitidos como las emisiones gamma utilizando las eficiencias de detección.

- En algunos casos, es incluso posible obtener el espín y la paridad de los estados, para transiciones $0^+ \rightarrow 0^+$ tipo Fermi o $0^+ \rightarrow 1^+$ tipo Gamow-Teller

1.3 Matriz R

El formalismo de *Matriz R* (*Reaction Matrix*) [22], [23], [24], [25] es una de las herramientas más poderosas para describir las resonancias (niveles de excitación). Dicho formalismo fue introducido en 1941 por Eugene Wigner y sus colaboradores como respuesta al problema surgido poco después del descubrimiento del neutrón en 1932. En ese momento empezaron numerosos estudios por parte de Fermi y sus colaboradores en los que se estudiaba la sección eficaz de colisión de neutrones sobre numerosos elementos. Como resultado de dichos experimentos se pudieron observar numerosas resonancias que no podían ser explicadas en términos de lo esperado para una partícula de la masa del neutrón en un potencial semejante a un pozo cuadrado. Fue en ese momento cuando se introdujo el concepto de núcleo compuesto (por Bohr), que suscitó el desarrollo del formalismo de Matriz R.

El formalismo de *Matriz R* no sólo surgió como respuesta al problema de las resonancias y los núcleos compuestos sino que además sirvió para fundamentar la *fórmula de Breit-Wigner* (BW) para la sección eficaz de dispersión para dos estados final (f) e inicial (i):

$$\sigma_{if} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E_i - E_c)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.70)$$

Donde Γ es la anchura de cada uno de los niveles implicados en la resonancia.

Al igual que otros formalismos usados para describir las resonancias, el espacio del problema se divide en un espacio *externo* y otro *interno*. Esto es debido al tamaño bien definido del núcleo como sistema y a la naturaleza de corto alcance de la fuerza nuclear. La *parte interna* corresponde al núcleo compuesto y contribuye al formalismo con los parámetros del problema que son los niveles de energía, sus anchuras y sus factores espectroscópicos. La *parte externa* corresponde a los diferentes canales por los que se puede formar el núcleo compuesto en cuestión que proporciona los defasajes, la penetrabilidad de la barrera Coulombiana, etc (elementos comunes de la matriz de dispersión o *Matriz S*).

El formalismo se basa en el solapamiento de las funciones de onda más generales posibles en la parte *externa* del problema con las funciones de la parte *interna* que son representadas por las *funciones propias* (o *autofunciones*) del *Hamiltoniano nuclear*. Este solapamiento ocurre en el radio de cada canal a_c y se obtiene por la

imposición de una condición de contorno logarítmica que permite que el operador de energía cinética sea hermítico en una región finita y que las funciones de onda sean ortogonales. De esta manera, a partir de parámetros externos se pueden reducir las funciones de onda generalas al caso particular de cada canal en estudio a través de la información experimental obtenida.

Pero no todo son ventajas en el formalismo, también existen una serie de problemas que dificultan o limitan su uso:

- Debido a la naturaleza matricial del método y a las grandes dimensiones que pueden alcanzar las matrices (en función del número de niveles y canales implicados), el trabajo de inversión de matrices requiere una gran potencia de cálculo.
- Debido a las aproximaciones realizadas para el cálculo en pequeños intervalos de energía, se suele descartar la contribución de ciertos niveles y canales que se encuentran suficientemente lejos energéticamente pero que pueden tener contribución al proceso estudiado.
- Debido a esto, las reacciones directas (como las reacciones de captura) deben ser añadidas al formalismo de una manera artificial ya que no pueden surgir del propio formalismo.
- Las condiciones de contorno para el cálculo de las resonancias pueden tener dependencia energética lo que hace difícil su tratamiento.

A continuación se presenta una introducción matemática abreviada al formalismo de Matriz R.

1.3.1 Matriz R multicanal y multinivel

Como se ha dicho anteriormente, el problema de las resonancias puede dividirse en dos regiones debido al corto alcance de la interacción nuclear.

Para representar la *parte externa* del problema, los diferentes canales que pueden conducir al núcleo compuesto de interés pueden representarse con una función de ondas general para el canal c factorizada en su parte radial ϕ_c y su parte dependiente del canal ψ_c que contiene la dependencia es espín y momento angular y angular, esto es:

$$\Psi = \sum_c \phi_c \psi_c \quad (1.71)$$

Donde la parte dependiente del canal puede escribirse en términos de sus números cuánticos característicos como:

$$\psi_c \equiv \frac{1}{r_c} \Phi_\alpha \sum_{m_l} \sum_{m_s} (l s m_l m_s | J M_J) i^l i_{l m_l} X_{s m_s} \quad (1.72)$$

Donde Φ_α representa el estado de excitación de las partículas involucradas en el canal concreto, $J=l+s$, $s=I+i$ con I e i los espines intrínsecos de las partículas de cada canal (proyectil y blanco) y α , l , s , J y M_J los números cuánticos que describen el sistema.

Se tiene entonces una base de vectores unitarios Ψ_c para el *espacio exterior*. Si elegimos un radio del espacio de fases r_c que coincida con el radio del canal a_c (parámetro a determinar en función del problema), se puede definir una superficie S en el espacio de configuración que nos permite definir la condición de ortogonalización de los vectores como:

$$\int_S \psi_c \psi_{c'}^* dS = \delta_{cc'} \quad (1.73)$$

Que dicha condición se cumpla impone restricciones para la elección del valor del radio del canal a_c .

En cuanto a la *parte interna* se refiere, se pueden definir los estados resonantes en función de la *Ecuación de Schrödinger* como:

$$H X_\lambda = E_\lambda X_\lambda \quad (1.74)$$

Ecuación que explícitamente toma la siguiente forma:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} \right) + V(r) - E \right] X_\lambda = 0 \quad (1.75)$$

Ecuación diferencial cuyas condiciones de contorno son las siguientes para cada canal.

$$[(r_c dX_\lambda/dr_c)/X_\lambda]_{r_c=a_c} = b_c \quad (1.76)$$

De manera que las funciones X_λ forman una base de vectores unitarios en los que se puede descomponer la función de ondas como:

$$\Psi = \sum_{\lambda} C_\lambda X_\lambda \quad (1.77)$$

Con los coeficientes:

$$C_\lambda = \int X_\lambda^* \Psi dV \quad (1.78)$$

Utilizando el Teorema de Green estos coeficientes pueden escribirse como:

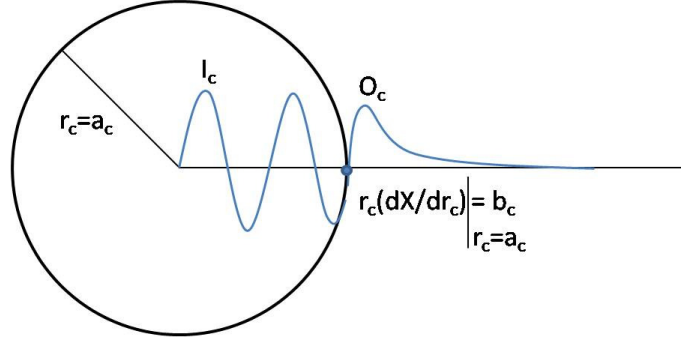


Figura 1.7: Esquema de la unión de las funciones de onda entrante y saliente en el espacio de fases.

$$C_\lambda = \frac{1}{(E_\lambda - E)} \sum_c \frac{\hbar^2}{2m_c a_c} \gamma_{\lambda c} (\Psi'_c - b_c \Psi_c) \quad (1.79)$$

Donde la *prima* es la derivada adimensional ($r \cdot d/dr$) y la *anchura reducida* γ viene dada por:

$$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_c a_c}\right)^{1/2} \int \Psi_c^* X_\lambda dS \quad (1.80)$$

Con estas expresiones se tiene que:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m_c a_c}\right)^{1/2} \psi_c = \sum_{c'} R_{cc'} [\psi'_{c'} - b_{c'} \psi_{c'}] \frac{\hbar^2}{2m_c a_c} \quad (1.81)$$

Donde $R_{cc'}$ es la *Matriz R* definida como:

$$R_{cc'} = \frac{\sum_\lambda \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad (1.82)$$

Descomponiendo ahora la función de ondas Ψ en términos de funciones de ondas entrantes (*Ingoing I*) y salientes (*Outgoing O*) se tiene:

$$\Psi = \sum_c \left(\frac{1}{v_c}\right)^{1/2} (A_c I_c - B_c O_c) \psi_c \quad (1.83)$$

A_c y B_c son coeficientes libres y el comportamiento asintóticos de las funciones entrante y saliente es:

$$I_c^* = O_c \approx \exp(i[k_c r_c - (1/2)l_c \pi_c - \eta_c \ln(2k_c r_c)]) \quad (1.84)$$

Se define entonces la *Matriz de colisión* U a partir de la condición de conexión de las funciones *entrantes* y *salientes* como:

$$B_c = \sum_c U_{cc'} A_{c'} \quad (1.85)$$

Si multiplicamos la ecuación 1.83 por ψ_c^* e integramos a toda la superficie S , utilizando la relación de ortogonalidad 1.73 se obtiene:

$$\phi_c = \left(\frac{1}{v_c}\right)^{1/2} [A_c I_c - \sum U_{cc'} A_{c'} O_{c'}] \quad (1.86)$$

Donde se pasa de una onda *entrante* para un canal determinado a ondas *salientes* en todos los canales.

Si ahora realizamos la derivada logarítmica de las ecuaciones 1.81 y 1.86 y las igualamos, podemos relacionar la *Matriz de reacción* (*Matriz R*) con la *Matriz de colisión* (*Matriz S*):

$$U_{cc'} = (k_c a_c)^{1/2} O_c^{-1} \sum_{c''} \frac{1}{[1 - RL]_{cc''}} [\delta_{c''c'} - R_{c''} L_{c'}^*] I_{c'} \left(\frac{1}{k_{c'} a_{c'}}\right)^{1/2} \quad (1.87)$$

Esta expresión puede ser reescrita en términos del operador $L_c = S_c + iP_c$ y de los defasajes Ω :

$$\Omega_c = \omega_c - \tan(F_c/G_c) \quad (1.88)$$

Donde ω_c es el *defasaje de dispersión* y F y G son las *Funciones de Coulomb* cuyo comportamiento asintótico es:

$$F_c \sim \sin[kr - \eta \log(2hr) - (1/2)l_c \pi + \sigma_c] \quad (1.89)$$

$$G_c \sim \cos[kr - \eta \log(2hr) - (1/2)l_c \pi + \sigma_c] \quad (1.90)$$

$$\eta = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{\hbar v} \quad (1.91)$$

$$\sigma_c = \arg[1 + l_c + i\eta] \quad (1.92)$$

Usando la siguiente relación:

$$(k_c a_c)^{1/2} O_c^{-1} l_{c'} (k_{c'} a_{c'})^{-1/2} = \exp[i(\Omega_c + \Omega_{c'})] P_c^{1/2} P_{c'}^{-1/2} \quad (1.93)$$

Se obtiene que la ecuación 1.87 queda como:

$$U_{cc'} = \exp[i(\Omega_c + \Omega_{c'})] P_c^{1/2} P_{c'}^{-1/2} \sum_{c''} \frac{1}{[1 - RL]_{cc''}} (\delta_{cc''} - R_{c''c'} L_{c'}^*) \quad (1.94)$$

Esta ecuación define una matriz cuyos índices se refieren a los canales de la reacción. Es posible obtener una definición alternativa en la que los índices se refieren a los niveles de energía, formulación más útil para el cálculo.

Para ello se hacen las siguientes definiciones:

$$\Gamma_{\lambda c}^{1/2} = (2P_c)^{1/2} \gamma_{\lambda c} \quad (1.95)$$

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - (i/2) \Gamma_{\lambda\lambda'} \quad (1.96)$$

$$\Delta_{\lambda\lambda'} = \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} (S_c - b_c) \quad (1.97)$$

$$\Gamma_{\lambda\lambda'} = \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} 2P_c \quad (1.98)$$

Donde la matriz A definida por su inversa también puede escribirse en función del *defasaje* S y la *penetrabilidad* P como:

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \sum_c (S_c - b_c + iP_c) \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} \quad (1.99)$$

Por lo que la ecuación 1.94 queda como:

$$U_{cc'} = \exp[i(\Omega_c + \Omega_{c'})] \delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c'}^{1/2} A_{\lambda\lambda'} \quad (1.100)$$

1.3.2 Cálculo de la distribución de partículas en la desintegración β

Para poder comparar los espectros experimentales con los resultados predichos por la teoría de *Matriz R*, podemos definir la probabilidad de transición desde un estado dado E como:

$$w \equiv \ln 2 / t_{1/2} = \int w(E) dE \quad (1.101)$$

A su vez, podemos definir la densidad de estados $\omega(E)$ como:

$$w(E) = \sum_c w_c(E) \quad (1.102)$$

Donde $w_c(E)$ es la densidad de población de estados para cada canal.

Si se tiene en cuenta ahora que para la desintegración β pueden sustituirse el *factor de fase* (Ω_c) y la anchura (Γ_c) por la intensidad β ($g_{\lambda x}$) y el *Factor de Fermi* (f_β) según la siguiente relación:

$$(\Omega_c \Gamma_{\lambda c}^{1/2})^2 = f_\beta g_{\lambda x}^2 \quad (1.103)$$

Dicha densidad puede obtenerse como:

$$w_c(E) = C^2 f_\beta P_c \sum_x \left| \sum_{\lambda \lambda'} g_{\lambda x} \gamma_{\lambda' c} A_{\lambda \lambda'} \right| \quad (1.104)$$

Donde el índice x recorre las desintegraciones β tipo Fermi y Gamow-Teller, f es el *Factor de Fermi*, $g_{\lambda x}$ es la intensidad de la transición desde un nivel dado, C es una constante de normalización y la matriz A se define como en la ecuación 1.110.

Definida la densidad de estado ($w(E)$), si queremos calcular la distribución de partículas emitidas que se obtendrá a partir de la densidad de transición a los estados, hay que tener en cuenta que la distribución de partículas será proporcional a la densidad de población de los estados iniciales, por tanto se puede obtener el número total de partículas como:

$$N = \int N(E) dE \quad (1.105)$$

Y la población de los estados como:

$$N(E) = (N t_{1/2} / L n 2) w(E) = \sum_c N_c(E) \quad (1.106)$$

Por tanto:

$$N_c(E) = f_\beta P_c \sum_x \left| \sum_{\lambda \lambda'} B_{\lambda x} \gamma_{\lambda' c} A_{\lambda \lambda'} \right| \quad (1.107)$$

Donde:

$$B_{\lambda x} = C (N t_{1/2} / L n 2)^{1/2} g_{\lambda x} \quad (1.108)$$

Teniendo en cuenta ahora que a partir de los datos experimentales sólo puede obtenerse la contribución total de cada canal nivel a nivel, particularizamos la ecuación 1.107 para un sólo nivel dentro de cada canal, obteniendo:

$$N_{\lambda c}(E) = f_\beta P_c \sum_x \left| \sum_{\lambda'} B_{\lambda x} \gamma_{\lambda' c} A_{\lambda \lambda'} \right| \quad (1.109)$$

Que es la distribución de partículas para una determinada energía E y canal c , donde la matriz A se define como:

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\lambda'} - (S - b + iP)\gamma_\lambda\gamma_{\lambda'} \quad (1.110)$$

De esta manera, se puede obtener la distribución de partículas a partir de tres parámetros externos que son la energía de la resonancia (E_λ), su anchura (proporcional a la anchura reducida $\gamma_{\lambda'}$) y su alimentación (proporcional a B_λ). Para ello sólo es necesario calcular la penetrabilidad y el defasaje ($P(E, l)$ y $S(E, l)$) que se pueden calcular a partir de las *Funciones de Coulomb* (ecuación 1.89 y 1.90) como:

$$P(E, l) = \frac{kr}{F(E, l)^2 + G(E, l)^2} \quad (1.111)$$

$$S(E, l) = \frac{F(E, l)'F(E, l) + G(E, l)'G(E, l)}{F(E, l)^2 + G(E, l)^2} \quad (1.112)$$

Obtención de parámetros

Como se ha dicho, puede obtenerse la distribución de partículas tras la desintegración (es decir, el espectro de la desintegración) a partir de tres parámetros. Dichos parámetros son los parámetros libres de ajuste que se obtienen de los datos experimentales. Pero dichos parámetros no son directamente los parámetros físicos de cada resonancia.

Si se parte de la ecuación 1.104 y se sustituye $A_{\lambda\lambda}$ por su definición (cuya inversa puede verse en la ecuación 1.110) y se tiene en cuenta que $\Gamma_\lambda = \sum_c 2P_c\gamma_{\lambda c}^2$ y $\Delta_\lambda = -\sum_c \gamma_{\lambda c}^2(S_c - B_c)$, se obtiene la siguiente expresión:

$$w(E) = C^2 f_\beta \sum_x |g_{\lambda x}|^2 \frac{1/2\Gamma_\lambda}{(E_{\lambda-E+\Delta_\lambda})^2 + 1/4\Gamma_\lambda^2} \quad (1.113)$$

Si se realiza la aproximación lineal de la *Serie de Taylor* de Δ_λ se obtiene:

$$\Delta_\lambda(E) \approx \Delta_\lambda(E_\lambda) + (E_\lambda - E) \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \frac{\delta S_c}{\delta E} \Big|_{E=E_\lambda} \quad (1.114)$$

Donde se ha considerado que el *defasaje* se comporta de manera lineal entorno a la resonancia (según la descripción de Barker y Treacy [26]), aproximación válida para estados estrechos y estados anchos en los que el *defasaje* tenga comportamiento aproximadamente lineal. Se obtiene entonces:

$$w(E) = C^2 f_\beta \sum_x |M_{\lambda x}|^2 \frac{1/2\Gamma_\lambda^0}{(E_{\lambda-E+\Delta_\lambda^0})^2 + 1/4(\Gamma_\lambda^0)^2} \quad (1.115)$$

De manera que si la *penetrabilidad* varía suavemente a lo largo de la resonancia se obtienen los parámetros de la resonancia.

$$E = E_\lambda - \frac{\sum_c \gamma_{\lambda c}^2 (S_c(E_\lambda)) - B_c}{1 + \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \frac{\delta S_c}{\delta E} |_{E=E_\lambda}} \approx E_\lambda \quad (1.116)$$

$$\Gamma_\lambda^0 = \frac{\sum_c 2P_c \gamma_{\lambda c}^2}{1 + \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \frac{\delta S_c}{\delta E} |_{E=E_\lambda}} \quad (1.117)$$

$$M_{\lambda x} = \frac{g_{\lambda x}}{(1 + \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \frac{\delta S_c}{\delta E} |_{E=E_\lambda})^{1/2}} \quad (1.118)$$

1.3.3 Definición de canal en la emisión de partículas tras la desintegración β

Dado que el formalismo de *Matriz R* divide el problema a tratar en canales independientes que no interactúan entre ellos a nivel de interferencia, es necesario caracterizar el concepto canal.

Se puede definir un canal de desintegración como el conjunto de procesos que son mediados por operadores y funciones de onda que comparten sus números cuánticos característicos (números cuánticos presentes en la ecuación 1.72). Según esta definición, en el caso de la emisión de partículas tras la desintegración β se considerará un canal a toda emisión de partículas cuyo estado inicial posea los mismos números cuánticos J^π y cuyo estado final sea el mismo. En estos procesos, la única diferencia entre las diferentes emisiones será la energía disponible para la partícula, pero los números cuánticos implicados son los mismos en cada caso.

Como ejemplo para ilustrar la diferencia entre canales, pueden considerarse las emisiones α desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F a 11.2 MeV de energía de excitación y valor $J^\pi=1/2^-$. Dichas emisiones α pueden tener como estado final los diferentes niveles de excitación del núcleo hijo ^{13}N (incluyendo el estado fundamental). El estado fundamental tiene un valor $J^\pi=1/2^-$ y el primer estado excitado, a 2.37 MeV, tiene un valor $J^\pi=1/2^+$.

Según estos números cuánticos, la partícula α emitida desde el IAS en ^{17}F con $J^\pi=1/2^-$ (estado inicial) al estado fundamental de ^{13}N con $J^\pi=1/2^-$ (estado final) será emitida con momento angular $l=0$. Igualmente, por conservación del momento angular y de la paridad, la partícula α emitida desde el IAS en ^{17}F con $J^\pi=1/2^-$ (estado inicial) al estado fundamental de ^{13}N con $J^\pi=1/2^+$ (estado final) será emitida con momento angular $l=1$. En los dos casos, los estados finales cambian, así como el momento angular implicado en la emisión lo que significa que los dos procesos pertenecen a canales diferentes.

Si ahora se considera el estado de ^{17}F a 8.44 MeV de energía de excitación cuyo valor J^π es $1/2^-$ al igual que el IAS, está energéticamente permitida la emisión de partículas α desde este estado a los dos estados del caso anterior. De nuevo, para la emisión desde este estado $J^\pi=1/2^-$ al estado fundamental del ^{13}N , es necesaria

la emisión con momento angular $l=0$ y para la emisión al estado excitado con $l=1$. Según la definición de canal, las emisiones desde el IAS y desde el estado a 8.44 MeV al estado fundamental pertenecen al mismo canal, ya que tiene el mismo estado final y el mismo momento angular característico ($l=0$). Asimismo, las emisiones desde el IAS y el estado a 8.44 MeV al primer estado excitado del ^{13}N también pertenecen al mismo canal (entre ellas), pero no al mismo canal que las emisiones anteriores.

Como tercer caso, pueden considerarse las emisiones α desde el nivel a 10.03 MeV con valor $J^\pi=3/2^-$. En este caso, las emisiones que toman como estado final el estado fundamental del ^{13}N suceden con momento angular $l=2$ y las que toman como estado final el estado excitado con $J^\pi=1/2^+$ suceden con $l=1$. En el primero de los casos, tanto los números cuánticos del estado inicial como el momento angular de la emisión son diferentes a los de los casos de las emisiones desde el IAS y el estado a 8.44 MeV (con $J^\pi=1/2^-$ y $l=0$), por lo que son canales independientes. En el caso de la emisión al primer estado excitado, pese a que en los tres casos la emisión sucede con momento angular $l=1$ y el estado final es el mismo, el estado inicial posee $J^\pi=3/2^-$ en este caso mientras que es $J^\pi=1/2^-$ en el caso de las emisiones desde el IAS y desde el estado a 8.44 MeV, por lo que también se trata de un canal diferente.

Como ilustración final de la diferenciación entre canales, se puede ver un esquema de los tres canales explicados en la figura 1.8.

1.3.4 Interferencias

La interferencia es un fenómeno conocido desde hace dos siglos que afecta no sólo a las ondas como inicialmente se pensaba. Desde el famoso experimento de la doble rendija de Young a principios del siglo XIX, la interferencia es un fenómeno que ha ido apareciendo en cada vez más sucesos físicos llegando a observarse su manifestación macroscópica con macromoléculas de carbono. La interferencia es el proceso por el que dos o más sistemas o estados interactúan entre ellos para mostrar un comportamiento que difiere en mayor o menor medida del comportamiento por separado de cada uno de los componentes. En nuestro caso, a nivel de mecánica cuántica, la interferencia es la interacción constructiva o destructiva que sufre un canal de interacción que sucede a través de dos o más estados (resonancias) que poseen los mismos números cuánticos, en este caso en concreto el mismo momento angular total J .

Dicha interferencia se manifiesta como una alteración de la densidad de población de los estados de un canal concreto y se expresa matemáticamente en la expresión 1.110 como el término con el desfase (que da el carácter constructivo o destructivo de la interferencia) la penetrabilidad y las anchuras reducidas. Dichas alteraciones pueden desplazar la posición aparente de la resonancia, pueden modificar la anchura aparente o estrecharla o incluso ampliar el alcance que tendría un nivel concreto si

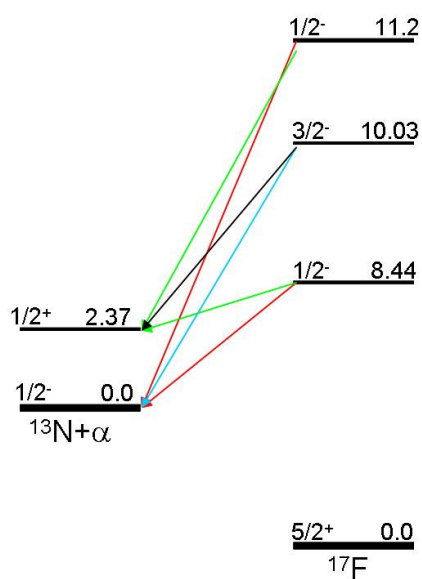


Figura 1.8: Esquema que ilustra tres canales de desintegración diferentes que involucran 3 niveles iniciales en ^{17}F y dos niveles finales en ^{13}N a través de 6 misiones diferentes. Se muestran en rojo el canal $1/2^-:^{17}\text{F}\rightarrow^{13}\text{N}(0)$, en verde el canal $1/2^-:^{17}\text{F}\rightarrow^{13}\text{N}(2.37)$, en azul el canal $3/2^-:^{17}\text{F}\rightarrow^{13}\text{N}(0)$ y en negro el canal $3/2^-:^{17}\text{F}\rightarrow^{13}\text{N}(2.37)$.

no interaccionase con otro.

En la figura 1.9 pueden verse diferentes ejemplos de la variación de las funciones Breit-Wigner (BW) (ecuación 1.70) en función del tipo de interferencia que sufren para ilustrar la influencia de los procesos de interferencia en las propiedades aparentes de las resonancias.

Debido a la gran influencia que poseen las interferencias en el aspecto global del espectro de partículas la obtención teórica de un espectro compatible con el espectro experimental presenta gran dificultad, sin embargo las interferencias son el medio a través del cual podemos inferir más fácilmente las propiedades de los estados.

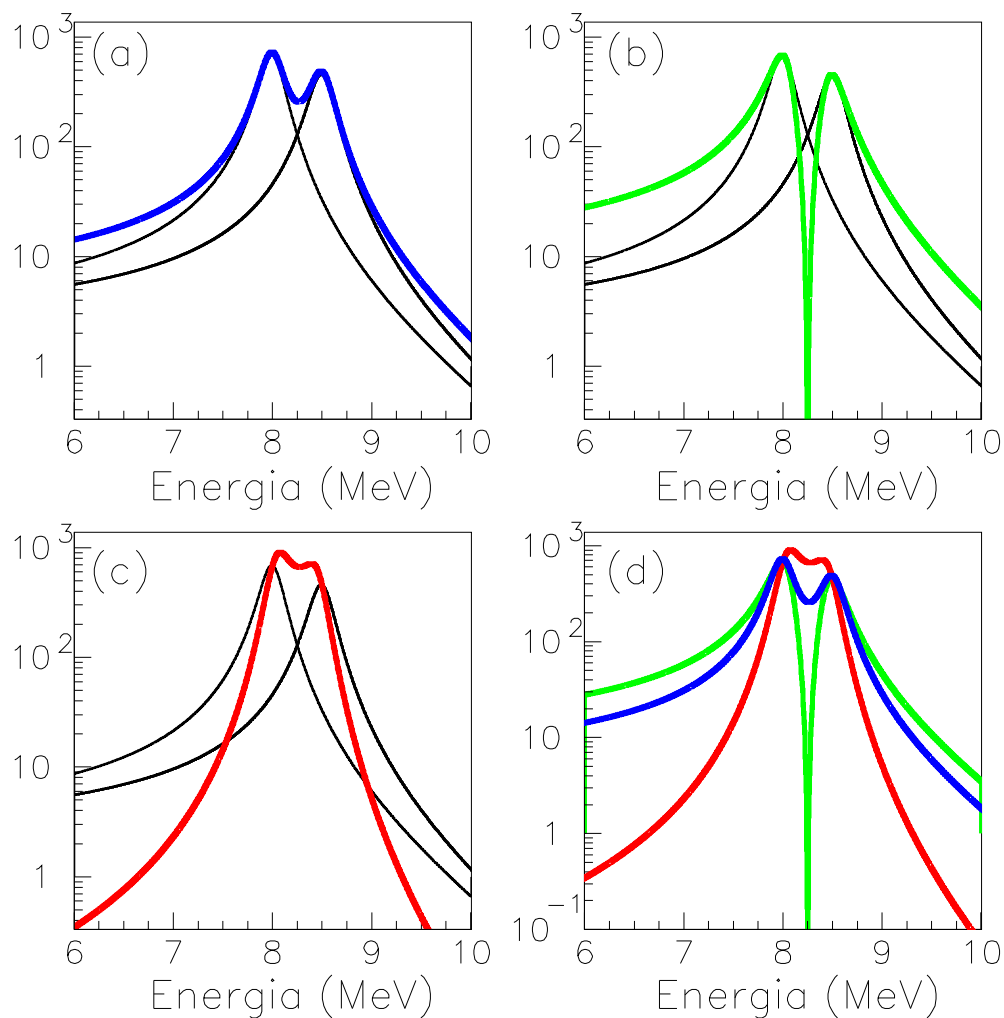


Figura 1.9: (a) Superposición de dos resonancias (funciones Breit-Wigner afectadas por la penetrabilidad y el factor de fase) de misma anchura (0.15 MeV) e intensidad separadas 0.5 MeV, junto con su suma algebraica (azul), representando resonancias que no interfieren, por tanto, pertenecientes a canales diferentes de desintegración. (b) Interferencia destructiva entre dichas resonancias (verde). (c) Interferencia constructiva de las mismas resonancias (rojo). (d) Superposición de la suma (azul), inteterferencia destructiva (verde) y constructiva (rojo) de dichas resonancias.

Capítulo 2

Instalaciones y sistemas de medida

En este capítulo se describirán brevemente las instalaciones ISOLDE y GANIL en las que se realizaron los experimentos objeto de este estudio, los diversos tipos de detectores y los sistemas experimentales usados.

2.1 CERN

CERN (*Conseil Europeen pour le Recherche Nucleaire*) [27] es una de las instalaciones de investigación científica más grande del mundo. Se fundó en 1954 en la frontera entre Francia y Suiza como un proyecto Europeo en el que participaron 12 países. Dichos países miembros (en orden alfabético) son: Alemania, Bélgica, Dinamarca, Francia, Grecia, Italia, Holanda, Noruega, Reino Unido, Suecia, Suiza y Yugoslavia. Actualmente, los países participantes ascienden a 20 siendo éstos: Alemania, Austria, Bélgica, Bulgaria, República Checa, Dinamarca, República Eslovaca, España, Finlandia, Francia, Grecia, Hungría, Italia, Holanda, Noruega, Polonia, Portugal, Reino Unido, Suecia y Suiza.

Las principales líneas de investigación se centran en la física fundamental para llevar a cabo el fin para el que CERN fue construido, el entendimiento del universo y cómo funciona éste. Para ello, CERN cuenta con varios aceleradores de partículas y numerosos detectores complejos.

Pero el CERN no es sólo un lugar de investigación, además es el estandarte de la colaboración internacional en investigación, un lugar en el que científicos de diversas disciplinas y orígenes intercambian conocimiento y abren sus puertas a nuevos contactos y a nuevas tecnologías y en donde los científicos del mañana dan sus primeros pasos.

Todas las labores que se realizan en CERN pueden realizarse gracias a los diferentes anillos aceleradores que poseen sus instalaciones. En la figura 2.1 puede verse un esquema de los aceleradores y algunas de las instalaciones. La primera etapa

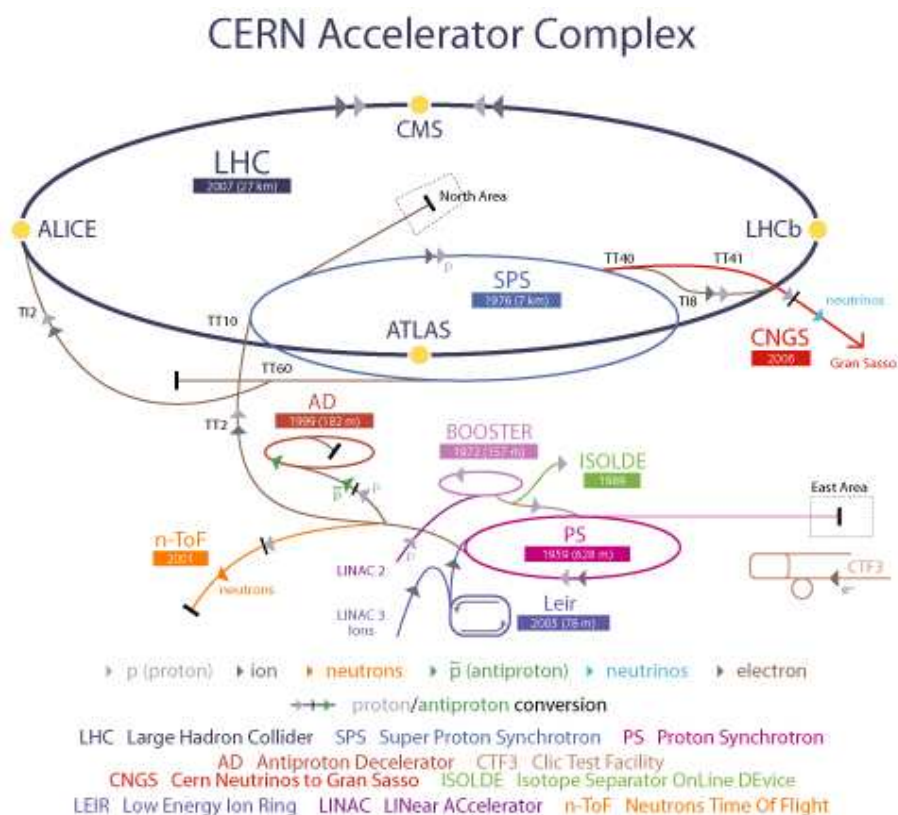


Figura 2.1: Esquema de los aceleradores de CERN.

de un protón a lo largo de los sistemas de aceleración sucede en el acelerador lineal LINAC2, donde son inyectados tras ser obtenidos por la ionización del Hidrógeno. Tras ser acelerados inicialmente, los protones pasan al PSB (*Proton Synchrotron Booster*) y de ahí al PS *Proton Synchrotron*. Los protones pueden ser dirigidos a las diferentes instalaciones de CERN o pueden seguir siendo acelerados para obtener mayores energías. De esta manera, los protones que salen del PS pueden entrar en el SPS (*Super Proton Synchrotron*) y de ahí al recientemente inaugurado LHC (*Large Hadron Collider*).

2.1.1 Proton Synchrotron Booster (PSB)

El PS Booster es un conjunto de 4 sincrotrones donde los protones (u otros haces) son acelerados hasta energías de 1.4 GeV (hasta 1999 se alcanzaban energías de 1 GeV) que proporciona pulsos cortos ($2.4 \mu\text{s}$) de partículas de alta energía con aproximadamente 3.2×10^{13} protones por pulso. La estructura pulsada de los haces permite maximizar la extracción de la producción en los blancos, pero supone un

gran reto tecnológico en su distribución y control.

2.1.2 Proton Synchrotron (PS)

El acelerador PS es el elemento principal del complejo de aceleradores del CERN. Puede acelerar protones procedentes del PSB o iones pesados procedentes del anillo de iones de baja energía LEIR (*Low Energy Ion Ring*). El PS se inauguró el 24 de Noviembre de 1959 convirtiéndose en el acelerador que alcanzaba las mayores energías del mundo en ese momento. Pese a que la utilidad inicial del PS era proporcionar partículas a todas las líneas de experimentación, a lo largo de los años ha pasado a desarrollar un papel muy diferente. Tras la construcción de posteriores aceleradores en CERN en los siguientes años y tras varias mejoras (que incrementaron su rendimiento en un factor 1000) su papel ha pasado principalmente al suministro de protones al resto de aceleradores del complejo, ya que se ha convertido en una de las etapas previas de aceleradores más potentes.

Actualmente el anillo de 628 metros de circunferencia y 277 electroimanes a temperatura ambiente (100 de ellos dipolos magnéticos para la canalización del haz) puede acelerar protones hasta 25 GeV. Además de protones, puede acelerar habitualmente partículas α (núcleos de Helio), Oxígeno y Azufre además de electrones, positrones y antiprotones.

2.1.3 Super Proton Synchrotron (SPS)

El SPS es la segunda máquina más grande de CERN con sus casi 7 km de circunferencia. Se alimenta de las partículas de PS y tras acelerarlas las conduce al experimento COMPASS (*COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*), al proyecto CNGS (*CERN neutrinos to Gran Sasso*) y al LHC. Se inauguró en 1976 y se convirtió en la principal herramienta de CERN en el programa de física de partículas habiendo sido utilizado éste para la comprobación experimental de la estructura interna de los protones y para el descubrimiento de las partículas W y Z.

El SPS posee 1317 electroimanes a temperatura ambiente (744 dipolos), puede alcanzar energías de hasta 450 GeV y puede operar con cualquiera de las partículas que puede proporcionar PS.

2.1.4 Large Hadron Collider (LHC)

El LHC es el acelerador destinado al estudio de los constituyentes más básicos de la materia. Se extiende a 100 metros bajo tierra bajo la frontera de Francia y Suiza. En él, dos haces de hadrones (ya sean protones o iones de plomo) son acelerados en direcciones opuestas ganando energía hasta que se hacen colisionar y generan un

gran número de partículas diferentes que son analizadas por los numerosos detectores de las instalaciones como ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), ATLAS (*A Toroidal Lhc ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), LHCb (*Large Hadron Collider Beauty*), TOTEM (*TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*) o LHCf (*Larg Hadron Collider forward*).

El LHC tiene más de 27 km de circunferencia y posee numerosos electroimanes (más de 5000) superconductores refrigerados con Helio superfluido, cerca del 0 absoluto de temperaturas, que permiten los intensos campos magnéticos (más de 8 T) necesarios para su funcionamiento. Cada uno de los dos haces de protones acelerados en el LHC puede alcanzar energías de hasta 7 TeV.

2.1.5 ISOLDE

ISOLDE (*On-Line Isotope Mass Separator*) [28],[29] es el separador *on-line* para haces radiactivos de CERN. Se inició en 1964 como un experimento de un grupo danés de radioquímicos que usaron el sincrotrón de CERN para producir haces radiactivos exóticos. Desde entonces, ISOLDE ha sufrido diversas mejoras pasando a ser alimentado por el PS en lugar del sincrotrón de CERN en 1992. En 1998 ISOLDE adquirió la categoría de instalación a gran escala según el programa TMR de la Comisión Europea y se ha dedicado a la producción de una gran variedad de haces radiactivos para un gran número de experimentos, tanto en física atómica y nuclear, como en física del estado sólido, medicina, etc.

Hay diversas líneas de investigación en ISOLDE. Debido a la gran variedad de especies químicas que pueden ser creadas se pueden estudiar sistemáticamente las propiedades atómicas y nucleares y los modos exóticos de desintegración lejos del valle de la estabilidad; lo que nos permite un mejor entendimiento del núcleo como sistema (con implicaciones en otros campos como la astrofísica). La posibilidad de realizar implantaciones de especies radiactivas puras en materiales hace posible la investigación en física del estado sólido, en concreto en el estudio de los defectos e impurezas de los semiconductores. Además, se pueden realizar estudios para diagnósticos y terapia con isótopos radiactivos.

La producción de haces radiactivos se realiza a través del método ISOL por espalación, fisión o fragmentación en un blanco grueso a alta temperatura. El método ISOL (*Isotopic Separation On-Line*) consiste en la creación de un haz secundario de iones a partir de la colisión del haz primario, salido del acelerador, con un blanco y que posteriormente es acelerado de nuevo. La principal ventaja es que los haces secundarios producidos son, en general, más intensos (alta emitancia) que los producidos por el método de fragmentación (debido al mayor grosor del blanco). Por otro lado, el método ISOL proporciona haces de baja energía, por lo que para haces de altas energías es necesario utilizar otro método.

Los blancos de ISOLDE se encuentran a la salida del PSB y reciben los haces de

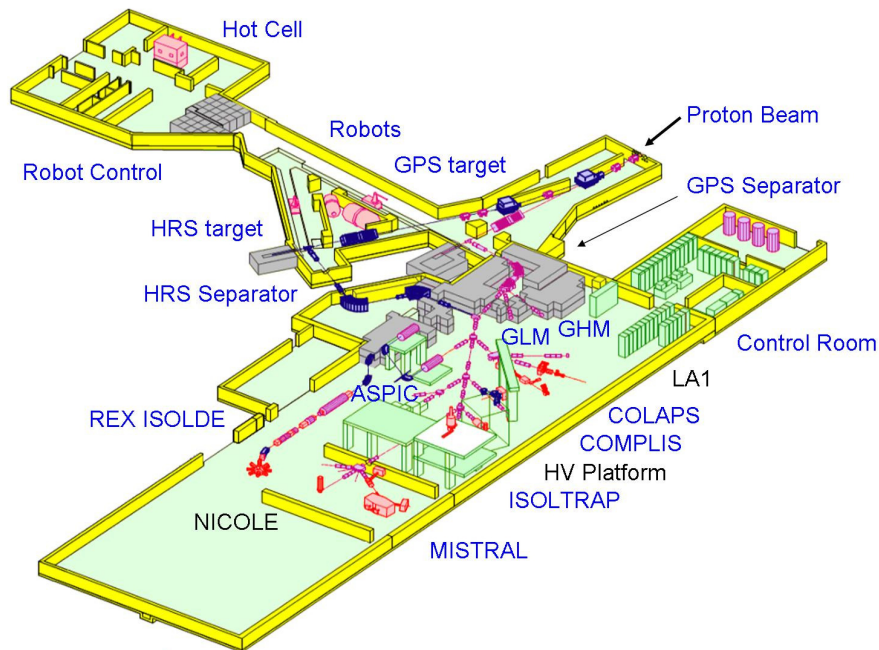


Figura 2.2: *Esquema de ISOLDE.*

protones de éste a energías que varían entre 1.0 y 1.4 GeV con una intensidad de $2 \mu\text{A}$. El conjunto del blanco y la fuente de ionización están químicamente diseñados para la extracción de la especie química en cuestión para su posterior aceleración con un campo eléctrico y separación de masas con el GPS (*General Purposes Separator*) o HRS (*High Resolution Separator*). Actualmente se han producido más de 1000 isótopos de más de 70 elementos con números atómicos desde $Z=2$ (Helio) hasta $Z=88$ (Radio) con vidas medias tan cortas como 2 ms (con intensidades de 10^3 iones por segundo) y con intensidades máximas de 10^9 iones por segundo.

El separador GPS entró en funcionamiento en 1992 y su diseño permite la obtención de hasta tres haces diferentes simultáneos (en un rango de masas que no puede superar el 15% de la masa central) a cualquiera de las líneas de investigación a través de sus tres líneas de haz (central, baja y alta) con una resolución de $M/\Delta M = 1500$. Posee un campo magnético máximo de 0.45 T, un ángulo de desviación de 70° y un radio de giro de 1.5 m.

El separador HRS, a diferencia de GPS, sólo puede seleccionar y conducir un haz a las líneas de investigación, sin embargo su poder resolutivo es mayor $M/\Delta M = 5000$ (inicialmente pensado para tener una resolución de 20000 pero la emitancia del haz no lo permite). HRS consiste en dos imanes de ángulos de desviación de 90° y 60° con el punto focal en una rendija final y posee un campo magnético máximo de 0.7 T.

Como se ha dicho anteriormente, el inyector de protones de ISOLDE, PSB, consiste en cuatro sincrotrones que preaceleran un haz de protones antes de introducirlos en el PS (*Proton Synchrotron*), que suministra haces de partículas de alta energía a todo el CERN. El PSB proporciona un haz pulsado de protones cada 1.2 segundos con una intensidad de 3.2×10^{13} protones. Habitualmente hasta 6 de los 12 pulsos de los que se compone un súper-ciclo de PS se dirigen al blanco de ISOLDE (equivalente a $2.1 \mu\text{A}$ de corriente). La longitud del superciclo es variable, pero el intervalo de tiempo entre pulsos es siempre de 1.2 s. Debido a la naturaleza pulsada del haz y debido a que tanto el blanco como la cámara de ionización deben encontrarse a alto voltaje (60 kV), ISOLDE utiliza una fuente de alimentación que puede reducir a 0 el voltaje sobre dichos elementos $35 \mu\text{s}$ antes del impacto del haz y lo devuelve a su valor de 60 kV en 6 ms para evitar sobrecargas.

Como se muestra en la figura 2.2, los protones llegan al blanco de ISOLDE por una línea de transmisión subterránea que conduce a los dos separadores de masas previamente nombrados. El haz puede pasar directamente en al conjunto de blanco y fuente de iones de GPS o puede ser reconducido al blanco y fuente de iones de HRS por cuadrupolos magnéticos (girando 400 mrad). Debido a la naturaleza laminada de los cuadrupolos, es posible conducir el haz paralelamente a los dos separadores de manera alternativa. Finalmente, la salida de los dos separadores puede ser dirigida a cualquiera de las líneas de experimentación situadas en el hangar de 700 m^2 de ISOLDE. Para ello, los haces de los separadores se unen en una línea central gracias de deflectores electrostáticos combinados con una placa condensadora. La distribución de las líneas entorno a la línea central puede verse en la figura 2.2.

ISOLDE presenta una gran variedad de características que la convierten en una instalación puntera para el desarrollo de la física, estas características pueden resumirse como:

- Debido a los diferentes tipos de blancos y reacciones producidas en ellos (espalación, fisión y fragmentación principalmente) en ISOLDE pueden crearse un gran número de especies químicas, y en concreto sus isótopos más lejanos del valle de la estabilidad, especialmente núcleos deficientes en neutrones. Este hecho hace que puedan realizarse estudios de gran interés astrofísico y que sea posible el estudio de canales de desintegración exóticos como la emisión de partículas retardada β (ya que los núcleos cerca de la línea de estabilidad se encuentran en los extremos de las parábolas de isóbaros y poseen un gran valor Q_β).
- La selección en línea de masas facilita el estudio sistemático de largas cadenas de isótopos permitiendo fácilmente recorrer fácilmente la cadena isotópica de una especie química en 40 unidades según el caso.
- La posibilidad de crear isótopos de gran interés físico, como el núcleo con halo

^{11}Li o el emisor de dos protones ^{31}Ar con gran intensidad motivan un gran número de proyectos punteros en el mundo de la física.

2.1.6 REX-ISOLDE

En 1995 se aprobó una expansión del proyecto ISOLDE, REX ISOLDE (*Radiactive Beam Experiment ISOLDE*) que ha consistido en una sistema de post-aceleración de los haces radiactivos producidos en ISOLDE hasta energías de unos pocos MeV/u de manera que se complementarían programas de otras instalaciones como GANIL o GSI. En REX el haz de iones radiactivos se compacta en la trampa (*Penning trap*) REXTRAP antes de aumentarse el estado de carga mediante la fuente de iones EBIS y acelerarse en un acelerador lineal (LINAC) mediante un Cuadropolo de Radio Frecuencia (*RFQ*). El acelerador tiene una longitud total de 10 m y puede acelerar los iones con estado de carga +1 desde los 5 hasta los 300 keV/u inicialmente y gracias a un a estructura IH (*Interdigital H-type*) reaccelerados hasta energías variables desde 0.8 hasta 3.0 MeV/u. Información detallada acerca del funcionamiento de REX-ISOLDE puede ser encontrada en [30].

2.1.7 HIE-ISOLDE

HIE-ISOLDE [31], [32] es un proyecto de expansión de REX-ISOLDE que tiene como fin mejorar la calidad y flexibilidad de los haces radiactivos, aumentar la intensidad y alcanzar energías de 6 MeV/nucleón, e incluso llegar a los 10 MeV/nucleón. Este proyecto de expansión se realizará en dos fases, HIE-ISOLDE 1 y HIE-ISOLDE 2. Para poder alcanzar mayores intensidades, será construido un nuevo inyector para PS Booster, el acelerador lineal LINAC4 (10 kW) con lo que se podrán obtener intensidades hasta 5 veces superiores a las obtenidas hasta ahora. Para mejorar la calidad de los haces, se combinarán un nuevo separador de masas de alta resolución (Super-HRS), un nuevo sistema de ionización por láser y el *RFQ cooler* junto al desarrollo de nuevos blancos. Se espera la conclusión de la primera etapa de diseño del proyecto en Junio de 2011.

2.1.8 Blancos y fuentes de iones

La base del funcionamiento de ISOLDE es la combinación de sus blancos y las fuentes de iones. Un blanco debe combinar una alta producción del isótopo deseado junto con una liberación rápida del mismo (ya que, en general se trata de isótopos exóticos de corta vida media). En la figura 2.3 puede verse una fotografía de un blanco. El desarrollo de los blancos es una combinación física de superficies, metalurgia y química de altas temperaturas. A lo largo de los años, en ISOLDE se han

desarrollado diversos tipos de blancos para cubrir la producción del mayor número posible de elementos y de isótopos de los mismos.

Algunos de los blancos más usados se componen de metales fundidos o casi fundidos a temperaturas que varían entre los 700 y los 1400 °C que se caracterizan por tener un tiempo de liberación de unos 30 segundos tras la producción. Para tiempos de liberación más cortos, el material del blanco se presenta en forma de polvo de metal o carburos a temperaturas superiores a los 2000 °C.

Actualmente tres fuentes de iones diferentes son usadas en ISOLDE principalmente:

- La fuente de ionización de superficie es la fuente de funcionamiento más sencillo. El ionizador consiste en una superficie cilíndrica metálica de metales, como el Tungsteno o el Tantalio, que se encuentra a la salida del blanco. Dicho metal debe tener una función de trabajo superior a la del átomo que va a ser ionizado. En función del material del que esté formado la línea, ésta se calentará a una temperatura determinada que optimice la ionización, temperatura que puede llegar hasta los 2400 °C. Este tipo de fuentes de ionización se utiliza para producir elementos con una baja *función de trabajo* como los alcalinos.
- La fuente de ionización de plasma se utiliza cuando los átomos a ionizar tienen una alta función de trabajo. En este caso, la ionización se produce en plasma de mezcla de gases (por ejemplo Xe y Ar) que se encuentra previamente ionizada por electrones acelerados entre la línea de transferencia y el electrodo de extracción por un voltaje de 130 V (proceso que puede ser optimizado con un campo magnético). Al igual que con las fuentes de ionización por superficie, este tipo de fuentes se utiliza en conjunción con un gran número de blancos. Para la producción de gases nobles (como el Ar o el Ne) la línea de transferencia es enfriada por una corriente de agua de manera que los elementos menos volátiles que los gases nobles precipitan y no son conducidos a la cámara de ionización de plasma (esta fuente fue la usada en el experimento realizado en 2007 para el estudio del ^{17}Ne contenido en este trabajo). presenta en este trabajo.
- La fuente de ionización por láser RILIS (*Resonance Ionization Laser Ion Source*) se utiliza para ionizar numerosos elementos metálicos de una manera altamente eficiente. El proceso de ionización es un proceso puramente atómico basado en la fotoionización. Aprovechando la estructura electrónica única de cada elemento, se puede obtener una ionización rápida, eficiente y selectiva. Para ello es necesario conocer el esquema electrónico del átomo a ionizar y encontrar las transiciones cuyas energías se encuentren en el rango del láser de RILIS. Dichos rango de energías (en longitud de onda) abarca desde 850 a 530 nm para el primer armónico de láser, desde 425 hasta 265 nm



Figura 2.3: *Fotografía de un blanco de carburo de uranio. Dicho material está contenido en el cilindro central en posición horizontal sobre el que se hace incidir el haz de protones longitudinalmente siendo la producción extaída transversalmente por el centro de la estructura [33].*

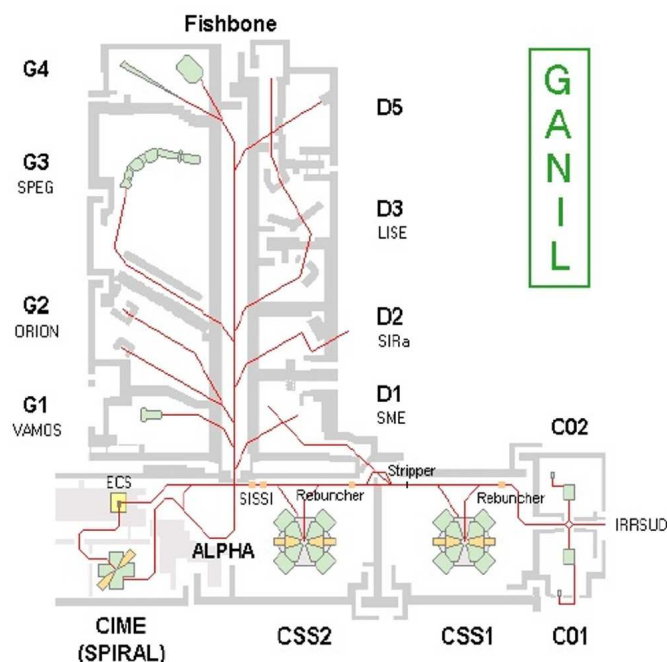


Figura 2.4: Esquema de GANIL [35].

en el segundo armónico y desde 265 hasta 213 nm en el tercer armónico. Dicho haz láser incide sobre los elementos extraídos del blanco con una frecuencia de 11.000 Hz.

2.2 GANIL

GANIL, (*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*, Gran Acelerador de Iones Pesados) [34], situado en Caen (Francia), es un laboratorio mixto dependiente del IN2P3 (*Institut national de physique nucléaire et de physique des particules*, Instituto Nacional de Física Nuclear y Física de Partículas) del CNRS (*Centre national de la recherche scientifique*, Centro Nacional de Investigación Científica en francés) y de la CEA (Commissariat d'Énergie Atomique).

GANIL funciona desde 1983 y cuenta con un acelerador de partículas formado por dos ciclotrones isócronos en serie (CSS1 y CSS2) y puede producir y acelerar isótopos de núcleos desde el carbono (^{12}C) hasta el uranio (^{238}U) especializándose en haces de isótopos ligeros exóticos con energías de hasta 100 MeV/u (para un cociente de $A/Q=2$) y hasta 25 MeV/u para iones pesados. La figura 2.4 muestra un esquema de la instalación.

En GANIL se producen los haces de iones por dos métodos diferentes ISOL y

Tabla 2.1: La expresión ${}^AX^q$ indica el núcleo de interés AX con estado de carga q .

| Ión | Energía (A·MeV) | Energía Total (MeV) | Intensidad en el blanco (μA) |
|---------------------------|--------------------|------------------------|--|
| ${}^{48}\text{Ca}^{+8}$ | 4.5 | 216 | 4 |
| ${}^{36}\text{Ar}^{+6}$ | 4.9 | 176.4 | 2.5 |
| ${}^{54}\text{Cr}^{+8}$ | 4.75 | 256.5 | 0.4 |
| ${}^{58}\text{Fe}^{+8}$ | 4.9 | 284.2 | 5.2 |
| ${}^{58}\text{Ni}^{+9}$ | 4.3 | 249.4 | 2 |
| ${}^{76}\text{Ge}^{+10}$ | 5.0 | 380 | 8.5 |
| ${}^{86}\text{Kr}^{+12}$ | 4.5 | 387 | 10 |
| ${}^{208}\text{Pb}^{+25}$ | 5.0 | 1040 | 0.4 |
| ${}^{238}\text{U}^{+31}$ | 6.6 | 1570.8 | 0.03 |
| ${}^{238}\text{U}^{+25}$ | 4.0 | 952 | 0.4 |

por fragmentación de los proyectiles.

El método de fragmentación es el principal método de producción utilizado en GANIL. El método de fragmentación consiste en la colisión de un proyectil a energías entre 10 y 100 MeV por nucleón contra un blanco. A estas energías intervienen en el proceso de colisión las interacciones nucleón-nucleón y efectos de campo medio. Si el parámetro de impacto se encuentra en un rango adecuado, se produce una colisión inelástica en la que se generan diversos productos. Dichos productos deben ser posteriormente focalizados, identificados y seleccionados por su relación carga-masa. En general, los productos obtenidos tienen energías altas (mayores de 30 MeV por nucleón) y la rapidez del proceso permite estudiar productos de vidas medias pequeñas (a partir de 400 ns), menores que en el caso del método ISOL. La principal desventaja es que los productos presentan una contaminación mayor que en el método ISOL.

En GANIL, la colisión del haz principal con el blanco se produce entre los dos solenoides superconductores llamados SISSI que se utilizan para focalizar el haz incidente y aumentar la direccionalidad angular del haz secundario producido en el blanco, que es posteriormente dirigido a las líneas de trabajo previa purificación con el espectrómetro Alpha.

La tabla 2.1 muestra algunos de los haces producidos en los últimos años [36].

2.2.1 SPIRAL-I

El proyecto SPIRAL (*Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne*, Sistema de Producción de Iones Radiactivos en Línea) se inició en Diciembre de 1993 con colaboración Europea. Debido a la especialización de GANIL en la producción de haces radiactivos de iones pesados, se desarrolló SPIRAL como la instalación especializada en la utilización del método ISOL para la producción de haces de iones de baja energía utilizando el ciclotrón CIME para obtener energías entre 1.7 y 25 MeV por nucleón.

SPIRAL cuenta con una fuente de iones (NANOGAN-III) que es un tipo de fuente de iones ECRIS (*Electron Cyclotron Resonance Ion Source*). Este tipo de fuentes tiene dos ventajas, la alta densidad del plasma en su interior, y el buen confinamiento del mismo. Estos dos hechos son los que permiten una gran capacidad y eficiencia de ionización de cualquier elemento químico obteniéndose alto estado de carga que facilita la posterior aceleración. NANOGAN-III es un sistema compacto que consta de una fuente ECRIS unida a un separador de masas y un circuito magnético compuesto de un sextupolo magnético (para el confinamiento radial) y dos campos magnéticos axiales y uno radial para el confinamiento anular. Su frecuencia de transmisión de iones es de 10 GHz. El haz proveniente de la fuente incide directamente sobre un blanco refrigerado de Carbono con el que se producen fácilmente gases nobles con bajo nivel de contaminación.

SPIRAL utiliza un blanco de carbono; debido a que facilita la difusión de los núcleos producidos, tiene bajo número atómico, alta temperatura de sublimación y porque asegura la producción de gases nobles con tasas de producción razonablemente altas. Su forma de cono asegura la distribución isotópica del haz incidente (hecho necesario para mantener uniforme el gradiente de temperaturas que mantiene estable la difusión de los productos de las reacciones). El separador de masas posee una resolución relativa $m/\Delta m = 250$.

Se llama LIRAT a una línea de baja energía situada la salida de la fuente de iones antes de entrar en CIME. Se especializa en gases nobles con energías menores a 34 keV, con una resolución $m/\Delta m = 250$, con un valor $B\rho$ de hasta 0.136 Tm focalizado en un punto de menos de 5 mm de diámetro.

Igualmente IBE (Identificación de Baja Energía) también se encuentra dentro del proyecto SPIRAL (ver figura 2.6) y se especializa en isótopos ligeros a bajas energías.

Algunos ejemplos de valores esperados para la producción de gases nobles de interés es ${}^6\text{He}^{+2}(3 \times 10^7 \text{pps})$, ${}^{19}\text{Ne}^{+5}(2 \times 10^8 \text{pps})$, ${}^{32}\text{Ar}^{+9}(10^3 \text{pps})$ y ${}^{35}\text{Ar}^{+8}(10^5 \text{pps})$ [35].

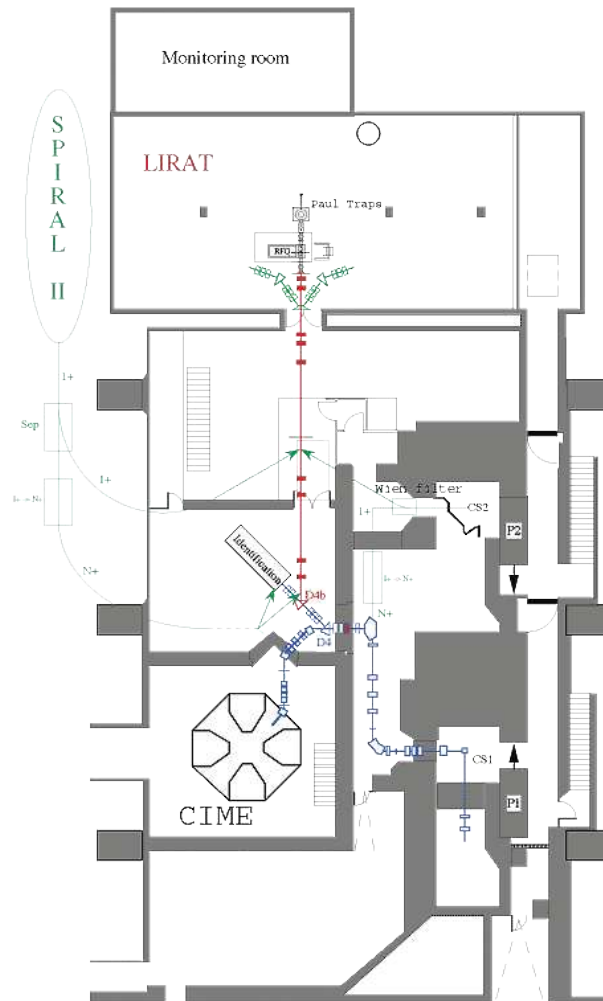


Figura 2.5: Esquema de LIRAT y posición de SPIRAL Phase II [37]

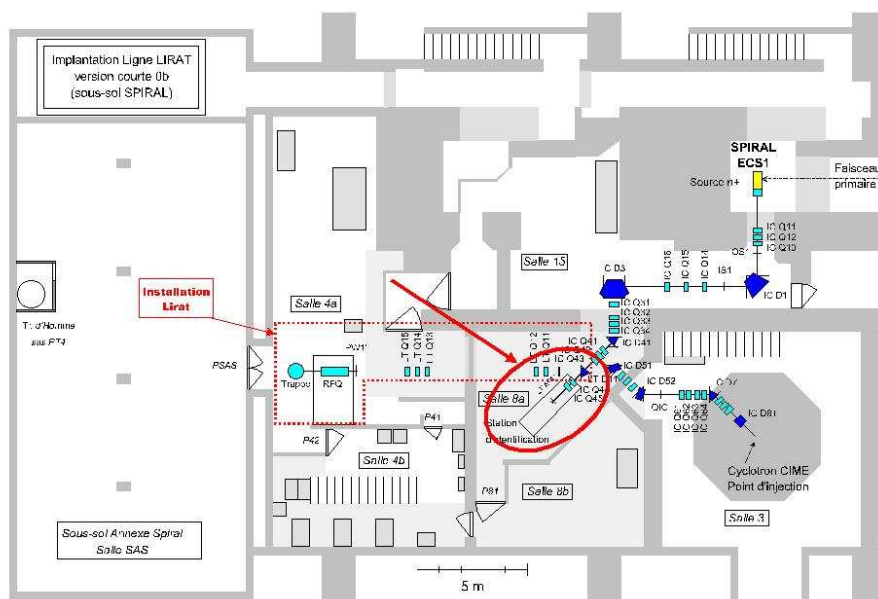


Figura 2.6: Esquema de LIRAT e IBE (óvalo rojo).

2.2.2 SPIRAL-2

La segunda fase de la instalación SPIRAL [34], [38] (cuyo funcionamiento empezó en Octubre de 2005) tiene como objetivo la aceleración de haces de deuterio de $20 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ y 5 mA de intensidad para la producción de los neutrones necesarios para obtener una gran variedad de productos de fisión en los blancos de uranio UC_x de 2.3 g/cm^3 con una producción de neutrones que posibilitarán 10^{13} fisiones por segundo. Con ello se pretende obtener una mayor variedad de haces de iones radiactivos en una instalación en la que se utilizarán todos los métodos de producción (en este caso, ISOL y fragmentación) con lo que será accesible la mayor parte del mapa de núcleos.

El acelerador principal de SPIRAL-2, actualmente en diseño, podrá acelerar iones con una relación carga-masa igual a $1/3$ hasta producir haces de hasta $14.5 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ y 1 mA de intensidad en una primera fase y posteriormente haces de iones más pesados con relación carga-masa igual a $1/6$ de hasta $7 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ y 1 mA de intensidad.

En la primera fase, haces ligeros de O, Ne y Ar serán producidos con intensidades de hasta 1 mA y haces de Ca, Cr y Ni con intensidades de varias decenas de microamperios. En la segunda fase se pueden acelerar iones pesados hasta el Xe.

Se preve su entrada en funcionamiento en 2014, momento en la que LIRAT se convertirá en una nueva instalación llamada DESIR (*Désintégration Excitation et Stockage des Ion Radioactives*).

2.2.3 EXOGAM

EXOGAM [39], [40], [41] es una colaboración europea creada para construir un espectrómetro γ de alta eficiencia para espectroscopia nuclear de haces exóticos. Dicho sistema, que se encuentra en la SPIRAL(GANIL), consiste en un conjunto de detectores de germanio de alta resolución. Su diseño se ha realizado para poseer una eficiencia de 20% para rayos γ de 1.3 MeV. Dicha elevada eficiencia es necesaria dada la reducida producción de los haces radiactivos exóticos. Para lograr estas características EXOGAM se ha construido usando detectores CLOVER segmentados cubriendo un ángulo sólido cercano a 4π . La segmentación de estos detectores proporciona grandes ventajas en términos de eficiencia, aumento de volumen efectivo sumando contribuciones Compton hasta reconstruir el fotopico (*add-back*) aumentando la eficiencia de fotopico, reducción de eventos de multiplicidad superior a 1 por cristal y aumento de la resolución. Los cristales de Ge de alta pureza se encuentran separados por escudos supresores formados por detectores BGO y colimadores de metales pesados que permiten un gran aislamiento de la radiación de fondo.

Los detectores CLOVER usados (parte de los cuales se han usado en este estudio) se agrupan de manera compacta en criostatos comunes para varios cristales. De esta manera, se puede aumentar el número de cristales usados reduciendo su tamaño, lo que permite aumentar la eficiencia de detección (inferior a 2.1 keV para rayos γ de 1.3 MeV) así como la eficiencia. Cada cristal de Ge, posee un dopado tipo n y tiene 60 mm de diámetro y 90 mm de longitud. Debido al número de cristales y a la compacidad del sistema, es posible reconstruir sucesos completos a partir de sucesos que han sufrido dispersión (*scattering*) en varios cristales (*add-back*) para aumentar la eficiencia de detección. El uso de los detectores a 90 grados respecto al haz radiactivo reduce significativamente el ensanchamiento Doppler de la radiación en caso de estudios en haz.

Cada detector posee un blindaje formado por diferentes elementos (colectores trasero y lateral) y que puede actuar en dos configuraciones diferentes de dichos elementos. Con los diferentes elementos se incrementa la eficiencia de detección al evitar que los sucesos sufran dispersión y salgan del detector sin dejar su energía (para ello los elementos están contruados con materiales como BGO). Los detectores CLOVER tambien pueden encontrarse en dos configuraciones diferentes según se necesite compacidad o aumento de blindaje.

2.3 Detectores

2.3.1 Detectores de Silicio de partículas cargadas

Los detectores de partículas cargadas de semiconductor, en este caso, de Silicio, están basados en la creación de una *zona libre de carga* gracias a la unión *pn* de

un semiconductor con dopado tipo p y uno de tipo n (*unión pn*). Esto es posible gracias a la inclusión de impurezas (o dopantes) en el Silicio (entre 10^{12} y 10^{18} impurezas por cm^{-3}), lo que le otorgan su carácter semiconductor. Estos dopantes son átomos de un elemento con *valencia* diferente a la del material en cuestión. Un elemento dopante típico del Silicio (valencia 4) es el Fósforo (valencia 5). Cuando una partícula cargada atraviesa el material semiconductor, ésta crea un número de pares electrón-hueco proporcional a su energía.

Debido al *voltaje inverso* aplicado al semiconductor (voltaje positivo en el material dopado tipo n^- y negativo para el dopado tipo p) los huecos generados son atraídos hacia el lado p^+ del dopado y los portadores hacia el lado n^- gracias al acampo eléctrico generado en el material. De esta manera, se amplía la *zona libre de carga*, aumenta la zona sensible del detector y se reduce el ruido.

La corriente generada por el movimiento de huecos y portadores produce un pulso eléctrico que es recogido, amplificado y analizado. Si la partícula es completamente detenida en el detector, el pulso generado será proporcional a la energía de la partícula. El tiempo requerido para que la colección de carga sea completa depende del voltaje aplicado, pero sus valores se encuentran típicamente entre los 10 y los 40 ns.

La eficiencia intrínseca de detección de las partículas cargadas es del 100% (lo que supone una gran ventaja frente a la detección de radiación electromagnética) para partículas que son capaces de atravesar la zona no activa del detector (o *capa inerte*) y que no son capaces de atravesar el detector en su totalidad (por tanto, depende del espesor del detector) por lo que la eficiencia final de detección viene dada sólo por la eficiencia geométrica. Sin embargo, la resolución en la detección de partículas cargadas con detectores de Silicio es mucho menor que para la detección de radiación electromagnética (decenas de keV frente a décimas de keV o incluso centésimas de keV).

La energía que pierde una partícula al atravesar un material, hasta el punto de poder ser detenida por completo en él (hecho imprescindible en un detector para poder determinar correctamente la energía de la partícula) viene dada por la *ecuación de Bethe-Bloch*, que expresa la pérdida de energía por unidad de espesor atravesado. Esta ecuación, en su forma relativista (no válida para bajas energías) es la siguiente:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_2 e^4}{m v^2} \text{Ln}\left(\frac{\gamma^2 m v^3}{Z_1 e^2 \omega}\right) \quad (2.1)$$

Donde $Z_1 e$ es la carga del proyectil, $Z_2 e$ es la carga del blanco (material) y ω es del orden de $\gamma v/b$ (donde b es el *parámetro impacto* máximo) con v la velocidad de la partícula y γ el factor relativista.

Los detectores de Silicio presentan un fenómeno conocido como *tailing*. Dicho fenómeno consiste en la presencia de una estructura de *plateau* para cada pico de

partículas cargadas, que se extiende desde su borde de baja energía hasta el límite de detección del detector. El área total de dicha región es un porcentaje determinado del área total del pico (porcentaje que depende del tipo de detector), valor que a su vez no es constante y depende de la energía del pico (en general, nunca superior al 10%). Su aparición se debe a que la partícula queda atrapada en algún defecto del material y luego es reemitida y posteriormente recogida por el detector. Este efecto de los detectores ha sido incluido en el análisis de *Matriz R* del espectro de partículas cargadas del ^{17}Ne para una reproducción más fidedigna de los espectros. Este fenómeno se puede caracterizar en cada detector mediante el uso de fuentes monoenergéticas de partículas cargadas (partículas α) y analizando el espectro resultante.

DSSSD

El detector de bandas de doble cara DSSSD (*Double Side Silicon Strip Detector*), está formado por una placa de Silicio con un dopado tipo p^+ en su cara frontal y dopado n^- en la cara trasera con una superficie activa de $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Dicha placa está dividida en bandas por medio de 16 contactos de aluminio situados en cada una de las caras del detector de manera perpendicular entre ellos. De esta manera, el detector queda dividido en 16 bandas frontales verticales y 16 bandas traseras horizontales (ver figura 2.9). Con dicha distribución de bandas, se divide la superficie del detector en $16 \times 16 = 256$ pixels de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ que actúan como puntos de detección independientes, lo que otorga una alta granularidad al detector (figura 2.8).

Debido a esta granularidad, el detector no sólo proporciona información sobre la energía de la partícula sino también sobre la posición del impacto, de manera que puede reconstruirse la distribución angular de partículas para sucesos de varios impactos (con un error de 1.5 mm en cada dirección del plano del detector). Otra función de la división del detector en bandas es reducir la probabilidad de *summing* de partículas, ya que dicha probabilidad es proporcional al cuadrado del ángulo sólido individual de cada banda.

Debido a la independencia de las señales entre las bandas delanteras y trasera, pese a que provienen de la misma partícula, es posible utilizar la duplicación de la información para comprobar que la partícula ha depositado correctamente su energía, es decir, si la implantación se ha producido en la zona activa del detector o cerca de ella. Para ello nos basamos en el hecho de que si una partícula ha sido depositada en la zona activa del detector, debe producir un número de portadores de carga positiva igual al número de portadores de carga negativa. Si ése es el caso, los dos pulsos eléctricos deben ser iguales y por tanto, la energía registrada también debe serlo. De esta manera se puede definir una condición de validación de un suceso según la cual, la energía detectada para un suceso dado en la banda delantera y la

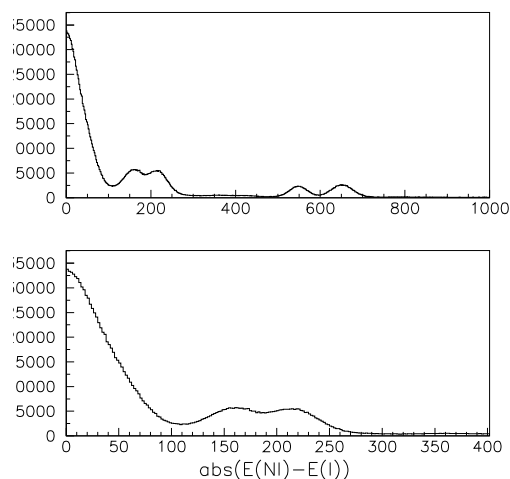


Figura 2.7: Arriba, histograma que representa el valor absoluto de la diferencia entre la energía depositada en las bandas delanteras y traseras de un DSSSD para un tiempo de toma de datos de dos horas y media. Abajo, detalle del histograma anterior.

banda trasera no puede diferir más de una cantidad dada (seleccionada en función de las características del detector). En la figura 6.5 se observa una representación de la energía registrada por las bandas delanteras frente a la registrada en las bandas traseras para la detección de protones de varias energías para un DSSSD de $300 \mu\text{m}$. Se puede observar que la mayoría de las partículas (el 90%) se concentran en la región que representa una diferencia menor de 50 keV.

Pero la alta segmentación presenta también algunas peculiaridades que deben ser tenidas en cuenta. Existe la posibilidad de que una partícula cargada se implante correctamente en la zona activa del detector en una posición equidistante de dos conectores de aluminio. En esta situación se generan cargas inducidas que generan dos señales en lugar de una. Ésto no sólo plantea el problema de observar la señal por duplicado, sino que además la energía detectada para cada una será siempre inferior a la energía inicial (aunque la suma de las dos señales sí lo será). La probabilidad de que suceda este fenómeno depende del ángulo sólido que subtienda la región entre los colectores y habitualmente su valor se encuentra entre el 0.01% y el 0.001%. Para evitar estos sucesos, tan sólo es necesario realizar la comprobación de las bandas contiguas a las que presentan un suceso y descartar las que presenten dos sucesos contiguos.

Hay que destacar que contactos de aluminio son una superficie no activa de detección que produce pérdidas de energía al implantarse las partículas en el detector. Dicha zona no activa, o *capa inerte*, es de unos $0.64 \mu\text{m}$ (equivalente en Silicio) para

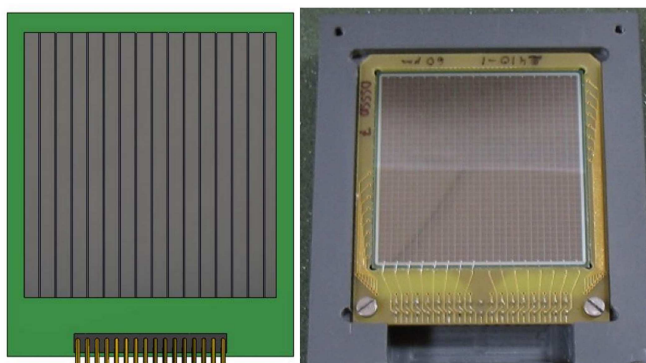


Figura 2.8: Esquema y fotografía de un detector DSSSD.

detectores de $300\ \mu\text{m}$. Debido a la presencia de dicha *capa inerte*, para la correcta calibración y reconstrucción energética usando estos detectores, es necesaria una reconstrucción de la energía original de la partícula. Como la pérdida de energía en un material se ve regida por la *ecuación de Bethe-Bloch* (ecuación 2.1) y usando la base de datos existente de SRIM para pérdidas de energía de partículas cargadas en diversos materiales, puede calcularse la energía depositada por la partícula procedente de una fuente de calibración (que será la energía tabulada menos la pérdida sufrida) o puede obtenerse la energía inicial que tenía una partícula dada detectada a una energía determinada (que será dicha energía más la que hubiera perdido). Para dicha reconstrucción energética tan sólo es necesario conocer el espesor efectivo recorrido por la partícula al atravesar la *capa inerte*, valor que se obtiene del grosor de la *capa inerte* y del ángulo de incidencia de la partícula sobre ésta (ecuación 2.2).

$$d_{eff} = \frac{d}{\cos\theta_{inc}} \quad (2.2)$$

PIPS/Si-PAD

Los detectores PIPS (*Pasivated Implanted Planar Silicon Detector*) o Si-PAD son detectores de Silicio convencionales utilizados habitualmente como detectores gruesos en montajes tipo telescopio (es decir, parte E de un ΔE -E) o como disparador β . Su funcionamiento es igual que el de un DSSSD sin la división en bandas (ver figuras 2.10). Debido a estos usos habitualmente se utilizan Si-PAD de grosores claramente superiores a los DSSSD para maximizar la utilidad en los dos usos comentados y debido a ello, suelen presentar una *capa inerte* sensiblemente más gruesa.

Los telescopios son sistemas formados por dos o más detectores siendo el primero de ellos el más delgado. Su funcionamiento se basa en el hecho de que existe una dependencia directa entre la pérdida de energía sufrida por una partícula cargada

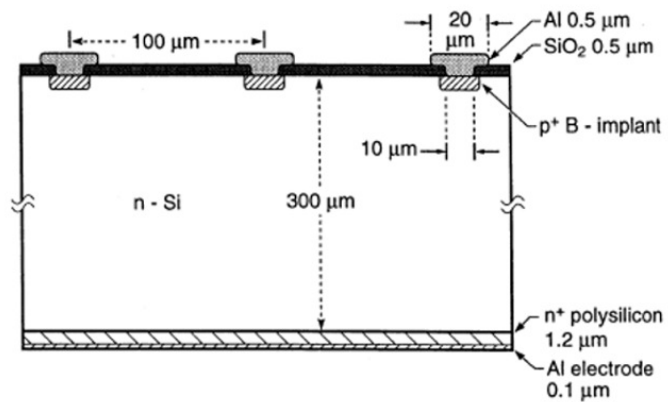


Figura 2.9: Esquema de la sección de un DSSSDc de $300\ \mu\text{m}$ [42].

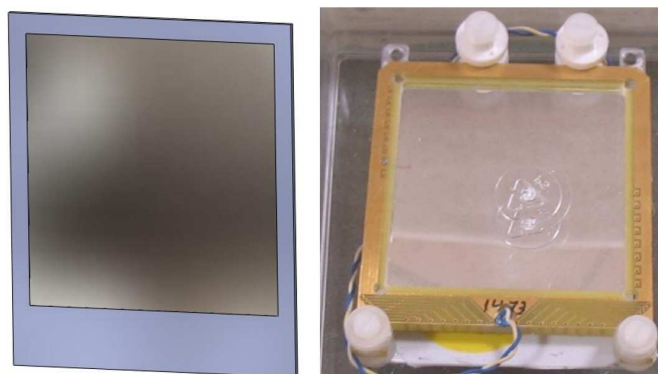


Figura 2.10: Esquema y fotografía de un Si-PAD.

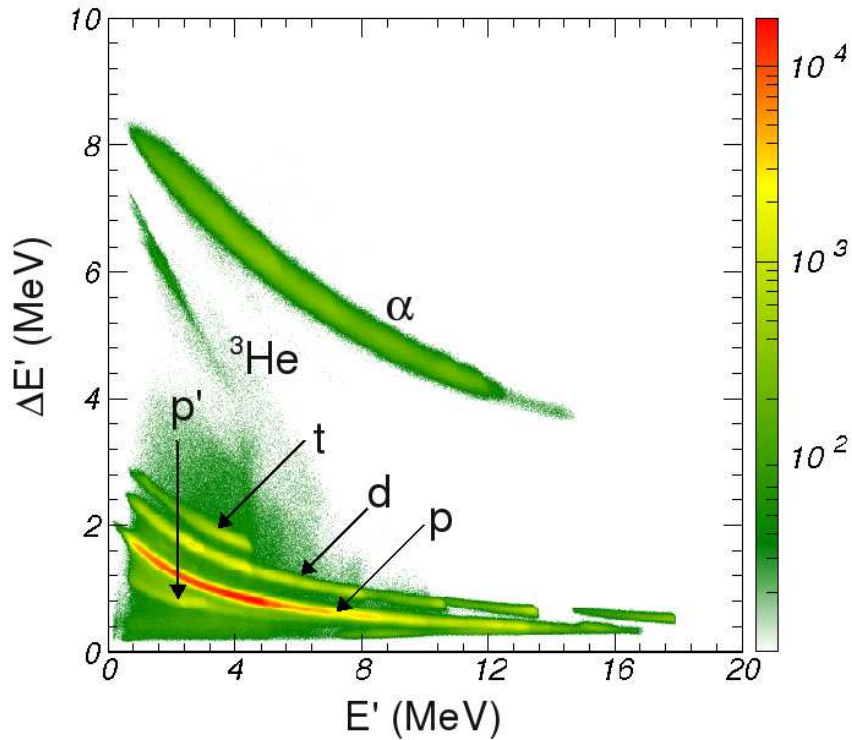


Figura 2.11: Diagrama $\Delta E-E$. Se pueden observar, claramente diferenciadas, las diferentes partículas que son detectadas siendo posible incluso la separación isotópica entre ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ y ${}^3\text{H}$. Figura perteneciente al trabajo [43].

y su relación carga-masa. Debido a ello, si dos partículas diferentes (realmente, con diferente relación carga-masa) atraviesan el detector delgado con una energía dada, perderán diferente cantidad de energía. Si finalmente depositan el resto de su energía (diferente para ambas ya que la pérdida de energía fue diferente) en el detector trasero del telescopio, ambas partículas se encontrarán en puntos diferentes de una representación $\Delta E-E$ (ver figura 2.11). De esta manera, es posible utilizar un telescopio para identificar partículas de diferente naturaleza.

2.3.2 Centelleadores

Los detectores de centelleo o centelleadores habitualmente están constituidos por polímeros de moléculas orgánicas, aunque existen centelleadores de origen inorgáni-

co. Igualmente, existen centelleadores sólidos, líquidos y gaseosos.

Su funcionamiento se basa en la fluorescencia producida en el material cuando la radiación ionizante pasa a través de él. La radiación excita el material centelleador desde su estado fundamental a un estado excitado (habitualmente perteneciente a una banda vibracional diferente). Entonces, la molécula pierde energía por medio de la emisión de radiación habitualmente a través de niveles intermedios, lo que reduce la energía de la radiación y permite que no sea reabsorbida por el material.

Dicha fluorescencia sucede debido a la desexcitación de las moléculas a través de transiciones de baja energía que suceden, habitualmente, en el rango visible del espectro luminoso. El tiempo típico de fluorescencia es del rango de los pocos *ns*.

$$\frac{dL}{dx} = \left(S \frac{dE}{dx} \right) \left(1 + kB \frac{dE}{dx} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Dicha respuesta lumínica, regida por la *fórmula de Birk* (ecuación 2.3) [44], donde S, k y B son parámetros dependientes del material, se puede considerar lineal respecto a la energía de la partícula incidente en el caso de electrones rápidos ya que el término no lineal de la expresión puede considerarse casi nulo en esos casos, lo que facilita el uso de estos detectores como disparador β .

Una vez se ha producido la luz, ésta es recogida por un fotomultiplicador que convierte la señal luminosa en una corriente eléctrica que puede ser tratada como las señales del resto de detectores.

2.3.3 Detectores de Germanio

Los detectores gamma de semiconductor habitualmente están contruídos con Silicio ($Z=14$) o con Germanio ($Z=32$) (otros materiales como el CdTe y el HgI_2 son menos usados). Los detectores de Germanio presentan ciertas ventajas sobre los de Silicio (debido a que la sección eficaz del efecto fotoeléctrico aumenta con Z), como la mayor eficiencia de detección y mejor capacidad de detección de fotones de alta energía; el Silicio sin embargo, es más fácil y barato de producir y permite una mejor eficiencia de detección a bajas energías pero el tamaño de los cristales que pueden producirse es notablemente menor que el de los cristales de Germanio. Tanto los detectores de Germanio como los de Silicio dopado con Litio deben ser refrigerados para su funcionamiento óptimo (los detectores de CdTe y HgI_2 funcionan a temperatura ambiente) ya que se mejora la relación señal-fondo y la resolución del detector.

La estructura habitual de los detectores gamma es una geometría coaxial cuya superficie exterior sirve como electrodo y un revestimiento interno central que sirve como segundo electrodo. Entre ambos se induce una diferencia de potencial de varios miles de voltios que, al igual que en el caso de los detectores de partículas cargadas (cuya diferencia de potencial es, al menos, un orden de magnitud inferior), generan

una corriente eléctrica a partir de los pares hueco-portador generados por los fotones al atravesar la zona activa del detector.

A diferencia de los detectores de partículas cargadas, la eficiencia intrínseca de los detectores gamma no es del 100%, de hecho varía significativamente con la energía (para un gamma de 1000 keV es 20 veces menor que para otro de 100 keV. La eficiencia óptima de los detectores suele ser del 0.5 % a energías del orden de 0.5 MeV.

Pese a la baja eficiencia de detección, los detectores de Germanio presentan un alta resolución en energía siendo 1 keV un valor típico.

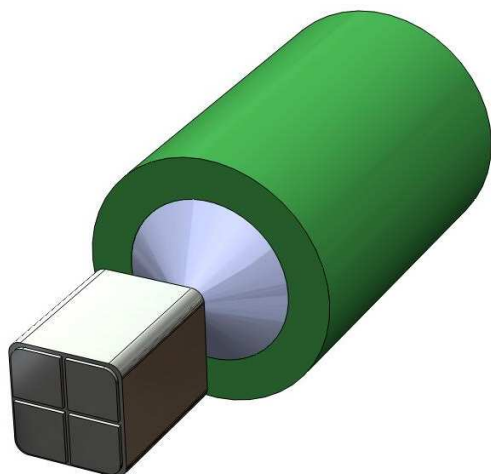
Detectores Clover

Los detectores Clover son detectores gamma de Germanio de alta pureza (HPGe) distribuidos en forma de trébol de cuatro hojas (ver figura 2.12) teniendo cada hoja un tamaño de 4×4 cm². Dicha geometría proporciona una serie de ventajas. Debido a que los 4 detectores se encuentran unidos unos a otros a través de sus superficies de manera compacta (0.2 mm de separación), se reduce el ruido y por tanto, la relación fotopico-Compton aumenta. Debido al mismo motivo, la eficiencia de detección de los fotones para los cuatro detectores es mayor que la suma de las eficiencias de cada uno. Ésto es debido, a que existe la posibilidad de que la energía que un fotón no ha depositado en un detector, sea depositado en otro (*add-back factor*).

La unión de esta manera de los 4 detectores de Germanio proporciona una cobertura de ángulo sólido elevada, hecho necesario debido a la baja eficiencia intrínseca de detección. Es posible además aumentar la segmentación de este tipo de detectores para aumentar la granularidad.

Debido a dicha naturaleza segmentada, es posible aplicar la técnica de *add-back* para aumentar la eficiencia de detección. La técnica de *add-back* consiste en utilizar la información de las diversas hojas de un detector segmentado de este tipo para reconstruir como suceso único un evento en el que se ha depositado la energía de una partícula en diferentes cristales.

Para ello hay que considerar que en el proceso de detección de cada fotón de baja energía en el material semiconductor, pueden suceder dos procesos. El primero es que la energía del fotón sea absorbida completamente en un segmento del CLOVER en el que ha incidido dando lugar a un electrón que se recoge en la cadena electrónica con energía igual al fotón incidente, dando lugar a la aparición de una cuenta en el fotopico. La segunda posibilidad, cuya probabilidad aumenta con la energía del fotón, es que el fotón sufra una dispersión inelástica y ceda parte de su energía a un electrón (*efecto Compton*) en el cristal y que el fotón dispersado, debido a su trayectoria, salga de él, y el electrón recogido tiene pues menor energía. En este caso, es posible que el resto de la energía del fotón resultante sea depositada en otro de los cristales del CLOVER, por lo que no habría contribución al fotopico del



(a)



(b)

Figura 2.12: (a) Esquema de un detector Clover. (b) Fotografía de un detector Clover.

primer detector, pero se podría recuperar mediante análisis conjunto de los cristales.

Teniendo en cuenta este hecho, se puede incrementar la eficiencia de detección (en realidad la relación entre el fotopico y la zona Compton del espectro) reconstruyendo la energía de los fotones que dejan parcialmente su energía en más de un segmento contiguo del detector. Para ello, se parte de cada suceso en el que hay depósito de energía en la zona Compton del espectro en cristales diferentes y se suman las energías depositadas para valores por encima de un valor umbral (para descartar ruido y señales fortuitas). Dicho umbral debe ser suficientemente bajo como para poder considerar los sucesos que dejen bajas cantidades de energía en los cristales y suficientemente alto como para descartar el ruido de baja energía.

En este trabajo, pruebas a diversas energías sugieren que 300 keV es un valor aceptable para el umbral (valores en torno a 200 keV proporcionaban picos anómalos en el espectro correspondientes a la suma de cuentas del fotopico con ruido).

En la Figura 2.13 se representa el cociente $\frac{A_{\gamma(1+2+3+4)}}{\sum_i A_{\gamma(i)}}$ donde $A_{\gamma(1+2+3+4)}$ es el área de un pico tras el proceso de reconstrucción con las 4 hojas y $A_{\gamma(i)}$ ($i=1:4$) es el área de cada pico para cada hoja del detector CLOVER. Puede observarse que para fotones de alta energía (por encima de 2 MeV) la eficiencia de detección en el fotopico se incrementa en más de un 30% con respecto a la contribución individual de los sectores.

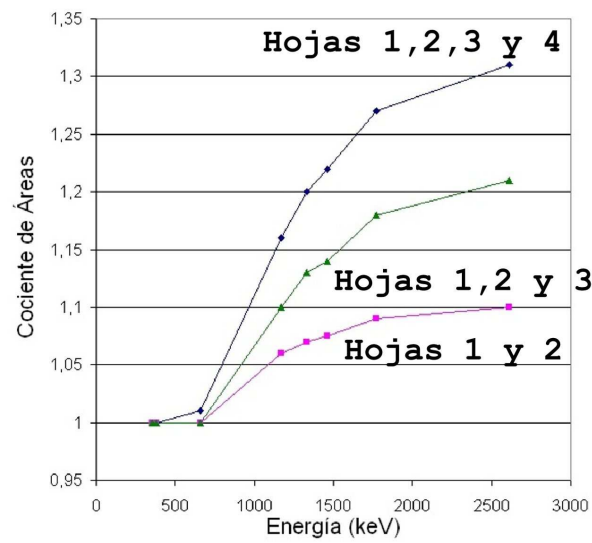


Figura 2.13: Cociente entre el número de cuentas en el fotopico en los picos de las fuentes de calibración con y sin el proceso de reconstrucción de energía de los fotones. Cada línea corresponde (de abajo a arriba) a la reconstrucción en 2, 3 y las 4 hojas del CLOVER 1. De todas las posible combinaciones de suma de hojas de los CLOVER, para esta gráfica sólo se han tenido en cuenta $C1E1+C1E2$, $C1E1+C1E2+C1E3$ y $C1E1+C1E2+C1E3+C1E4$.

2.4 Montajes experimentales

2.4.1 *Silicon Ball*

Silicon Ball [45] es un montaje experimental especialmente diseñado para ISOLDE e instalaciones similares de haces radiactivos de baja energía. Su diseño se basa en una estructura de semi-rombicuboctaedro de 16 cm de apotema con 9 caras cuadradas ($119 \times 119 \text{ mm}^2$) y 4 triangulares (119 mm de lado) cada una portadora de varios detectores de partículas (ver figura 2.15(a)). Cada cara cuadrada está recubierta de 4 detectores de Silicio de $51 \times 51 \text{ mm}^2$ cada uno segmentado en cuadrantes de $22.5 \times 22.5 \text{ mm}^2$. El ángulo sólido subtendido por cada cuadrante es aproximadamente de 0.21% de 4π . Cada cara triangular está diseñada de manera que esté compuesta de segmentos triangulares de detectores de Silicio de 51 mm de lado con un ángulo sólido subtendido de 0.31% de 4π . Esto hace un total de 160 canales electrónicos ($36 \times 4 + 16$). Cada uno de los detectores usados (ver figura ??) ha sido fabricados por *Micron Semiconductor Ltd.* con Silicio tipo *n* con orientación del cristal $\langle 100 \rangle$ con una resistividad de $15 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Su grosor efectivo es de $988 \mu\text{m}$ (con una *capa inerte* de silicio de $0.65 \mu\text{m}$) y funciona con una alimentación de 200 V. El tiempo de vuelo de partículas α a lo largo de su radio es de 16 ns para partículas α de 2 MeV y de 2.3 ns para una partícula α de 8 MeV. Estos tiempos son significativamente diferentes a los característicos de un protón a las mismas energías, tiempos que son 8 y 1.15 ns para 2 y 8 MeV respectivamente. Esta diferencia en los tiempos de vuelo característicos de cada tipo de partícula a lo largo del radio de 16 cm de la *Silicon Ball* permite una gran selectividad del dispositivo.

Silicon Ball fue diseñado con los siguientes propósitos:

- Al combinar numerosos detectores de Silicio, se obtiene una gran cobertura angular (del orden del 70% de 4π cuando se usan todos los detectores).
- Debido al grosor de sus detectores, permite la detección de partículas cargadas en un gran rango energético (se pueden detectar protones desde 100 keV hasta 12 MeV).
- Debido al alto número de detectores, el sistema tiene una gran granularidad, lo que permite reconstrucciones geométricas precisas.
- Además, la alta granularidad y ángulo sólido permiten el estudio de canales de emisión de varias partículas.
- El diseño es ligero debido al marco de montaje hecho de aluminio.
- El radio de la estructura (16 cm) permite estudios de *tiempo de vuelo*.

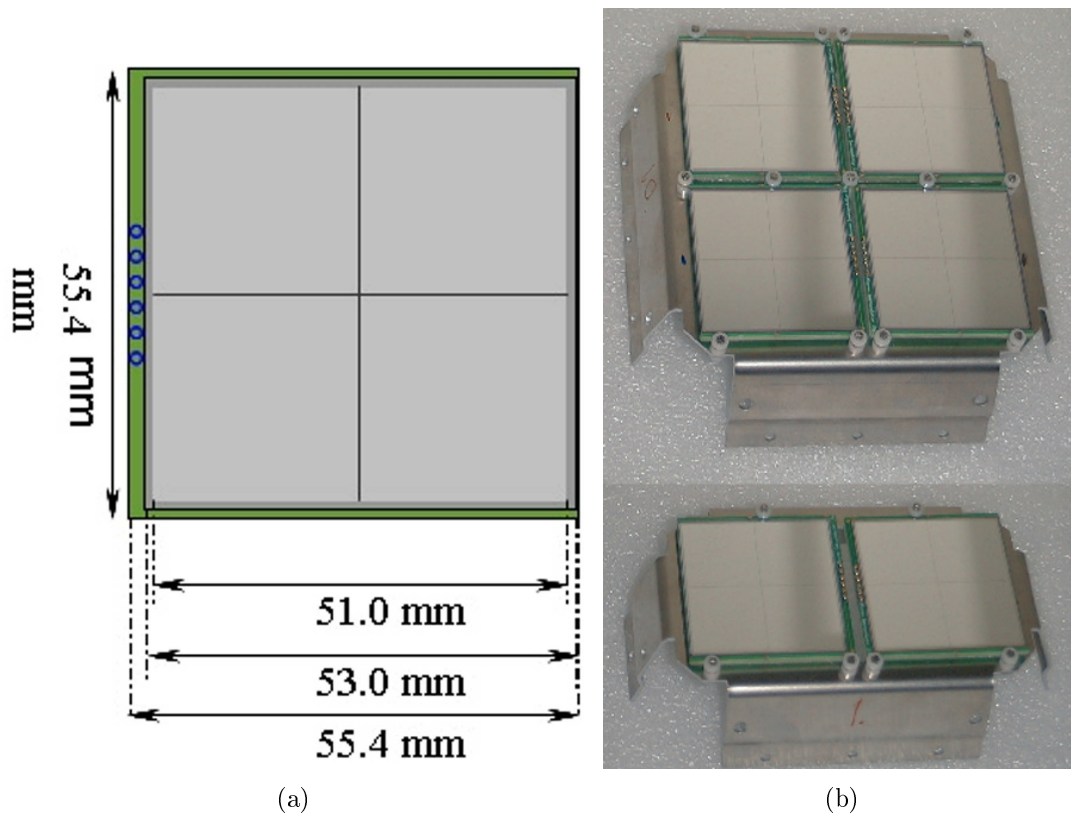


Figura 2.14: (a) Esquema de un detector de la *Silicon Ball*. (b) Fotografía de un cuadrante formado por 4 detectores y medio cuadrante formado por 2 detectores [45].

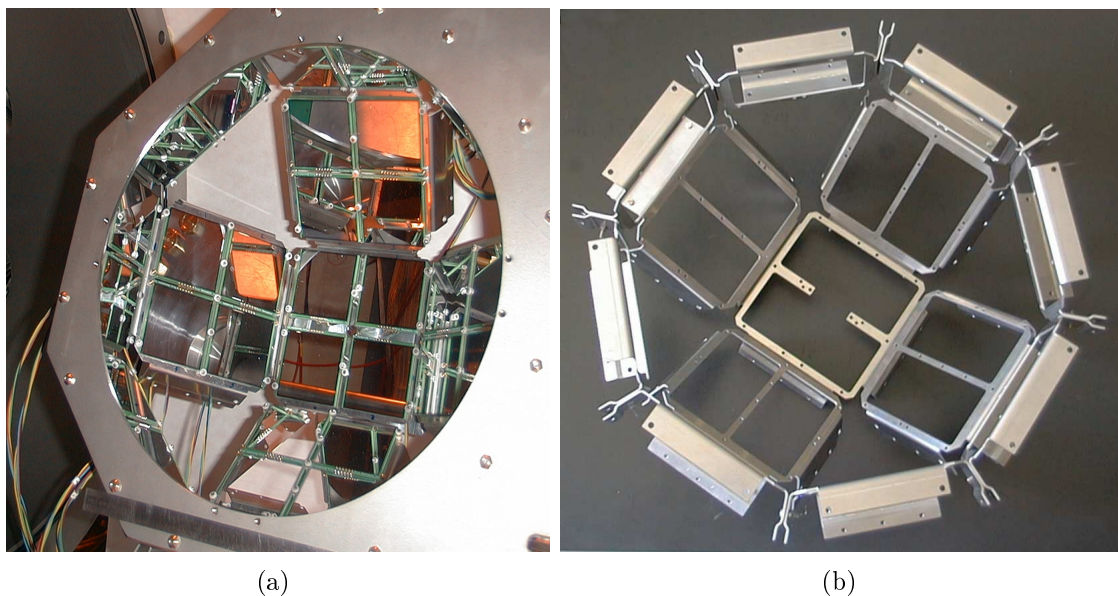


Figura 2.15: (a) Fotografía de la *Silicon Ball* [45]. (b) Fotografía del marco de montaje de los detectores.

o

- Los detectores pueden ser enfriados para reducir el ruido electrónico y mejorar la resolución.
- El diseño permite la utilización del dispositivo tanto en experimentos de desintegración β como de reacciones nucleares.

2.4.2 *Silicon Cube*

El Cubo de detectores de Silicio o *Silicon Cube* [46], desarrollado en CENBG, se compone de 6 telescopios, formados un DSSSD acoplado a un Si-PAD, distribuidos en dos grupos de 3 que forman una estructura cúbica centrada en el punto de recogida y parada del haz que albergará la fuente emisora a estudiar.

El *Silicon Cube* se diseñó para satisfacer 5 necesidades básicas a la hora de estudiar las emisiones de núcleos exóticos cerca de la línea de estabilidad de protones.

- Poder detectar partículas cargadas dentro de un gran rango de energía. Para ello se combinan detectores de diferentes grosores y características (ver tabla 2.2).
- Tener una gran cobertura angular para maximizar la probabilidad de detección. Para ello los DSSSD se encuentran a distancias nunca superiores a 4 cm del

Tabla 2.2: Características de los detectores usados para *Silicon Cube* en el experimento de 2005.

| DSSSD | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--|-------|------|-------|-------|------|-------|
| Grosor (μm) | 300 | 287 | 270 | 64 | 1000 | 288 |
| Grosor Si-PAD asociado (μm) | 300 | 300 | 500 | 1473 | 150 | 1498 |
| Distancia al centro (mm) | 38.48 | 36.3 | 39.62 | 38.48 | 36.3 | 39.62 |
| Ángulo sólido subtendido ($\%4\pi$) | 8.9 | 9.7 | 8.5 | 8.9 | 9.7 | 8.5 |

centro del dispositivo, distancia óptima para la cobertura angular dadas las dimensiones de los detectores ($5\text{cm} \times 5\text{cm}$).

- Poseer una alta granularidad para poder discriminar entre las diferentes partículas de un suceso y poder obtener correlaciones angulares entre dichas partículas. El uso de los DSSSD como detectores frontales de los telescopios satisface esta condición.
- Tener la capacidad de distinguir entre las partículas β (positrones o electrones) y las partículas cargadas emitidas tras la desintegración β . Gracias al uso acoplado como telescopio de los DSSSD y los Si-PAD es posible utilizar éstos últimos como VETO para poder distinguir las partículas ligeras (positrones o electrones) de partículas pesadas (protones, partículas alfa).
- Estudiar con gran eficacia los procesos de emisión múltiple de partículas cargadas. Esto se debe a su gran área activa de detección ($6 \times 50 \times 50\text{mm}^2$) y el gran número de puntos independientes de detección ($6 \times (16 \times 16) + 4 = 1540$) el dispositivo tiene tan sólo 198 ($36 \times 6 + 6$) canales electrónicos.
- Realizar medición de desintegración γ simultáneamente. La transparencia a la radiación gamma que presenta la estructura, permite el uso de detectores de germanio entorno al *Silicon Cube* de manera que pueden realizarse mediciones de radiación gamma a la vez que mediciones de partículas cargadas.

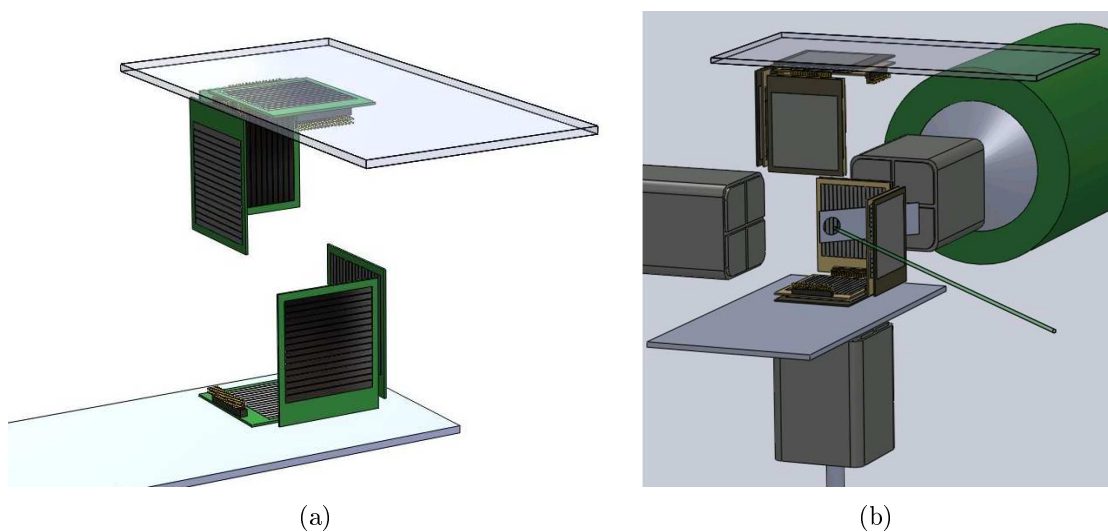


Figura 2.16: (a) Esquema de *Silicon Cube* en el que se muestran sólo los detectores frontales (DSSSD) de cada telescopio para una mejor visualización. (b) Esquema del montaje experimental usado en el experimento realizado en 2005 en el que se muestra el *Silicon Cube* rodeado de los detectores CLOVER de EXOGAM.

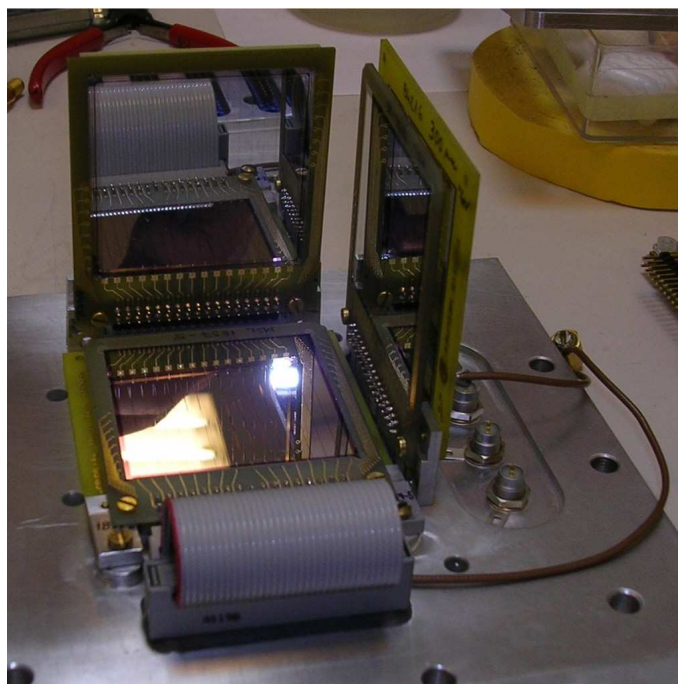


Figura 2.17: Fotografía de tres de los detectores *DSSSD* correspondiente al montaje de prueba de los detectores [46].

Capítulo 3

Geometría, calibración y electrónica

3.1 *Silicon Ball*: Geometría y calibración

Debido a la gran cobertura angular del sistema experimental existe una gran dependencia angular en la energía depositada por partículas pesadas como protones y partículas α . Esto debido al grosor de las *capas inertes* de los detectores de Silicio usados que causan una considerable pérdida de energía que depende del tipo de partícula. Adicionalmente, las partículas también sufren pérdida de energía al atravesar la lámina de carbono en la que el ^{17}Ne es depositado y donde se desintegra. Debido a ello, es necesario tener en cuenta la diferencia en el depósito de energía en función de la posición del suceso y el tipo de partícula, tanto en el proceso de calibración como en el posterior proceso de reconstrucción de la energía final de las partículas detectadas.

Por estos motivos, en este capítulo se describe tanto la geometría del sistema experimental como los pormenores de los procesos de calibración y reconstrucción energética.

3.1.1 Geometría

El primer paso para realizar la calibración del sistema es la caracterización geométrica del sistema experimental. La base del cálculo de la posición de cada uno de los puntos de detección del sistema experimental debe ser la estructura de semirrombicuboctaedro de la *Silicon Ball*, ya que la mayoría de los detectores pertenecen a ella (el telescopio se encontraba montado sobre una extensión de la figura de manera que se bloqueaba uno de los detectores cuadrados (detector 5 figura 3.2)). Puesto que la estructura puede ser fácilmente inscrita en una esfera y dado que el haz de iones de ^{17}Ne incidía sobre uno de los radios de dicha esfera, es lógico trabajar en coordenadas esféricas. Para ello, dado que es fácil obtener todas las posiciones sobre los detectores a partir de longitudes (figura ??) y distancias básicas, se ha obtenido

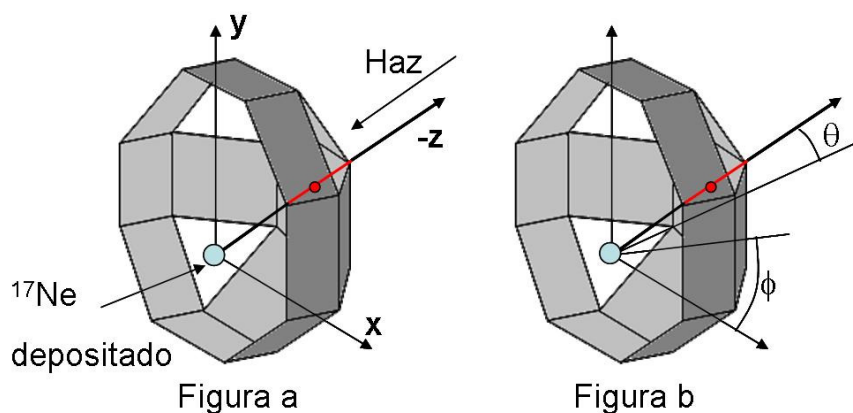


Figura 3.1: Esquema de los sistemas de referencia de la Silicon Ball en coordenadas cartesianas (a) y esféricas (b).

la distribución geométrica de los detectores en coordenadas cartesianas y posteriormente se ha cambiado al sistema de coordenadas esféricas. En la figura 3.1 pueden verse los dos sistemas de referencia usados. En la figura 3.2 se muestra la posición de cada uno de los puntos de detección según se ordenan en la adquisición (numerados en forma de espiral entrante en sentido horario tanto para los sectores como para los cuadrantes de cada detector).

Para obtener las posiciones (que se han considerado como los centros geométricos de cada uno de los segmentos de los detectores de Silicio) de cada uno de los puntos de detección en coordenadas cartesianas, se han tenido en cuenta las dimensiones de los detectores y los ángulos de la estructura (de 45 grados en cada arista). Estas dimensiones pueden verse en la figura ???. A partir de estas dimensiones se pueden obtener las tres coordenadas espaciales de cada detector a partir de 4 distancias básicas. Dichas distancias son la anchura de un detector completo (59.5 mm), la distancia perpendicular desde el borde de un detector al centro de cada uno de sus segmentos (17 y 42.5 mm) y la apotema del rombicuboctaedro, que coincide con el radio de una circunferencia inscrita en él (143 mm). A partir de estas distancias y longitudes básicas (y de sus proyecciones a 45 grados) es sencillo obtener la posición geométrica de cada detector. Se ha tenido en cuenta también la separación entre detectores (7 mm) debido al marco de aluminio que los sujetaba.

Para realizar la calibración se debe tener en cuenta la pérdida de energía de las partículas en la *capa inerte* de los detectores ($0.1 \mu\text{m}$ para el DSSSD usado y $0.65 \mu\text{m}$ para los detectores de la Silicon Ball) que depende del grosor efectivo atravesado por la partícula que a su vez depende del ángulo de incidencia de la partícula respecto a la normal del detector (figura 3.3). Para calcular dicho ángulo es necesario conocer no

sólo la posición del punto de detección, sino también la normal al detector. Debido a la colocación de los detectores y a la elección de los ejes coordenados, todos ellos se encuentran normales o a 45 grados de alguno de los ejes, lo que hace sencillo el cálculo de dichos vectores normales a las superficies (listados a continuación).

$$\begin{aligned}
 n_E &= (0, 0, 1) & n_9 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, 1) \\
 n_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, 1) & n_{10} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1, 0, 1) \\
 n_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(-1, 0, 1) & n_7 &= (-1, 0, 0) \\
 n_3 &= (1, 0, 0) & n_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1, -1, 0) \\
 n_5 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1, 1, 0) & n_6 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(-1, +1, 0) \\
 & & n_8 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(-1, -1, 0)
 \end{aligned}$$

3.1.2 Calibración

Una vez caracterizada la geometría del sistema experimental se puede proceder a la calibración. La calibración de los detectores de la *Silicon Ball* y del DSSSD se ha realizado utilizando una fuente triple alfa *standard* (^{239}Pu , ^{241}Am y ^{244}Cm) y una fuente de ^{148}Gd , por lo que se tienen 4 puntos de calibración a 5148.8(12), 5478.6(3), 5794.84(6) y 3182.787(24) keV respectivamente. Debido a la dependencia angular de la deposición de energía comentada anteriormente, dichos valores de energía han sido previamente corregidos por la pérdida de energía en la *capa inerte* de cada detector en función de su posición. Dicho valor es del orden de 100 keV a una energía de 5 MeV y varía entorno a 15 keV en función del ángulo lo que hace que el efecto no sea despreciable. Esta reducción de 100 keV es significativa comparada con la resolución de los detectores, que es aproximadamente de 60 keV.

En el caso del detector trasero del telescopio (cuya parte frontal es el DSSSD), debido a que no se tomaron espectros de calibración con las fuentes α , se ha realizado una calibración interna usando los picos de protones provenientes de los niveles excitados a 4.64(2), 5.488(11), 6.037(9) y 11.1929(2) MeV en ^{17}F (con la respectiva corrección por la pérdida de energía tras atravesar el DSSSD frontal de 63 μm).

En el caso del detector 12 de la *Silicon Ball*, la adquisición de datos no fue correcta durante la toma de datos con las fuentes de calibración, por lo que también se ha realizado una calibración interna usando dichos puntos.

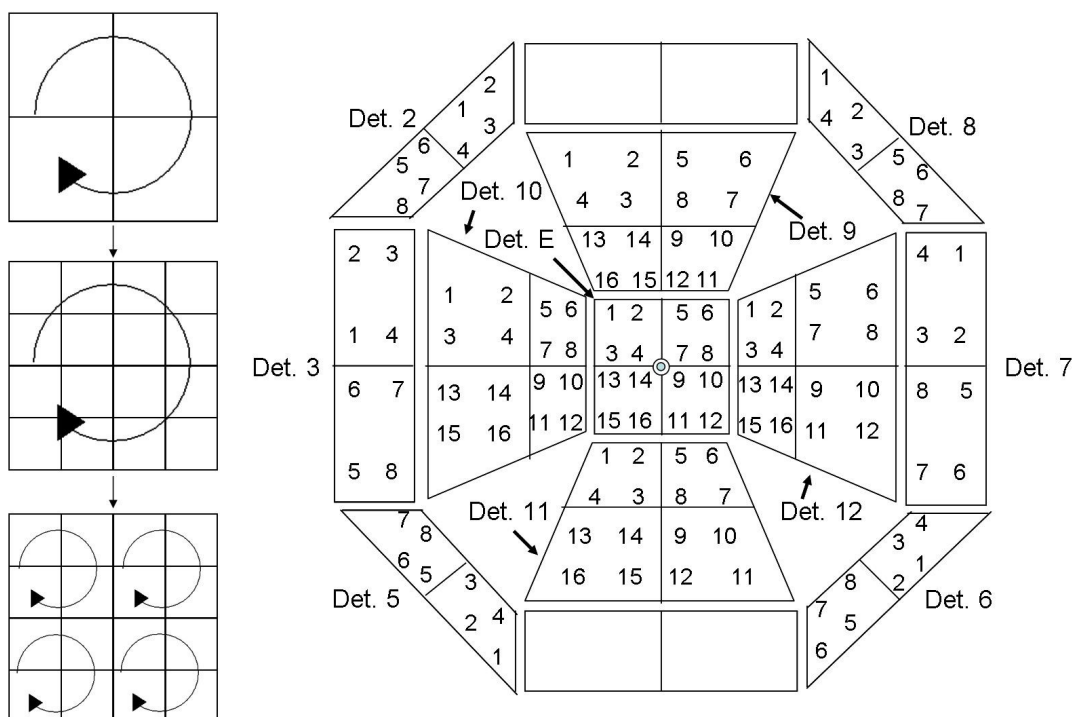


Figura 3.2: Esquema de la numeración de los detectores de la Silicon Ball. A la izquierda se muestra la lógica espiral con la que se ordena el cableado de los detectores para obtener una correcta disposición espacial que permita su correcta salida a los módulos electrónicos (orden correspondiente a la numeración).

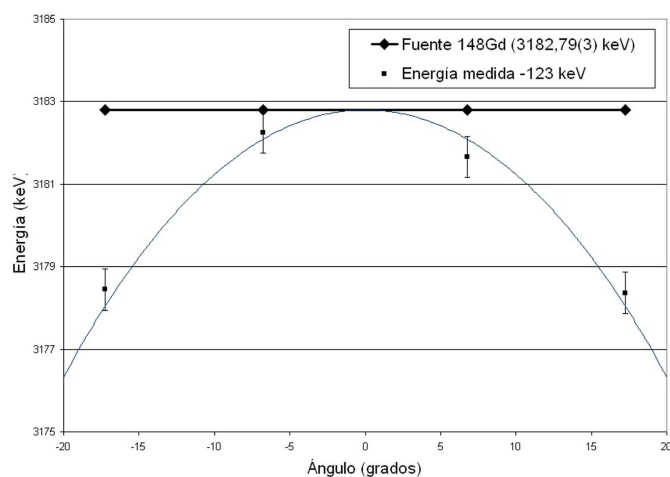


Figura 3.3: Dependencia angular en la pérdida de energía para 4 detectores alineados en el detector frontal E con una capa inerte de 0.65 μm .

3.1.3 Reconstrucción en energía

Una vez calibrados los diferentes detectores para convertir la energía depositada por las partículas en la energía cinética que transportaban originalmente, hay que realizar una doble reconstrucción de energía. Esto es debido a la pérdida de energía de las partículas al atravesar la *capa inerte* del detector (proceso inverso al realizado anteriormente) y a la pérdida de energía en la lámina de carbono que hacía de colector de los iones de ^{17}Ne . Dicha lámina, de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ era la encargada de detener y acumular los iones de ^{17}Ne en el centro del sistema experimental. La lámina se encontraba en el centro geométrico de la *Silicon Ball* a un ángulo de -45° respecto al haz para evitar las sombras sobre el telescopio y la *Silicon Ball*. Debido a esa angulación, el grosor efectivo de carbono que atravesaban las partículas antes de llegar a los detectores dependía no sólo del ángulo θ del sistema de referencia sino también del ángulo ϕ .

Para calcular el grosor efectivo se va a considerar la emisión de partículas puntual desde el origen de coordenadas (situado en el punto de depósito de ^{17}Ne). El vector posición de los detectores, cuya dirección está caracterizada por los ángulos θ y ϕ , recorre el espacio interseccionando con la cara superior de la lámina, que como se ha dicho es un plano de inclinación -45 grados. Dicho plano, no pasa por el origen de coordenadas, sino que se encuentra a una distancia de dicho punto, distancia que corresponde con la profundidad de implantación de los iones de ^{17}Ne . Dicha profundidad de implantación en la capa de carbono para el haz de ^{17}Ne a 60 keV es $975(30) \text{ \AA}$ (profundidad obtenida por simulación con TRIM). Con estas consideraciones, para calcular el grosor efectivo de carbono que atraviesa una partícula cuando incide sobre un detector en una posición angular (θ, ϕ) , sólo es necesario calcular el módulo del vector posición del punto del plano superior de la lámina de carbono cuyas coordenadas son angulares (θ, ϕ) .

Para realizar dicho cálculo se obtiene en primer lugar la ecuación del plano. Como se trata de un plano que forma -45 grados con respecto a los ejes x y $-z$ (ver figura 3.1 para la determinación del sistema de referencia) y que pasa por el punto $-z=d$ se tiene la siguiente ecuación:

$$x + z = d \quad (3.1)$$

Si ahora se tiene en cuenta la relación entre coordenadas cartesianas y coordenadas esféricas:

$$x = r \sin(\theta) \cos(\phi) \quad (3.2)$$

$$y = r \sin(\theta) \sin(\phi) \quad (3.3)$$

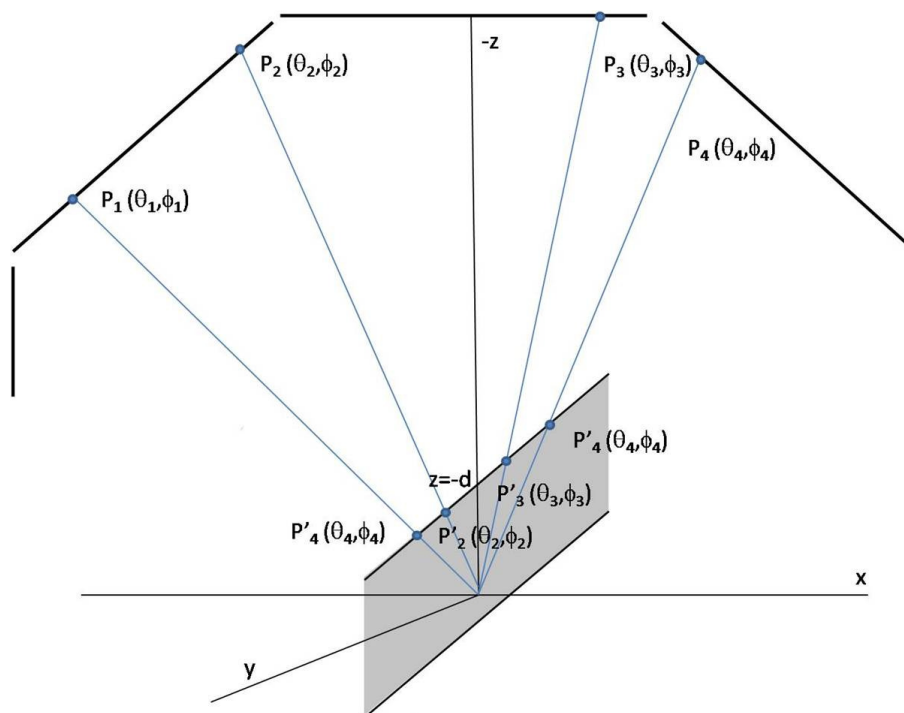


Figura 3.4: Esquema de la dependencia angular del grosor efectivo de carbono atravesado por las partículas al ser detectadas en diversos puntos de la geometría con el origen de coordenadas en el punto de implantación a profundidad d . Se observa que la dependencia angular de los puntos del plano superior de la lámina de carbono es la misma que la de la posición de los puntos de detección.

$$z = r \cos(\theta) \quad (3.4)$$

La ecuación del plano pasa a ser:

$$r \sin(\theta) \cos(\phi) + r \cos(\theta) = d \quad (3.5)$$

De lo que se deduce que el grosor efectivo, que es igual al módulo del vector posición sobre el plano, es igual a:

$$d_{\text{efectivo}}(\theta, \phi) = r(\theta, \phi) = \frac{d}{\sin(\theta) \cos(\phi) + \cos(\theta)} \quad (3.6)$$

Una vez calculado el grosor efectivo de carbono y con el grosor efectivo de la *capa inerte* de silicio en función de la posición del detector, puede reconstruirse la energía inicial de las partículas detectadas. Como en el experimento se pueden detectar protones y partículas α (además de positrones) se deben realizar dos reconstrucciones

energéticas diferentes cada una en función del tipo de partícula. Por tanto, en el proceso de reconstrucción se pasará de la energía depositada (E) en el detector a una energía (E') añadiendo la energía perdida en la *capa inerte* del detector (que depende de E y de la normal al detector) y de ésta se pasará a una energía final (E'') resultado de añadir a E' la energía perdida en la lámina de carbono (que depende de E' y de la posición del detector, θ y ϕ).

3.1.4 Construcción de los espectros finales

Una vez obtenida la calibración en energía de los detectores, se puede proceder a la obtención de un único espectro de partículas cargadas sumando la contribución de cada uno de los detectores. Para ello, se realizaron dos comprobaciones de la calibración de cada punto de detección con respecto a los demás. La primera consistió en una comprobación visual mediante la superposición de los espectros (tanto de los cuadrantes de la *Silicon Ball* como de las bandas del DSSSD). De esta manera se pudo constatar la perfecta superposición de los espectros transición a transición, con lo que se puede descartar cualquier error en la calibración o la falta de linealidad de los espectros en algún rango energético.

Una segunda comprobación se realizó comparando el espectro suma con los espectros individuales. En el caso de la *Silicon Ball*, se calculó la resolución en el pico de protones aislado más estrecho disponible (a 11 MeV procedente del IAS de ^{17}Ne), obteniendo tanto para el espectro suma como para los espectros individuales una resolución de 60 keV. En el caso del DSSSD se utilizaron los picos de calibración interna para la comparación del espectro suma con los espectros individuales. De nuevo se obtuvo un resultado análogo en los dos casos, siendo la resolución obtenida 50 keV.

3.2 Silicon Cube: Geometría y calibración

3.2.1 Geometría: Ordenación de las bandas

La electrónica de los DSSSD agrupa las señales de cada 8 bandas. Pero la ordenación real de las señales electrónicas de cada grupo de bandas en los módulos NIM determinará la correspondencia entre posición y banda. Por ese motivo, el orden espacial de las bandas no es necesariamente el esperado y es necesario determinar la posición y orientación de cada banda dentro de cada detector.

Para ello, en primer lugar se realizaron representaciones de la distribución de impactos sobre la superficie de cada detector. En teoría, la distribución de impactos debería tener simetría polar respecto a un punto (que se corresponde con la proyección normal de la fuente emisora sobre la superficie del detector). Realizando dichas

proyecciones ordenando las bandas según el orden numérico, se obtuvieron algunos resultados como los de la figura 3.5. En dicha figura, se observa que no se obtiene la simetría circular esperada y que las anomalías se presentan en el orden de los grupos de bandas 1 a 8 y 9 a 16 (lo que se corresponde con lo que cabría esperar a partir de la agrupación de las señales electrónicas).

A partir de la reconstrucción de la correcta simetría polar de las figuras se obtiene la correspondencia entre la ordenación de las señales electrónicas y la posición geométrica de las bandas en el detector. Debido a que las conexiones de cada banda se agrupaban de 8 en 8, el orden relativo entre ellos siempre se tendrá en grupos de las bandas 1 a 8 y 9 a 16. Debido a la distribución espacial de los conectores de las bandas, las bandas horizontales 9 a 16 deben ser conectadas invertidas, es decir, de la banda 16 a la banda 9, hecho que se observará en las distribuciones de impactos.

En la figuras 3.7 y 3.8 puede verse la distribución de impactos según el orden numérico y su posterior reconstrucción.

Una vez determinado el orden relativo de las bandas, cabe preguntarse si la orientación global obtenida para cada detector es la correcta o se ha obtenido totalmente invertida respecto a alguno de los ejes de coordenadas. Para obtener una respuesta, es necesario tener una referencia externa, para lo que es necesario conocer la posición de la fuente.

3.2.2 Geometría: Cálculo de la posición de la fuente

Para determinar la posición relativa entre los detectores y la fuente radiactiva se ha considerado que la distribución de impactos sobre los detectores se debe a la emisión isótropa de las partículas desde una fuente puntual. Evidentemente, estas condiciones no son del todo exactas, pero en primera aproximación son válidas para este propósito.

Se ha realizado un ajuste por mínimos cuadrados a una distribución de impactos isótropa con la fuente en una posición (x,y,z) y se ha comparado con las distribuciones experimentales para obtener así la posición relativa entre fuente y detector. Para ello, se ha tomado un sistema de coordenadas como el indicado en la Figura 3.6 donde el eje z es perpendicular a la superficie del detector (en dirección saliente).

Los resultados obtenidos del ajuste pueden verse en la tabla 3.1. Cabe destacar que la distancia al centro del cubo (z) para el detector 5 es considerablemente inferior a las distancias obtenidas para otros detectores. Esto es debido a que la alteración de la distribución de impactos que sufre este detector por la sombra de la lámina de recolección reduce drásticamente la estadística del centro del detector, siendo esta parte la que proporciona la principal información para la determinación de la distancia z .

A partir de las posiciones relativas de cada detector respecto al centro de la geometría, se puede calcular el ángulo sólido subtendido por cada una de las bandas

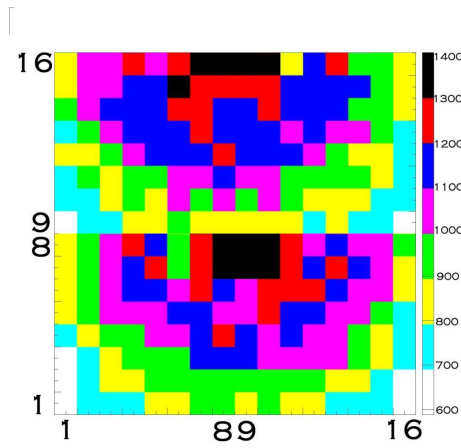


Figura 3.5: *Distribución de impactos sobre la superficie de Silicio 4.*

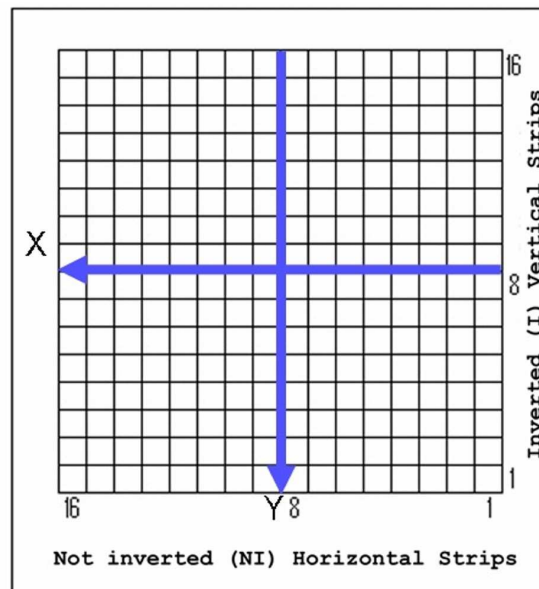


Figura 3.6: *Sistema de coordenadas sobre la superficie de un DSSSD.*

Tabla 3.1: *Coordenadas obtenidas para la posición del centro de la geometría respecto a cada detector DSSSD (ver figura 3.13) donde x e y se orientan según el sistema de referencia mostrado en la figura 3.6. Los errores mostrados son los errores proporcionados por el método de cálculo.*

| DSSSD | x (mm) | y (mm) | z(mm) |
|-------|-----------|-----------|-----------|
| 1 | -2.15(9) | -3.55(9) | 38.14(23) |
| 3 | 1.53(14) | -1.78(15) | 49.01(6) |
| 4 | -1.06(12) | 0.05(11) | 43.17(32) |
| 5 | 1.03(4) | -0.73(4) | 26.16(3) |
| 6 | 0.53(10) | 0.29(9) | 38.44(26) |

Tabla 3.2: *Ángulo sólido subtendido por cada detector desde el centro del cubo de detectores.*

| DSSSD | Ángulo Sólido (srad) |
|-------|----------------------|
| 1 | 8.3(5) |
| 3 | 6.1(4) |
| 4 | 7.5(4) |
| 5 | 9.8(4) |
| 6 | 8.1(5) |

de los detectores (eficiencia geométrica). En el cálculo de los ángulos sólidos se han descontado las bandas que no funcionaban y que por tanto no se han utilizado. La tabla 3.2.2 muestra dichos ángulos sólidos.

Una vez obtenida la posición aparente de la fuente respecto a cada detector, teniendo en cuenta que la geometría del detector era cúbica centrada en la fuente (aunque la geometría no es compacta), las posiciones aparentes para cada detector deberían coincidir.

Dado que el detector Silicio 5 (ver figura 3.9) se encuentra en la base del *Silicon Cube*, presenta el efecto de sombra del colector (*stopper*), dicha sombra puede ser utilizada como referencia geométrica externa para posicionar correctamente la orientación global de las bandas del detector. Igualmente podría utilizarse el detector Silicio 2 pero por un problema electrónico el detector no funcionó correctamente durante el experimento.

A partir de la comparación de la distribución de impactos obtenida con la ordenación numérica de las bandas para este detector con la posición de la cinta de frenado de la muestra radiactiva, se puede observar que la sombra coincide con la posición de la cinta (Figura 3.10). De esta manera, se puede saber que el orden y

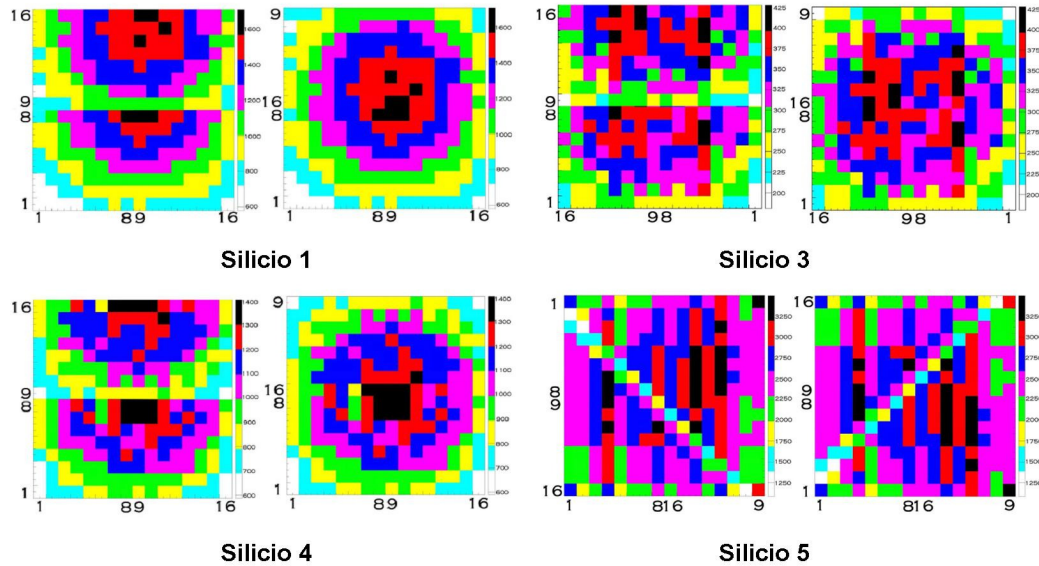


Figura 3.7: *Distribución de impactos sobre la superficie de los detectores Silicio 1, 3, 4 y 5, a la izquierda, según la ordenación numérica y a la derecha, una vez reordenados para reproducir la distribución de impactos con simetría polar*

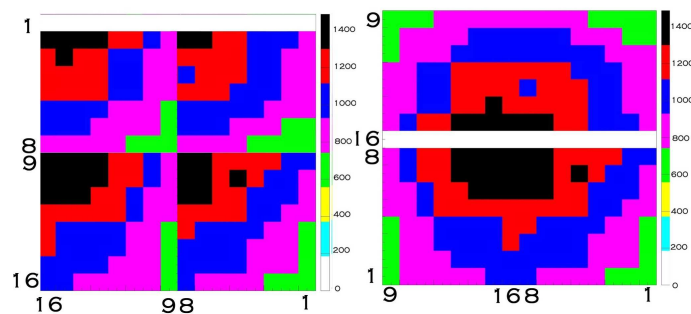


Figura 3.8: *Distribución de impactos sobre la superficie del detector Silicio 6: a la izquierda, según la ordenación numérica y a la derecha, una vez reordenados para reproducir la distribución de impactos con simetría polar.*

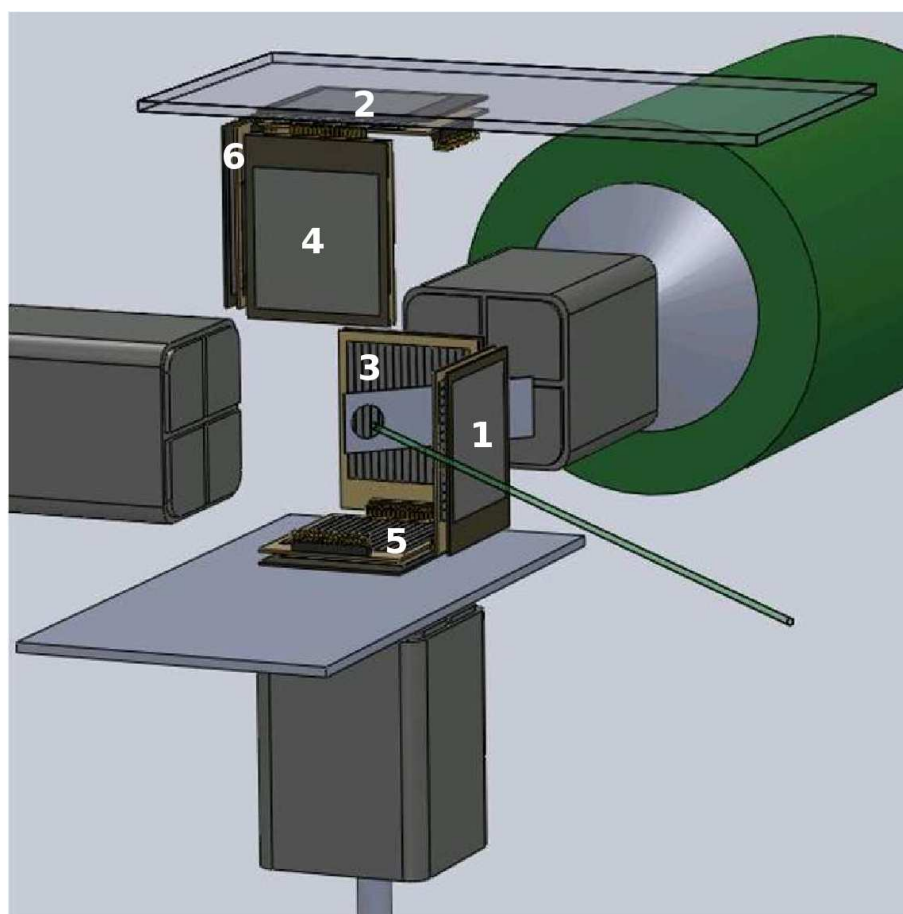


Figura 3.9: *Esquema del sistema experimental con los telescopios numerados.*

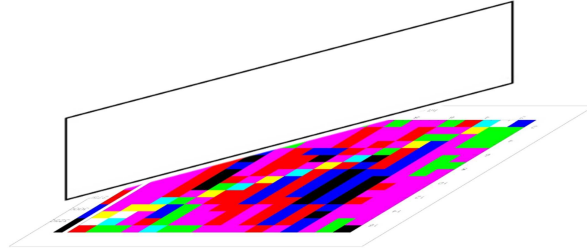


Figura 3.10: *Distribución de impactos sobre la superficie del detector Silicio 5 situado bajo la cinta de implantación de Al utilizada para depositar la actividad en estudio. Se observa que la sombra coincide con la posición y orientación de la cinta.*

orientación de las bandas es el correcto y se puede usar Silicio 5 como referencia espacial absoluta.

Tomando como referencia la posición de la fuente respecto a la superficie del detector Silicio 5 se puede determinar la orientación de las bandas del resto de los detectores (ya que debido al argumento que se ha utilizado para determinar la orientación de Silicio 5, puede concluirse que es la referencia más fiable).

Las siguientes figuras (3.11 y 3.12) muestran de manera gráfica el proceso realizado para comparar las posiciones aparentes de la fuente y el orden global de las bandas para que la posición aparente de la fuente coincida en cada caso.

La Figura 3.13 recoge toda la información sobre las posiciones y orientaciones de las bandas así como la distancia de cada DSSSD al centro de emisión de partículas.

3.2.3 Calibración de los detectores de partículas cargadas

Para el análisis de los datos recogidos por los 5 telescopios del *Silicon Cube* usados se realizó una calibración interna tanto de los DSSSD como de los Si-PAD. Los puntos de referencia utilizados para la calibración interna se pueden ver en la tabla 3.3.

Se ha decidido usar esos picos de protones para calibrar por ser los que se conocen con mayor precisión (en el caso del pico procedente del nivel $^{33}\text{Cl}(5547.9(8) \text{ keV})$) o por ser los más intensos del espectro.

Cabe destacar que la energía del IAS de ^{33}Cl utilizada es la energía medida en [47] cuyo valor, $5547.9(8)$, difiere del valor de menor precisión que se había considerado en experimentos previos $5544(1)$ [48]. Además se ha usado un valor reciente y muy preciso para el IAS del ^{32}Ar procedente de [49]. Debido a estos hechos, se puede considerar que los valores de energía obtenidos por esta calibración serán más

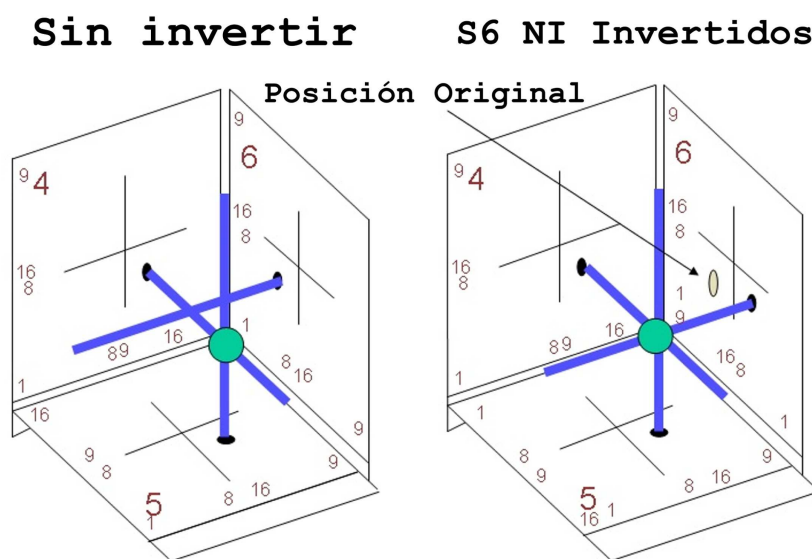


Figura 3.11: *Posición aparente de la fuente sobre Silicio 4 y Silicio 6 respecto a Silicio 5. A la izquierda la posición aparente según la ordenación numérica de las bandas. A la derecha, la posición aparente con la reordenación de las bandas para que coincida en los tres detectores.*

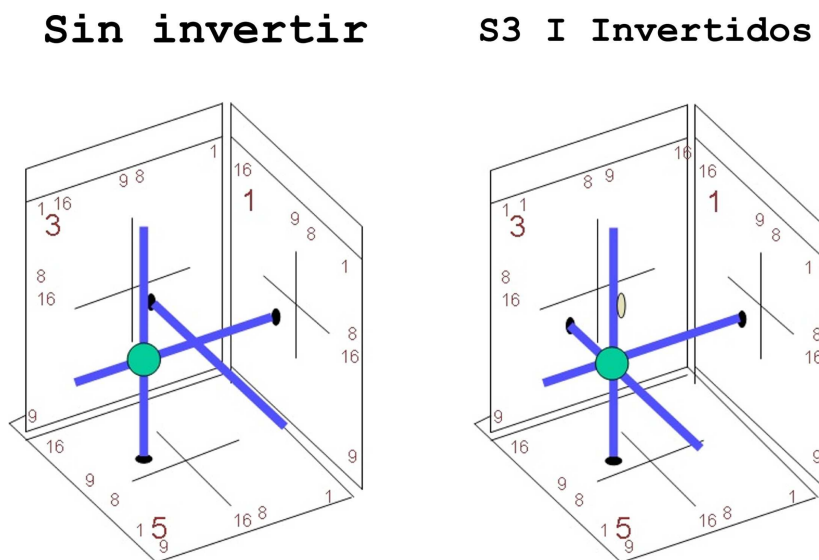


Figura 3.12: *Posición aparente de la fuente emisora de partículas sobre Silicio 1 y Silicio 3 respecto a Silicio 5. A la izquierda la posición aparente según la ordenación numérica de las bandas. A la derecha, la posición aparente con la reordenación de las bandas para que coincida en los tres detectores.*

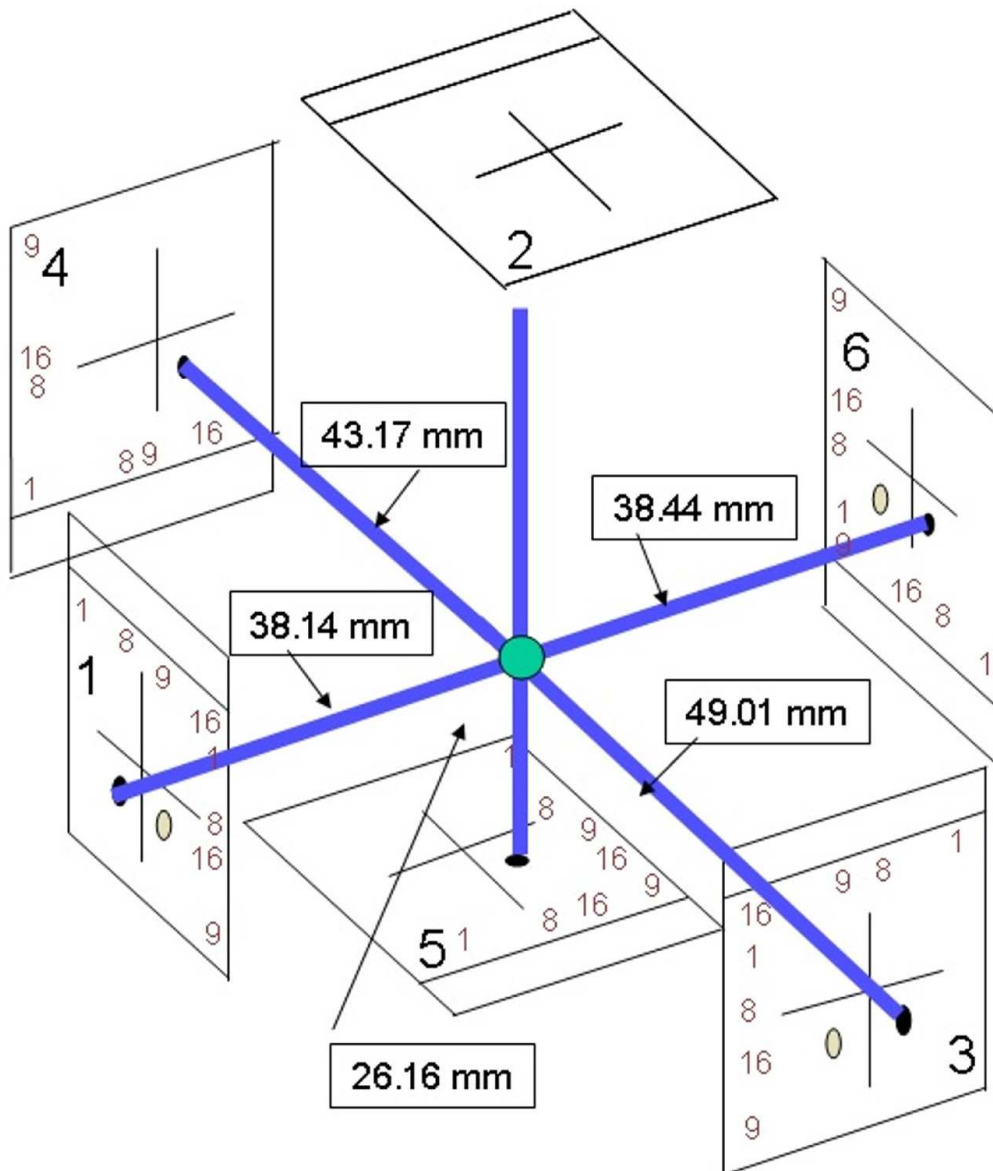


Figura 3.13: Esquema de la geometría del montaje experimental con el orden y orientación de las bandas de los DSSSD y la distancia de cada detector al centro (según se mostraba en la tabla 3.1).

Tabla 3.3: *Energías usadas para la calibración de los detectores de 300, μm Silicio 1, 3, 5 y 6.*

| $E_{excitacin}$ (keV) | Núcleo | E_p (keV) |
|-----------------------|------------------|-------------|
| 3971.9(12) [48] | ^{33}Cl | 1643.4(14) |
| 4438.2(15) [48] | ^{33}Cl | 2097(2) |
| 5547.9(8) [47] | ^{33}Cl | 3175.5(8) |
| 6247(5) [48] | ^{33}Cl | 3857(6) |
| 5046.3(4) [49] | ^{32}Cl | 3363(7) |

precisos que los obtenidos en trabajos previos.

Como se trata de una calibración interna, los efectos de pérdida de energía al atravesar la *capa inerte* se pueden considerar englobados en la propia calibración. Pero eso sólo es cierto para los energías que se obtengan en el rango de interpolación de la calibración. A energías superiores a 3.3 MeV, se considerará que la pérdida de energía adicional que sufren los protones con respecto a la pérdida del último pico de referencia es suficientemente pequeña para considerarla despreciable (como en los estudios anteriores), sin embargo para energías inferiores a 1.6 MeV, dado que la pérdida relativa de energía es importante, se ha realizado un proceso de reconstrucción energética comparativa con respecto a la pérdida que hubiera sufrido un protón a 1.6 MeV (valor correspondiente al pico de protones de calibración de menor energía). De esta manera se compensa el efecto de pérdida de energía que la calibración interna no puede englobar por estar los valores fuera del rango de interpolación de la relación lineal canal-energía obtenida.

Como proceso adicional, para esos picos de baja energía, se ha añadido de una manera análoga la energía perdida en la lámina de mylar (de 0.9 μm) que servía de colector de los iones de ^{33}Ar y ^{32}Ar , capa que los protones tenían que atravesar para llegar al detector provocando pérdidas de energía adicionales. En los picos de protones de energías superiores este efecto es muy pequeño y se encuentra englobado en la calibración interna.

En el caso del detector 4, el detector de 64 μm , debido a su reducido grosor, los protones de energía superior a 2.3 MeV atraviesan el detector, lo que imposibilita el uso de los picos de calibración presentes en la tabla 3.3. Por ello, este detector se ha calibrado usando las energías presentes en la tabla 3.4.

3.2.4 Consideraciones adicionales

Dado que los DSSSD presentan una respuesta β considerable debido a su espesor de 300 y 1000 μm , es necesario eliminarla para poder obtener la parte de baja energía

Tabla 3.4: *Energías usadas para la calibración del detector 4.*

| $E_{excitacin}$ (keV) | Núcleo | E_p |
|-----------------------|------------------|------------|
| 3971.9(12) [48] | ^{33}Cl | 1643.4(14) |
| 4112.8(13) [48] | ^{33}Cl | 1781(2) |
| 4438.2(15) [48] | ^{33}Cl | 2097(2) |

del espectro. Todas las argumentaciones siguientes excluyen al telescopio 4 con un detector frontal delgado, ya que por su reducido grosor, los positrones no tienen contribución apreciable en el detector delantero y además, los protones de energías superiores a 2.3 MeV llegan al detector trasero.

Para lograr reducir la contribución de positrones se han usado los detectores traseros de los telescopios (Si-PAD, VETO) como veto ya que los positrones provenientes de la desintegración β^+ del $^{33,32}\text{Ar}$ sólo depositan parcialmente su energía en los detectores delanteros de los telescopios y depositan el resto de energía en el detector trasero. Por tanto, imponiendo la condición de anticoincidencia de un detector delantero con su respectivo detector trasero, es posible reducir significativamente la contribución β de baja energía. Además, para evitar el fenómeno conocido como β -*summing*, en el que una partícula pesada, en este caso un protón, se detecta simultáneamente con un positrón en la misma banda, se puede imponer la coincidencia entre un detector delantero y los detectores traseros de los demás telescopios. De esta manera, se impone que la partícula ligera se ha detectado en el detector frontal de un telescopio diferente al que se está estudiando. Tanto para el proceso de coincidencia como el de anticoincidencia se han usado unos umbrales en los detectores traseros, que determinan la frontera entre la zona de los datos que se puede considerar principalmente ruido y la que se pueden considerar datos válidos. Para obtener dicho valores (ver figura 6.8) se han utilizado espectros con una fuente de calibración triple α directamente sobre los detectores traseros (sin pasar por los detectores delanteros) de manera que la parte de datos válidos se puede separar perfectamente del ruido.

En el caso del detector 5 de 1000 μm de grosor, dado que presenta una respuesta β mayor y parte de los positrones no llegan al detector trasero, la obtención de datos en la zona de baja energía es poco apropiada, ya que no puede eliminarse la contribución de los positrones de manera adecuada. Por ello, este detector se ha usado principalmente para el estudio de la región de alta energía. Ésto no sólo está motivado por la falta de limpieza de la contribución β del detector que oculta los protones a bajas energías, sino también por la reducción de eficacia de detección de los protones a partir de los 5.7 MeV por parte de los detectores de 300 μm . Los detectores 1, 3 y 6, de 300 μm de grosor aproximadamente, empiezan a ser

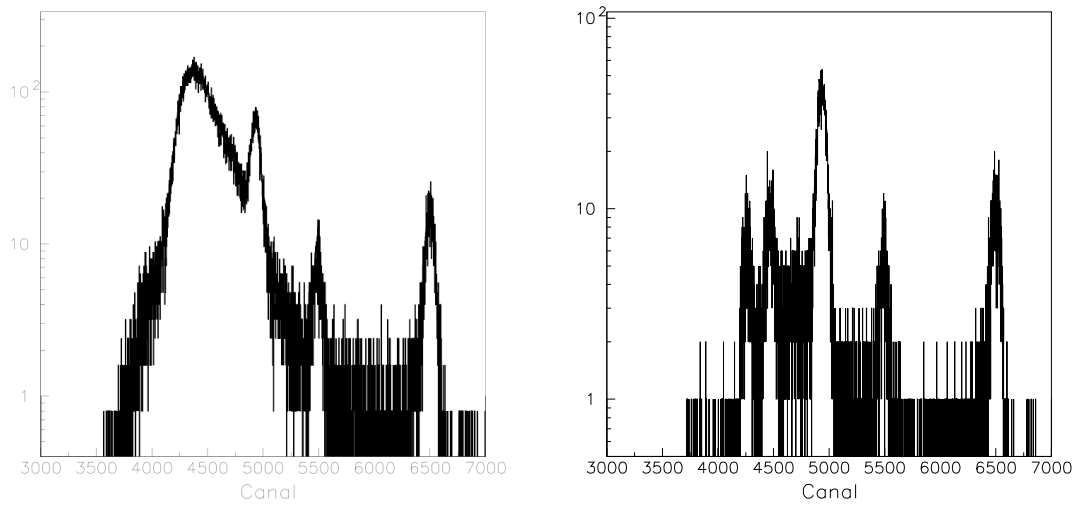
Tabla 3.5: Cociente de áreas para diversos picos de ^{33}Ar para los detectores 1,3,6 y 5.

| E_p (keV) | $I_{relIAS}(\%)$ (Detectores 1,3 y 6) | $I_{relIAS}(\%)$ (Detector 5) |
|----------------|--|----------------------------------|
| 3857 | 2.4 | 2.4 |
| 5039 | 0.73 | 0.73 |
| 5624 | 0.04 | 0.04 |
| 5772 | 0.028 | 0.029 |
| 6100 | 0.033 | 0.035 |
| 6629 | 0.002 | 0.004 |

atravesados por los protones de más de 5.7 MeV, por ello, a la hora de calcular sus áreas para obtener las razones de ramificación utilizando los datos de estos detectores, se estarían subestimando. Para corroborar este hecho, se integraron los picos más intensos del espectro a partir del IAS (a 3.1 MeV) para los detectores 1, 3, 6 y 5. Posteriormente se realizaron los cocientes de las intensidades relativas al IAS para cada uno y se compararon los resultados que pueden verse en la tabla 3.5.

Se observa que a partir de 5.7 MeV los detectores 1, 3 y 6 pierden eficacia de detección comparados con el detector 5, como era de esperar por su espesor. Utilizando el cociente de intensidades relativas a partir de 5.7 MeV se obtuvo (como promedio de los resultados) un factor de escala que permite relacionar las áreas medidas con los detectores 1, 3 y 6 con las áreas medidas con el detector 5 para energías superiores a 5.7 MeV. Dicho factor, que debido a estar calculado con intensidades relativas al IAS y no con áreas, es independiente de los ángulos sólidos subtendidos por cada detector y tiene el valor 1.243.

Como se ha comentado anteriormente, el detector 4 de $64 \mu\text{m}$ de espesor ha tenido un tratamiento diferente. Debido a su grosor, los protones de más de 2.3 MeV atraviesan el detector, por lo que sólo depositan parte de su energía. Debido a este hecho, el espectro debe limpiarse de esta contribución para poder obtener las energías de los picos de baja energía (ver figura 3.14(a)). Para ello se ha realizado un proceso de anticoincidencia con el detector trasero análogo al de los otros detectores, pero con el fin de eliminar, no los positrones sino los protones que atraviesan el detector delantero. Tras este proceso de anticoincidencia se obtiene un espectro limpio a baja energía como el que se puede ver en la figura ??.



(a) Datos sin procesar.

(b) Datos tras proceso de VETO con el detector trasero.

Figura 3.14: Espectro β p de ^{33}Ar en canales correspondiente a la banda 7 de Silicio 4. (a) Espectro directo. (b) Espectro en anticoincidencia con el detector trasero para eliminar la contribución de los protones que atraviesan el detector delantero. Espectros correspondientes a 3 horas y media de toma de datos.

3.2.5 Calibración en energía de los detectores γ

Los detectores Clover utilizados para la detección de radiación γ están divididos en 4 secciones, utilizándose la nomenclatura $CNEH$, donde N es el número del CLOVER ($N=1,2,3$) y H es la hoja ($H=1,2,3,4$), para referirse a cada uno de ellos, así C1E1 es el espectro de energía del primer CLOVER y de su segunda sección.

Para realizar cualquier análisis con los datos proporcionados por los detectores clover, primero es necesario calibrarlos. Para ello, y a diferencia del caso de los detectores DSSSD en los que se realizó una calibración interna con los picos de protones de la muestra, se calibró con la ayuda de unas fuentes radioactivas externas. Dichas fuentes eran de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{207}Bi , ^{133}Ba y ^{152}Eu (ver tabla 3.6). De ese modo, cada sección de cada detector Clover se ha calibrado (utilizando una relación lineal entre canal y energía) con los picos de las fuentes de calibración de energías bien determinadas.

Esta calibración se utilizó para poder identificar *a priori* los picos de interés para la calibración en energía en este estudio. Una vez identificados, se observó que la energía a la que aparecía cada uno presentaba una cierta desviación respecto a los valores esperados, por lo que se realizó una segunda calibración local utilizando 3 puntos en la zona de energías en la que se encontraban algunos de los picos de interés. Se utilizaron los dos picos de la fuente de ^{60}Co (1173.237 y 1332.501 keV) y el pico de fondo de ^{40}K (1460.83 keV). Con lo que se obtuvo una calibración más precisa en la zona de estudio.

3.2.6 Calibración en eficiencia a bajas energías de los detectores γ

A diferencia de los detectores de partículas cargadas, en los que la eficiencia de detección absoluta es igual a la eficiencia geométrica ya que la eficiencia intrínseca es muy próxima a 100% e independiente de la energía, los detectores γ presentan una baja eficiencia intrínseca de detección y es necesario realizar una calibración de dicha eficiencia, dependiente de la energía, para poder realizar un correcto análisis de las coincidencias protón- γ .

A continuación se describe el proceso de calibrado de cada uno de los segmentos de los detectores CLOVER.

$$\epsilon(E) = \epsilon_{geo} \times \epsilon_{intrin}(E) = \frac{N_{Detectados}^{\gamma}(E)}{N_{emitidos}^{\gamma}(E)} \quad (3.7)$$

Para realizar el cálculo de las eficiencias (ϵ), es decir, el cociente entre el número de fotones detectados y el número de fotones emitidos por la muestra para una cierta energía (ver ecuación 3.7) se han utilizado fuentes de calibración de actividad conocida. A partir de los espectros medidos para cada fuente, se puede obtener

Tabla 3.6: *Datos sobre las fuentes de calibración y transiciones gamma características en el rango de sensibilidad de los detectores utilizados.*

| Fuente | E_γ (keV) | I_γ % | $T_{1/2}$ (años) | Actividad original (Bq) | Fecha de determinación de actividad | Actividad (Bq) (09/07/05) | Tiempo toma de datos (s) |
|-------------------|---------------------|-----------------|---------------------|-------------------------------|---|---------------------------------|--------------------------------|
| ^{137}Cs | 661.657 | 85.1 | 30.07(3) | 5158(50) | 18/05/04 | 5014(50) | 2182 |
| ^{60}Co | 1173.2 | 99.9 | 5.2714(5) | 3320.4(30) | 01/08/02 | 2256(2) | 2182 |
| | 1332.5 | 99.9 | | | | | |
| ^{207}Bi | 569.7 | 97.7 | 31.55(5) | 39500(1200) | 01/05/02 | 36830(1110) | 2296 |
| | 1063.6 | 74.5 | | | | | |
| | 1770.2 | 0.96 | | | | | |
| ^{133}Ba | 276.4 | 7.1 | 10.57(4) | 20350(600) | 15/06/02 | 16640(520) | 2448 |
| | 302.8 | 18.3 | | | | | |
| | 356.0 | 62.0 | | | | | |
| | 383.8 | 8.9 | | | | | |
| ^{152}Eu | 244.7 | 7.6 | 13.54(1) | 36200(360) | 25/02/98 | 24820(250) | 2015 |
| | 344.3 | 26.5 | | | | | |
| | 778.9 | 12.9 | | | | | |
| | 964.1 | 14.7 | | | | | |
| | 1112.1 | 13.8 | | | | | |
| | 1408.0 | 21.0 | | | | | |

el área (número de fotones) en cada fotopico, con lo que se tiene el número de fotones detectados en el tiempo de toma de datos. A partir del valor de la actividad de cada fuente en el momento de la medida y del tiempo de la misma, se puede obtener el número de fotones emitidos por la muestra en ese intervalo de tiempo. Para que esta afirmación sea cierta, la actividad de cada muestra debe mantenerse aproximadamente constante durante el periodo toma de datos. Debido a la larga "semivida" de las muestras, esa aproximación es válida en este caso (ver Tabla 3.6). A partir de ambos valores se puede calcular la eficiencia absoluta de detección.

La Tabla 3.6 muestra la información sobre la actividad de las fuentes (calculada para el 9 de Julio del 2005, día que se calibraron los detectores) así como el tiempo de toma de datos y la semivida de cada especie.

La actividad en la fecha del experimento se ha calculado a partir de la siguiente expresión 3.8.

$$A(t) = A(t_0)e^{(t-t_0)/T_{1/2}} \quad (3.8)$$

Tabla 3.7: Datos sobre las fuentes de calibración

| Run | Fuente | Tiempo muerto (%) | Factor de reducción aplicado |
|-----|--------------------------------------|-------------------|------------------------------|
| 302 | ^{60}Co , ^{137}Cs | 20.41 | 3.006 [3] |
| 303 | ^{60}Co , ^{137}Cs | 21.33 | 3.006 [3] |
| 304 | ^{60}Co , ^{137}Cs | 20.78 | 3.006 [3] |
| 305 | ^{207}Bi | 10.85 | 7.415 [10] |
| 306 | ^{133}Ba | 17.21 | 0.7321 [3] |
| 307 | ^{133}Ba | 18.23 | 3.008 [3] |
| 308 | ^{152}Eu | 9.342 | 10.02[10] |
| 309 | ^{152}Eu | 8.871 | 3.060 [10] |

Debido a la alta actividad de algunas de las fuentes el sistema de adquisición presentaba un elevado tiempo muerto (*dead time*). El tiempo muerto del sistema de adquisición se determina con un sistema de escalas que cuentan el número de *triggers* producidos y el número de *triggers* adquiridos por el sistema. Así, para mantenerlo en un valor manejable (del orden del 20%), se aplica un factor de reducción al número de *triggers* de los detectores gamma (γ *scale-down*). Por supuesto, este factor se ha tenido en cuenta a la hora de calcular las eficiencias de detección. Su contribución es la siguiente:

$$\epsilon_{Final} = \frac{\epsilon}{\frac{100 - P_{DT}}{100}} \quad (3.9)$$

En la tabla 3.7 se muestran los valores del tiempo muerto en porcentaje y del factor de reducción gamma de cada fichero. Dicho factor de reducción sirve para mantener el ritmo de adquisición total dentro de los límites aceptables para el sistema de adquisición de datos, de manera que el número total de rayos gamma registrados será igual al número de rayos gamma que recibe el detector dividido por dicho factor de reducción. Por tanto, se espera que para una fuente dada, si el factor de reducción varía drásticamente, el tiempo muerto debe modificarse de la misma manera. Sin embargo se observó que en las fuentes de ^{207}Bi , ^{133}Ba y ^{152}Eu , que son las de mayor actividad, esta proporcionalidad no se conserva. Así observamos que en la fuente de ^{133}Ba y ^{152}Eu , variaciones en el factor de reducción en un factor 3, producen cambios poco significativos en el tiempo muerto (ver tabla 3.7).

Debido a ello se ha utilizado la fuente de ^{60}Co y ^{137}Cs como referencia para obtener los valores absolutos de eficiencia para los detectores CLOVER.

En la Figura 3.15 pueden verse los espectros de las fuentes de ^{133}Ba y ^{207}Bi utilizadas en este trabajo y en la Figura 3.16 las fuentes de ^{60}Co y ^{137}Cs (con contaminantes de ^{40}K y ^{232}Th) y el espectro de ^{152}Eu .

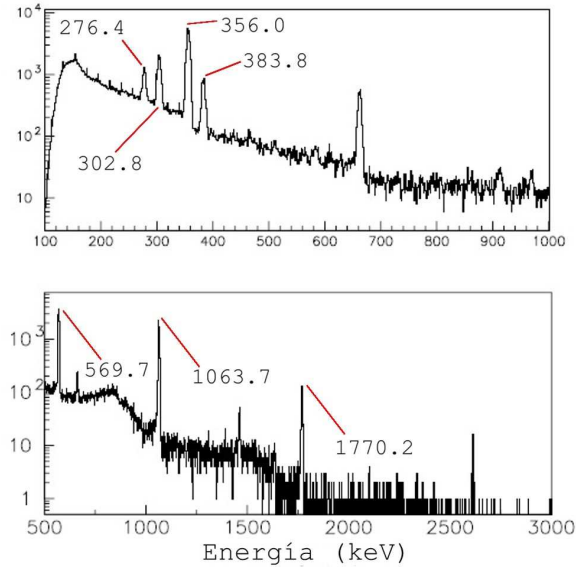


Figura 3.15: Arriba espectro gamma de la fuente de ^{133}Ba en el que se puede observar también el pico de 661.6 keV del ^{137}Cs . Abajo espectro gamma de la fuente de ^{207}Bi en el que se puede observar también el pico de 2614 keV del ^{232}Th y el de 661.6 del ^{137}Cs . Se observa también pico de 1460 keV del ^{40}K .

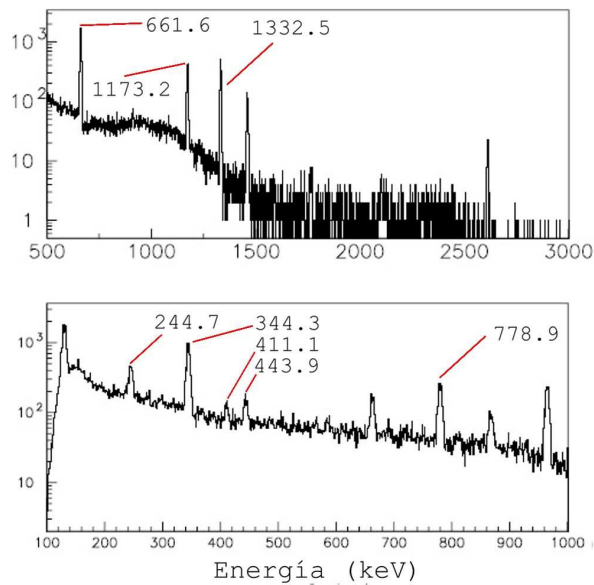


Figura 3.16: Arriba espectro gamma de las fuentes de ^{60}Co y ^{137}Cs medidas simultáneamente. Abajo espectro gamma de la fuente de ^{152}Eu

Debido al rango de energías en el que se encuentra la radiación gamma de interés, el mejor ajuste para una relación energía-eficiencia será un ajuste exponencial de la forma de la ecuación 3.10, o su forma lineal, 3.11, en función del logaritmo de eficiencia y energía.

$$\epsilon(E) = e^{p_0} E^{p_1} \quad (3.10)$$

$$\text{Ln}\epsilon(E) = p_0 + p_1 \text{Ln}E \quad (3.11)$$

$$\epsilon_{Escala}^i = e^{p_0(Co)-p_0(i)} i = Bi, Ba, Eu \quad (3.12)$$

Considerando que el coeficiente p_1 debería ser el mismo para cada uno de los ficheros de las otras fuentes (ya que p_1 es el comportamiento con la energía de la eficiencia del detector), manteniendo fijo dicho parámetro, se realiza el mismo proceso para el resto de las fuentes sin tener en cuenta el tiempo muerto. A partir de los valores obtenidos se realiza un ajuste a la expresión 3.12 de la que se obtiene el factor de escala de las eficiencias entre la muestra en cuestión y el ^{60}Co y ^{137}Cs que contendrá el efecto del tiempo muerto en la eficiencia para cada muestra. Con dichos valores puede realizarse un ajuste final a la expresión 3.10 con el espectro total de todas las fuentes simultáneamente para obtener los valores definitivos de los parámetros de ajuste. Como ilustración de la eficiencia absoluta obtenida, las eficiencias de detección para los dos picos del ^{60}Co a 1173.237 y 1332.501 keV son 3.2(1)% y 2.9(1)% respectivamente.

En las figuras 3.17, 3.18 y 3.19 pueden verse todas las curvas de calibración.

3.2.7 Construcción de los espectros finales

Una vez obtenida la calibración en energía de los detectores de partículas cargadas y de radiación γ , se procedió a la obtención de un único espectro sumando la contribución de cada una de las hojas de los detectores CLOVER y posteriormente el espectro de cada detector y sumando las bandas de cada cara para cada DSSSD.

Como en el caso de los detectores del experimento anteriormente descrito, se realizaron dos comprobaciones de la calibración de cada punto de detección con respecto a los demás. La primera consistió en una comprobación visual mediante la superposición de los espectros (tanto de las hojas de los detectores CLOVER como de las bandas de los DSSSD). De esta manera se pudo constatar la perfecta superposición de los espectros transición a transición, con lo que se puede descartar cualquier error en la calibración o la falta de linealidad de los espectros en algún rango energético.

De nuevo, la segunda comprobación se realizó comparando el espectro suma con los espectros individuales. En el caso de los detectores de radiación γ se obtuvo una

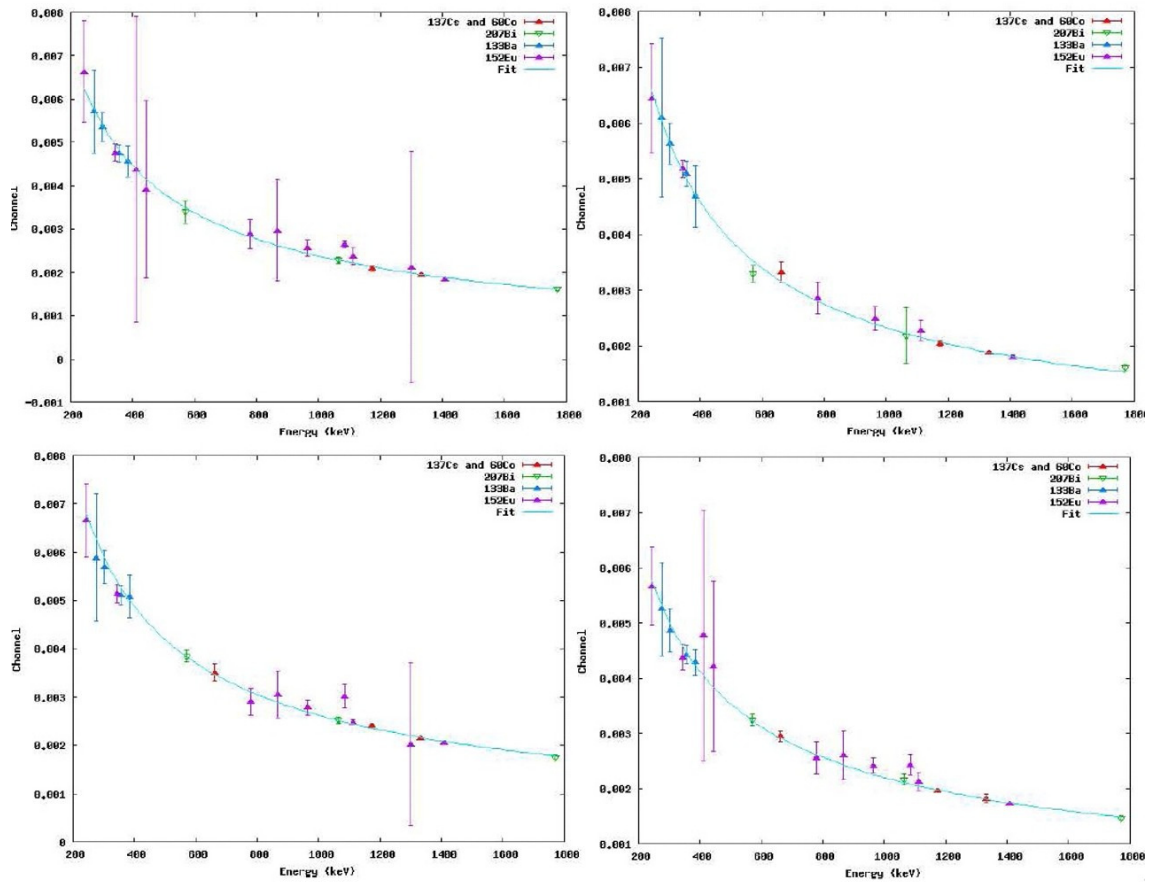


Figura 3.17: Curvas de calibración de las 4 hojas del detector CLOVER C1. De arriba a abajo y de izquierda a derecha C1E1, C1E2, C1E3 y C1E4.

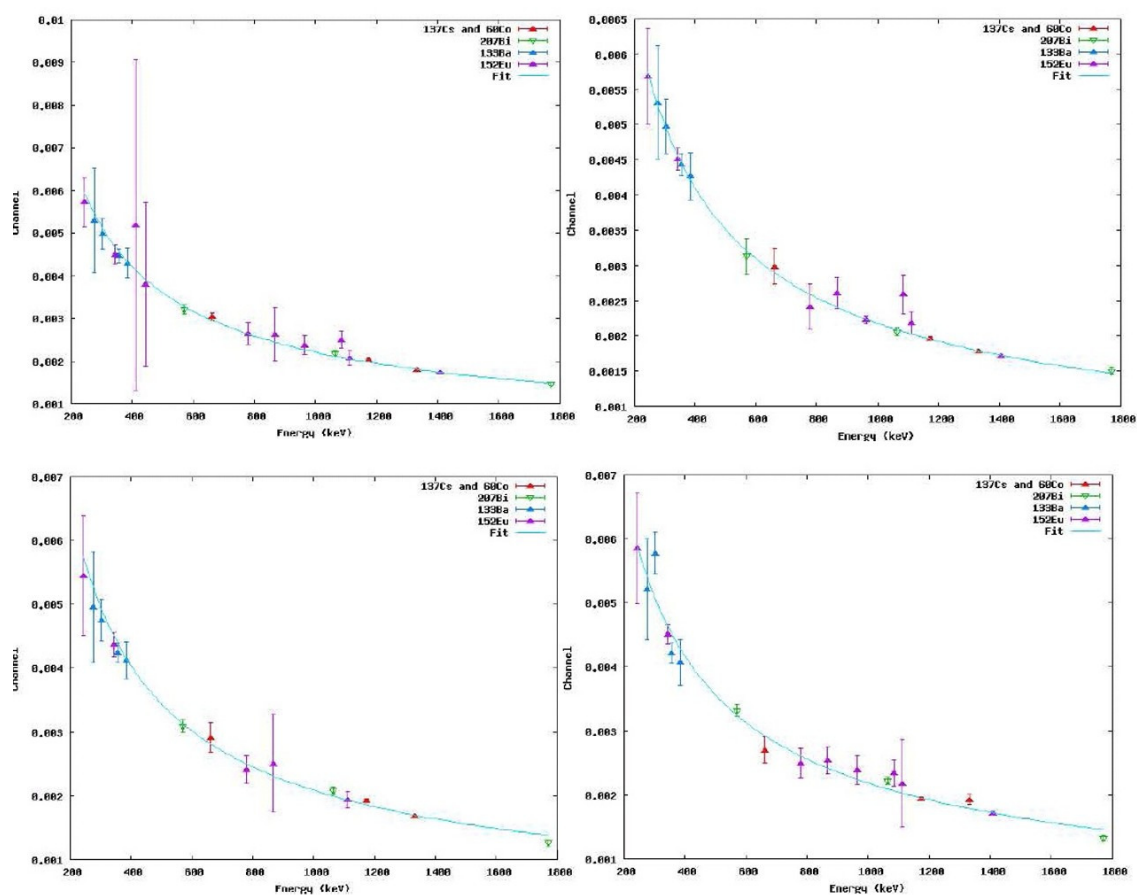


Figura 3.18: Curvas de calibración de las 4 hojas del detector CLOVER C2. De arriba a abajo y de izquierda a derecha C2E1, C2E2, C2E3 y C2E4.

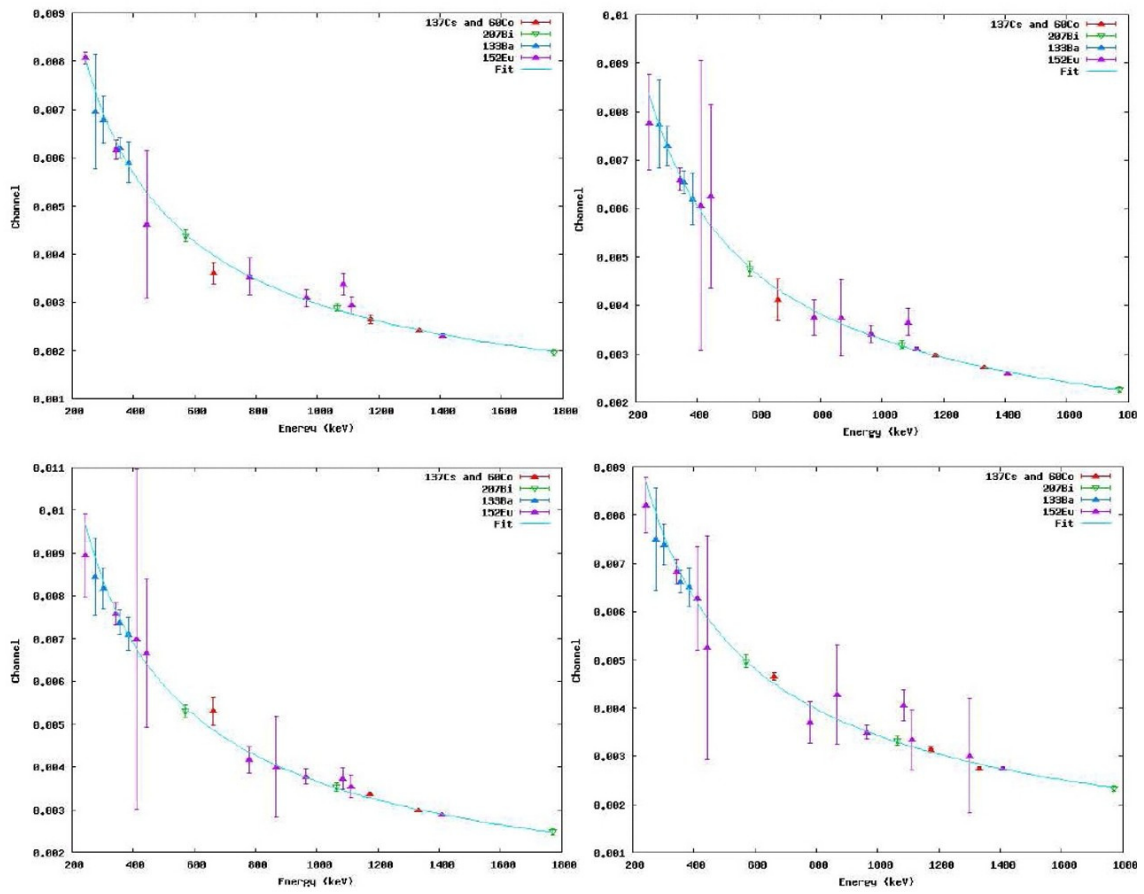


Figura 3.19: Curvas de calibración de las 4 hojas del detector CLOVER C3. De arriba a abajo y de izquierda a derecha C3E1, C3E2, C3E3 y C3E4.

resolución de 8 keV tanto para el espectro suma como para los espectros individuales de las hojas de los CLOVER. En el caso de los DSSSD, utilizando el IAs de ^{33}Ar a 3.1 MeV, se obtuvo la misma resolución de 50 keV tanto en los espectros suma como en los espectros individuales de cada banda.

3.3 Electrónica

A continuación se describen brevemente algunos de los tipos de módulos usados habitualmente en la adquisición de datos.

- Preamplificador

La función del preamplificador es la de generar un pulso a partir de la corriente eléctrica que sale de los detectores, introduciendo la menor cantidad de ruido posible, con una impedancia adecuada para que no se distorsione posteriormente. Por ello, los preamplificadores se suelen colocar físicamente cerca de los detectores (tanto como la geometría y el sistema experimental lo permitan) para evitar distorsión de la señal antes de ser procesada.

- Amplificador

Una vez la señal ha pasado por el preamplificador, se lleva hasta el amplificador para aumentar la señal de forma significativa y para procesar su forma hasta obtener una más adecuada para el procesamiento posterior. Es necesario adaptar la forma de los pulsos, porque habitualmente, la señal que llega del preamplificador tiene una larga cola de unos μs de duración que puede producir el solapamiento de varias señales (*pile-up*). El procesamiento de la forma de la señal elimina las colas y además mejora la proporción entre la señal y el ruido.

- *Fan-in Fan-Out* (Fi/Fo)

El módulo Fan-in Fan-out, o FiFo, es un módulo que permite sumar señales de entrada (Fan-in) o dividir una señal de entrada en varias de salida (Fan-out) de igual forma y amplitud. Ésto es necesario cuando se desean realizar varios procesos con una misma señal.

- Módulo lógico/ Pulsos lógicos

Los módulos lógicos permiten procesar diversas señales e imponer una función lógica en función del valor de dichas señales. Éstas funciones lógicas son las operaciones AND y OR. Una operación AND es aquella que da una señal positiva siempre y cuando todas las señales de entrada sean positivas y da una señal nula siempre que alguna de las señales de entrada sea nula. Una

operación OR es aquella que da una señal si siempre alguna de las señales de entrada sea positiva y sólo da señal nula si todas las señales de entrada lo son.

- *Gate Generator y Delay Generator*

Un *Gate Generator* es un módulo que produce una señal de una duración determinada a la llegada de una señal de inicio. Durante la duración de esa señal, se considera abierta la ventana temporal en la que un suceso puede ser aceptado por el sistema de adquisición de datos. Dicha señal puede ser retardada por un *Delay Generator* si es necesario debido a diferencias de retardo entre señales. Además de esta aplicación directa, estos módulos pueden ser usados a conveniencia para otros usos como la generación de un *trigger*.

- *Scaler*

Un *Scaler* es un módulo que cuenta el número de señales de entrada que recibe. De esta manera, puede obtenerse la información sobre el número de eventos registrados.

- *Analog to digital converter (ADC)*

Una vez que la señal ha sido amplificada y procesada, llega al ADC en el que la amplitud del pulso (que es el parámetro que lleva la información dejada por la partícula) es convertida en un número (señal digital). Habitualmente es el valor máximo de la señal de entrada el tomado como amplitud y por tanto, el valor que es interpretado como energía de la partícula.

- *Time to digital converter (TDC)*

Al igual que en el caso de los ADC, donde la amplitud de los pulsos se registra, el TDC registra la distribución temporal de la llegada de los pulsos a lo largo de la ventana de adquisición de datos. De esta manera se puede conocer la posición temporal de cada suceso que será característico del mismo (teniendo en cuenta los retrasos de las señales sufridos a lo largo de la cadena electrónica y por los *Gate Generator* y *Delay Generator* si están presentes).

3.3.1 Electrónica: Experimento en ISOLDE

En el experimento realizado en ISOLDE se utilizaron preamplificadores y amplificadores MPR 16 y STM 16 de Mesytec, y ADC's y TDC's CAEN VME V785 AC y CAEN VME V775 respectivamente (estando los TDC conectados en *common start*). Pese a que los detectores de la *Silicon Ball* no se utilizaron como *trigger*, sus señales se introdujeron en el generador de ventanas de adquisición (*Gate Generator*) con

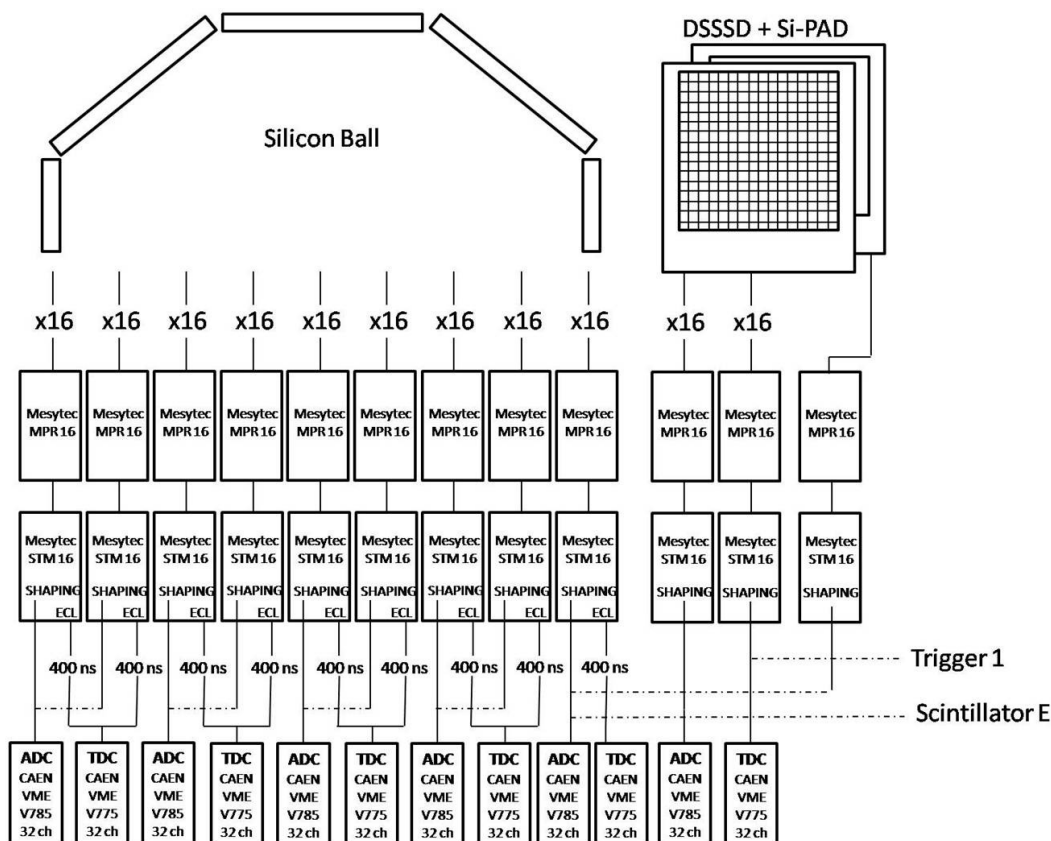


Figura 3.20: Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de ISOLDE.

las señales de todos los amplificadores agrupadas en una *Daisy chain* para tener en cuenta la multiplicidad del evento registrado.

En las figuras 3.20 y 3.21 pueden verse los esquemas parciales de la electrónica usada.

3.3.2 Electrónica: Experimento en GANIL

En el experimento realizado en GANIL se utilizaron amplificadores CAEN N568B para los DSSSD y los detectores CLOVER, N417 y para los Si-PAD; los módulos lógicos GSI LE Disc los DSSSD, GSI LA80 para los Si-PAD y CF201 Disc para los detectores CLOVER y los módulos Fi/Fo LeCroy para los DSSSD y módulos CF 4002 para los Si-PAD y CLOVER.

En las figuras 3.22, 3.23 y 3.24 pueden verse esquemas del sistema electrónico usado para la adquisición de datos durante el experimento.

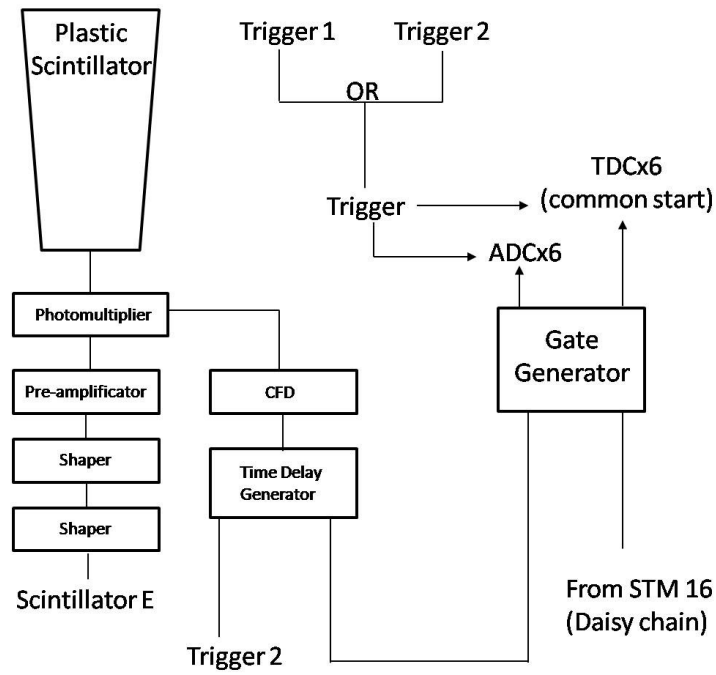


Figura 3.21: Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de ISOLDE.

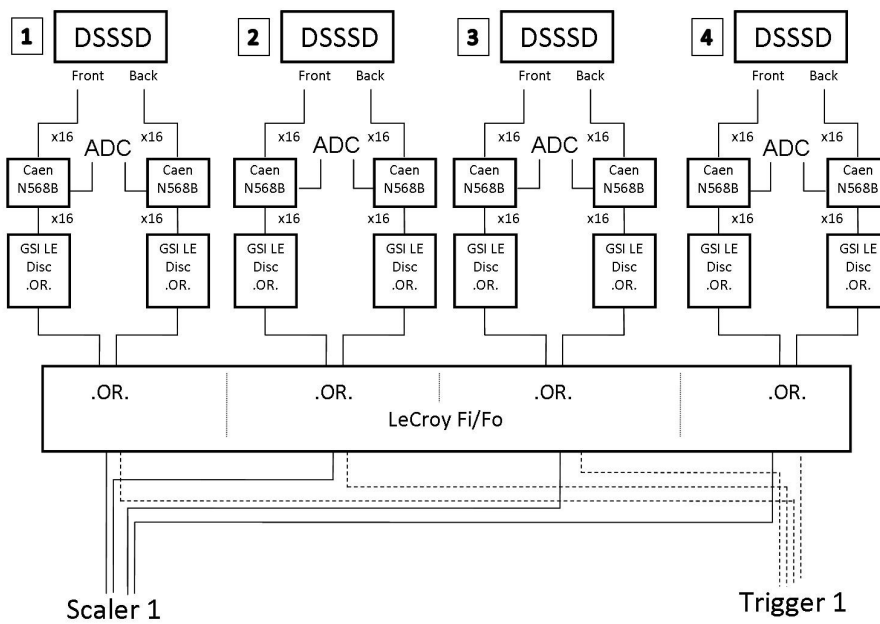


Figura 3.22: Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL.

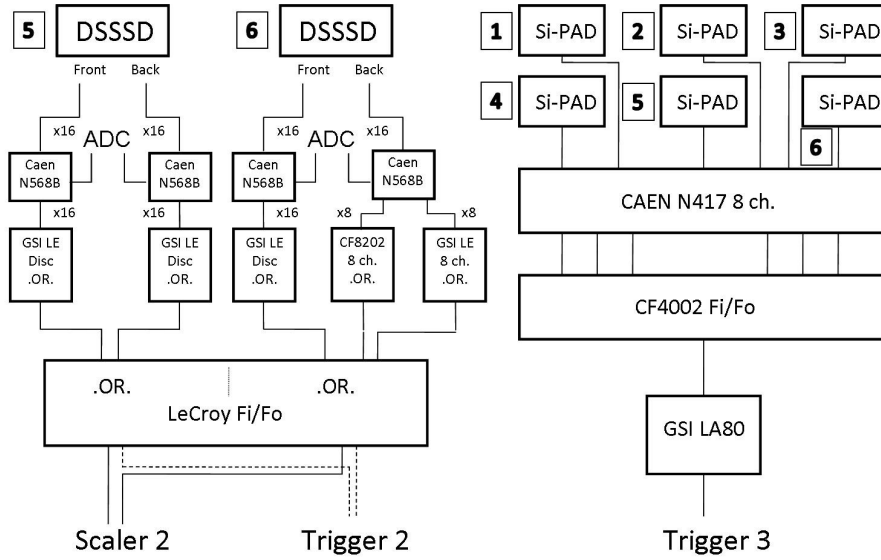


Figura 3.23: Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL.

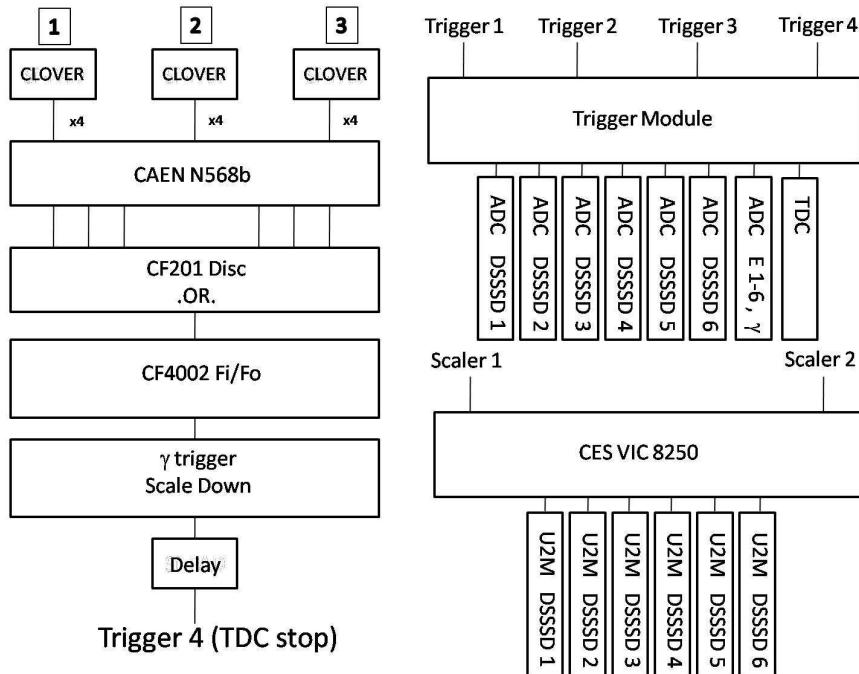


Figura 3.24: Esquema parcial de la electrónica usada en el experimento de GANIL.

3.4 Lógica de *Trigger*

La elección de un disparador (*trigger*) adecuado que inicie la ventana de adquisición de datos es de vital importancia en un experimento. El suceso físico (o sucesos) que proporcione esta señal debe ser característico del proceso que quiere ser estudiado y, siempre que sea posible, debe excluir otros posibles procesos que no sean de interés para el estudio. De esta manera, se reducirá el número de señales a procesar (reduciendo el tiempo muerto del sistema de adquisición) y la toma de datos será lo más selectiva posible.

3.4.1 Lógica de *Trigger*: Experimento de ISOLDE

Dado que en este experimento el objetivo es medir los protones y partículas α procedentes de la desintegración β del ^{17}Ne y reducir en la medida de lo posible la contribución del fondo β (positrones), se eligieron el detector frontal del telescopio (DSSSD) y el centelleador plástico como *trigger*. El centelleador plástico, situado tras la lámina de carbono, tenía como único propósito servir de detector de positrones para el *trigger*. El DSSSD delgado del telescopio tiene una reducida eficiencia de detección β , pero sí tiene respuesta a protones y partículas α por lo que se incluyó en el *trigger* pese a proporcionar (por estar en el *trigger*) una contribución de positrones en los detectores de la *Silicon Ball* (reducida debido al pequeño ángulo sólido que subtiende el DSSSD por comparación de la *Silicon Ball*). Se decidieron excluir los detectores de la *Silicon Ball* para reducir la contribución β en sus espectros (al imponer la detección del positrón en el plástico los únicos positrones que se deberían detectar en los detectores de la *Silicon Ball* se deben a coincidencias aleatorias).

Según este argumento, las 16 bandas delanteras y las 16 bandas traseras del DSSSD se unificaron (OR lógico) y se unieron al *trigger* del centelleador plástico como *trigger* final.

3.4.2 Lógica de *Trigger*: Experimento de GANIL

Dado que en este experimento el objetivo es medir los protones y rayos γ procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar y ^{33}Ar y reducir en la medida de lo posible la contribución del fondo β (positrones), se eligieron los detectores frontales de los telescopios (DSSSD) como único *trigger*. De esta manera, quedan excluidos los detectores traseros de los telescopios (detectores gruesos) que presentan una alta respuesta β . Un efecto de esta elección del *trigger* es el aumento de la eficiencia de detección de los rayos γ procedentes del canal $\beta p \gamma$ frente a los procedentes del canal $\beta \gamma$, ya que los primeros tienen la detección del protón asociado como *trigger*, mientras que los segundos tienen la detección del positrón como *trigger* (cuya eficiencia de detección ha tratado de reducirse que como se ha dicho anteriormente). Además,

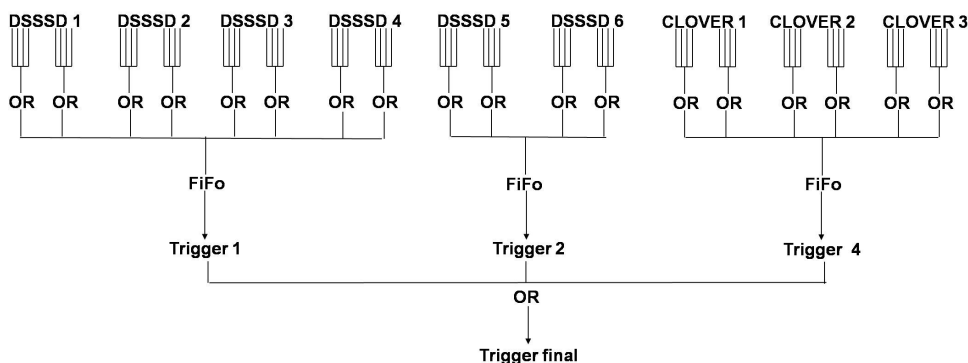


Figura 3.25: Esquema de la lógica de trigger del experimento realizado en GANIL.

se incluyeron los detectores CLOVER en el *trigger* para aumentar la probabilidad de la detección de la coincidencia protón- γ .

Según este argumento, la lógica de *trigger* se realizó tomando como inicio para la ventana de adquisición de datos la llegada de una señal procedente de un DSSSD, ya fuese en las bandas frontales o en las traseras (lógica *OR* de las señales). Para simplificar la electrónica y para no reducir demasiado la estadística, la imposición de la detección simultánea en las bandas frontales y traseras se realiza en el análisis (*software*) y no en la electrónica (*hardware*).

El esquema de la figura 3.25 muestra la estructura parcial básica de la lógica del *trigger*. En dicha figura se observa que cada una de las 16 señales procedentes de las 16 bandas frontales y de las 16 bandas traseras de cada DSSSD, se hizo pasar por un módulo lógico en posición *OR*, de manera que se obtenía una señal procedente de uno de los DSSSD siempre que alguna de las bandas recibiera una señal (que podría ser un protón o un positrón). Posteriormente, la señal de salida de este módulo lógico para cada DSSSD fue introducida en un *Fifo* para obtener una señal única de cada detector que se duplicaba para que sirviera de señal de *start* en el proceso de generado de puertas de adquisición y para el contaje de sucesos en un *scaler*.

En el caso de las señales correspondientes a los CLOVER, cada una se hizo pasar por un módulo lógico (*OR*) para obtener un *trigger* único y se introdujo un factor de reducción gamma para limitar el número de sucesos por segundo que se registraban para reducir el tiempo muerto del sistema de adquisición de datos.

El *trigger* final consistió en el *OR* lógico de los *trigger* DSSSD y CLOVER.

Capítulo 4

Análisis ^{17}Ne

4.1 Experimento

El experimento se realizó en octubre de 2006 en ISOLDE (CERN), Suiza, con el fin de estudiar los canales de emisión de partículas cargadas del ^{17}Ne , el isótopo ligado más ligero de Ne. El principal interés del experimento era estudiar la emisión de baja intensidad de las partículas α desde los estados de alta energía en ^{16}O , estados accesibles principalmente desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F , y la separación del canal alternativo de emisión de protones desde los estados excitados del ^{13}N poblados tras la desintegración $\beta\alpha$ del ^{17}Ne . Adicionalmente, este experimento permite el estudio de los niveles de excitación de ^{17}F permitiendo así la determinación de sus propiedades.

El haz de ^{17}Ne se produjo en un blanco de óxido de magnesio del separador HRS que se condujo a la fuente de ionización por plasma refrigerada especializada en la producción de haces de iones de gases nobles. El haz de iones de $^{17}\text{Ne}^{+1}$ producido con una intensidad media de 500 fA se condujo a la cámara de medida con una energía de 60 keV y fue depositado en una lámina de carbono de un grosor de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ que se encontraba en el centro de *Silicon Ball* (ver figura 4.1). La producción recibida en la cámara fue de 300 iones/s (variando entre los 100 iones/s y 600 iones/s) y el periodo de toma de datos fue de 55 horas.

4.2 Motivación Física

Uno de los procesos estelares de mayor importancia para la evolución estelar es el proceso triple α . Dicho proceso, $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma\gamma$, permite superar los valores de masa 5 y 8 para los que no existen núcleos ligados y permite la formación de ^{12}C en el universo. El ^{12}C participa a su vez en la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, reacción que entra en competencia directa por el combustible de ^4He con el proceso triple α . La

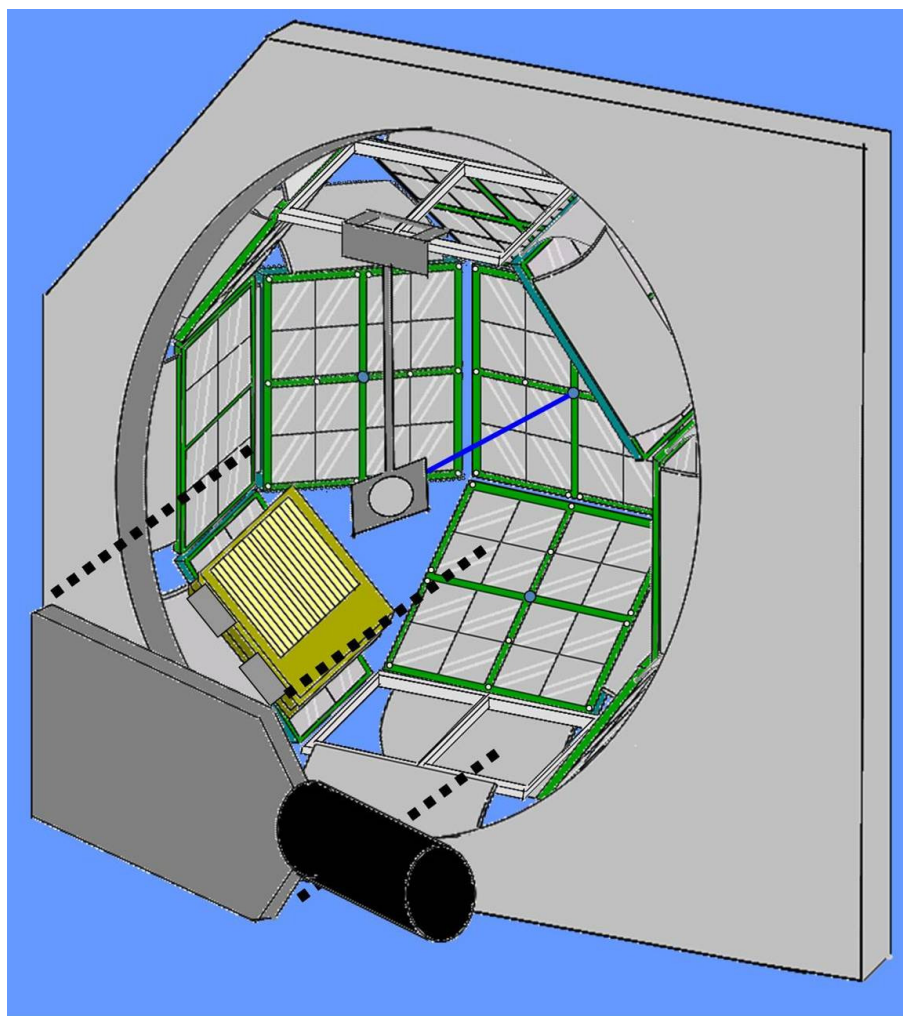


Figura 4.1: *Esquema del montaje experimental usado en el experimento realizado en IOSLDE.*

proporción estelar de $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ determina la composición del núcleo masivo de las estrellas en las últimas etapas de su vida y tiene influencia directa en el punto final de la evolución estelar tras la fase de supernova [50].

La tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ a la energía típica de los escenarios estelares (300 keV en sistema centro de masas) está fuertemente influenciada por la cola de los niveles por debajo del umbral de emisión de partículas α en ^{16}O . Dichos niveles se encuentran a energías de excitación 7.117 y 6.917 MeV en ^{16}O (45 y 245 keV por debajo del umbral de emisión de partículas α) y poseen valores J^π 1^- y 2^+ respectivamente. Además de dichos estados, el estado ancho 1^- a 9.585 MeV contribuye a la reacción mediante la captura radiativa dominada por el operador dipolar eléctrico E1 (ver figura 4.2).

La desintegración β del ^{17}Ne permite la población de diversos estados excitados en ^{16}O mediante la emisión de protones desde los estados excitados de ^{17}F por encima de 7.762 MeV (diferencia de masas entre ^{17}F y ^{12}C), incluidos los estados ligados de ^{16}O , lo que permite su estudio. En el estudio de dichos estados a través de la desintegración β del ^{16}N , la población de estados en ^{16}O no presenta elementos indicadores como es la emisión de protones desde los estados del ^{17}F en la desintegración β del ^{17}Ne , y sólo se pueden estudiar las emisiones α , lo que impide el acceso a los estados por debajo del umbral de emisión. Por este motivo, la desintegración β del ^{17}Ne es una poderosa herramienta para obtener información acerca de los estados excitados de ^{16}O tanto por encima como por debajo del umbral de emisión de partículas α .

4.3 ^{17}Ne : Conocimiento previo

Se han realizado numerosos estudios, principalmente de reacciones de intercambio de carga, en la región de masa 17 con fines astrofísicos para poder obtener datos precisos que ayuden a modelizar el ciclo CNO, segundo ciclo más importante en la evolución estelar después del proceso triple α .

El núcleo hijo del ^{17}Ne , ^{17}F , cuyos niveles se pueblan en la desintegración β^+ y son los emisores de las partículas cargadas objeto de este trabajo, ha sido uno de los núcleos presentes en dichos estudios.

En 1969 [51] se estudiaron los niveles excitados del ^{17}F a través de la reacción $^{15}\text{N}(^3\text{He},n)^{17}\text{F}$ y se pudieron observar correlaciones angulares para los niveles con energías inferiores a 8.1 MeV. Gracias a las correlaciones angulares de ^3He a 10.36 y 11.88 MeV se pudo determinar los valores J^π de varios niveles, $1/2^-$ para $^{17}\text{F}^*(11.20)$, $3/2^-$ o $5/2^-$ para $^{17}\text{F}^*(12.54)$ y $3/2^-$, $5/2^-$ para $^{17}\text{F}^*(13.06)$ siendo el nivel a 11.2 MeV el IAS ($1/2^-$).

En 1974 [52] se exploró la región de baja energía de las resonancias de ^{17}F a través de la reacción $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$. Con la misma reacción, años más tarde [53] se

descubrió una resonancia ancha ($\Gamma=5$ MeV) a 22 MeV.

Con la reacción $^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$ [54] se obtuvieron las características fundamentales del primer estado excitado del ^{17}F , $E_x=495.33\pm 0.10$ keV, $\tau_m=407\pm 9$ psec.

En 1983 se realizó un estudio de la reacción de captura de ^3He por núcleos ligeros [55] y entre otras se estudió la reacción $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \gamma_{0,1,2,3})^{17}\text{F}$ que permitió determinar la existencia de resonancias a altas energías (por encima de 20 MeV),

En 1987 [56] se utilizaron las reacciones $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ y $^{14}\text{O}(\alpha, \gamma)^{18}\text{Ne}$ para calcular la tasa de captura de una partícula α en base a la igualdad de estructura de los núcleos espejo $^{18}_8\text{O}_{10}$ y $^{18}_{10}\text{Ne}_8$ por ser núcleos espejo de $T=1$.

En 1988 [57],[58] se estudiaron diversos niveles de excitación en ^{17}F (8.43, 10.7, 11.9, 13.51, 14.84 MeV) a través de sus correlaciones angulares en la reacción $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, t)^{17}\text{F}$ con lo que se completaron los estudios iniciados a finales de los años 60 [51].

En 1989 [59] se observaron estructuras anchas a 15, 22 y 25.5 MeV gracias a la reacción $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$.

Además de los estudios realizados a través de reacciones nucleares, se han realizado otros en el campo de la desintegración β , estudios de los que sigue la línea el presente trabajo.

En 1971 [60] se realizó el primer estudio de desintegración la β del ^{17}Ne (en conjunto con el estudio de la desintegración del ^{33}Ar). El experimento fue realizado en *Lawrence Radiation Laboratory* [61] y se pudo determinar la vida media del ^{17}Ne en 109.0(10) ms a partir de las curvas de desintegración obtenidas a partir de las transiciones de protones más intensas. La calibración de los detectores de silicio se realizó a partir de las emisiones de protones desde el IAS del ^{33}Ar y del ^{29}P a energías 3170(4) y 5437(5) keV respectivamente. Con el estudio de las emisiones de protones en conjunto con la desintegración γ se pudieron identificar numerosas transiciones de protones a los 4 primeros estados excitados del ^{16}O , sin embargo, no se pudo medir el canal α de la desintegración. Este trabajo pudo zanjar el debate acerca de las anchuras de algunos de los niveles y pudo identificar las emisiones de protones desde el IAS en ^{17}F .

En 1988, se realizó en ISOLDE (ver Capítulo 2) un estudio completo de la desintegración en el que se analizaban tanto la rama βp como la rama $\beta \alpha$ [62]. La calibración del sistema experimental se realizó con los dos picos más intensos del espectro de protones a 6.04 y 8.43 MeV y con el pico de protones desde el IAS en ^{17}F al estado fundamental del ^{16}O a 11.19 MeV. Gracias a la determinación de las anchuras e intensidades de los niveles se realizó por primera vez un esquema de la desintegración completo. Se estudió el factor de *quenching* de la componente axial de la desintegración β siendo éste el tercero de los trabajos dedicados a dicho fin (y siendo [63] otro de ellos). Se pudieron medir los canales con poca alimentación a emisores α a través de estados de ^{13}N y se pudo comprobar la similitud del factor de *quenching* para este núcleo, 0.82 ± 0.07 , con los de otros núcleos similares. Además se

pudo volver a medir la vida media del núcleo, 109.3(6) ms, valor en perfecto acuerdo con el medido en 1971 [60].

Unos años más tarde, se realizó otro estudio [64] en el que se estudió la población del primer estado excitado en ^{17}F que es una transición primera prohibida. El principal interés de esta transición es que presenta una de las mayores asimetrías con respecto a la desintegración espejo y teóricamente sólo podía ser explicada con la presencia de un halo de protones.

Recientemente se han publicado otros trabajos en esta misma línea de trabajo [66]. En este experimento realizado en TRIUMF se ha realizado un estudio exhaustivo de la desintegración del ^{17}Ne en el que se han utilizado coincidencias $p\gamma$, tiempo de vuelo y la técnica *ratio-cut* para separar el canal α del canal de protones. A partir de los espectros separados han realizado un ajuste global del espectro a funciones Breit-Wigner a partir del cual obtuvieron energías, anchuras e intensidades de los niveles, sin embargo, en el trabajo se señala la necesidad de realizar este ajuste incluyendo interferencias entre los niveles para la correcta determinación de los parámetros. A partir de correlaciones angulares $p\gamma$ y de las reglas de selección de realizan asignaciones de espín para algunos de los niveles involucrados en la desintegración.

Basado en el mismo experimento, se ha realizado un trabajo de estudio de las emisiones de los canales $\beta\alpha p$ y $\beta p\alpha$ desde el IAS en ^{17}F [67] con el fin de determinar la viabilidad de obtener la sección eficaz del proceso de interés astrofísico $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$.

4.4 Desintegración β del ^{17}Ne

El isótopo de Ne deficiente en neutrones ^{17}Ne posee 10 protones ($Z=10$) y 7 neutrones ($N=7$), el isoespín y su tercera componente del estado fundamental son $T=3/2$ y $T_z = -3/2$. Su vida media es 109.3(6) ms [62] y la tiene un valor $Q_\beta=14509(30)$ keV [65]. Se han observado dos canales de emisión de partículas cargadas tras la desintegración β , el canal βp con una intensidad de 95.8(9)% [68] y el canal $\beta \alpha$ menos intenso con una intensidad de 2.7(9)% [68].

A continuación se listan diversas magnitudes de los núcleos involucrados en la desintegración [65]:

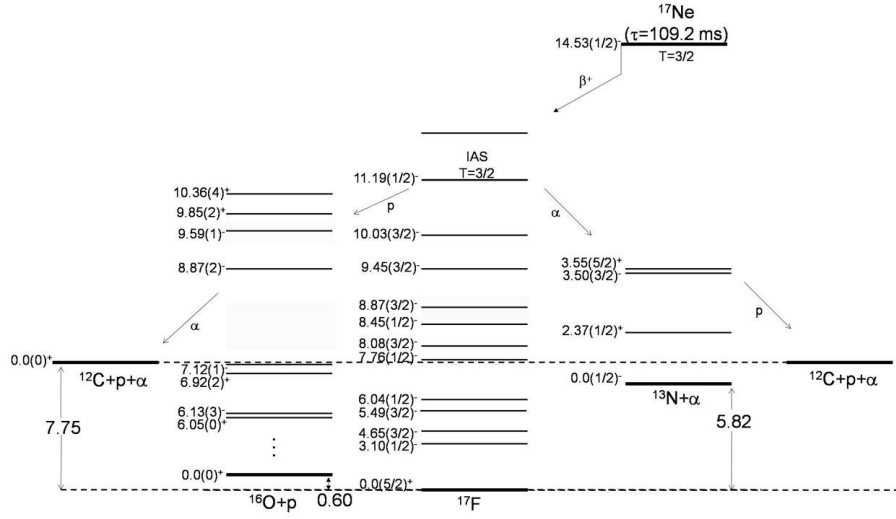


Figura 4.2: Esquema de la emisión de partículas tras la desintegración β del ^{17}Ne .

$$\Delta M(^{17}\text{Ne}) = 16460(30) \text{ keV} \quad (4.1)$$

$$\Delta M(^{17}\text{F}) = 1951.70(25) \text{ keV}$$

$$\Delta M(^{16}\text{O}) = -4737.00141(16) \text{ keV}$$

$$\Delta M(^{13}\text{N}) = 5345.5(3) \text{ keV}$$

$$\Delta M(^{12}\text{C}) = 0 \text{ keV}$$

$$\Delta M(^1\text{H}) = 7288.97050(11) \text{ keV}$$

$$\Delta M(^4\text{He}) = 2424.91565(6) \text{ keV}$$

$$(4.2)$$

Las energías de separación correspondientes son [65]:

$$S_p(^{17}\text{F}) = \Delta M(^{16}\text{O}) + \Delta M(p) - \Delta M(^{17}\text{F}) = 600.27(25) \text{ keV} \quad (4.3)$$

$$S_\alpha(^{17}\text{F}) = \Delta M(^{13}\text{N}) + \Delta M(\alpha) - \Delta M(^{17}\text{F}) = 5818.7(4) \text{ MeV} \quad (4.4)$$

$$S_\alpha(^{16}\text{O}) = \Delta M(^{12}\text{C}) + \Delta M(\alpha) - \Delta M(^{16}\text{O}) = 7161.91706(18) \text{ MeV} \quad (4.5)$$

$$S_p(^{13}N) = \Delta M(^{12}C) + \Delta M(p) - \Delta M(^{13}N) = 1943.5(3) \text{ keV} \quad (4.6)$$

4.5 Estimación de la vida media de la desintegración

Pese a que el experimento no tenía como objetivo una medición precisa de la vida media del ^{17}Ne , es posible realizar una estimación de la vida media de la desintegración a partir de la distribución de sucesos registrados a lo largo del tiempo.

Las componentes presentes esperadas en esta distribución son la desintegración β del ^{17}Ne (de vida media 109.2(6) ms), la desintegración β del ^{17}F (de vida media 64.49(16) s) y la posible contribución de la liberación continua de ^{17}Ne desde el blanco ya que la *Beam Gate* no se cerró durante el periodo de medida (contribución que debería ser eliminada o controlada para poder realizar correctamente la medición).

A partir de la distribución de eventos a lo largo de los primeros 1200 ms tras el pulso de protones del *PSbooster* se ha realizado un ajuste de las componentes de la desintegración, desintegración exponencial para las desintegraciones β y polinomio de grado 1 para la liberación desde el blanco. Se ha tenido en cuenta la liberación continua de ^{17}Ne por parte del blanco, cuya curva temporal puede verse en la ecuación 4.7 [69].

$$p(t) = (1 - \exp(-\ln 2t/t_r))(\alpha \exp(-\ln 2t/t_f) + (1 - \alpha) \exp(-\ln 2t/t_s)) \quad (4.7)$$

Donde los parámetros libres toman los valores $t_r=1$, $t_f=320$, $t_s=6300$ y $\alpha=0.8$ [70].

El resultado del ajuste puede verse en la figura 4.3.

A partir de dichos ajustes se ha podido determinar la vida media del ^{17}Ne como 120(12) ms y la vida media del ^{17}F como 54(13) s. Ambos resultados son compatibles con los valores de referencia (109.2(6) ms y 64.49(16) s) estando éstos dentro de las barras de error.

4.6 Selección por *Tiempo de Vuelo*

Gracias al gran radio de la *Silicon Ball* (16 cm aproximadamente) la diferencia de tiempos empleados en recorrer el espacio entre el colector de carbono y los detectores es suficientemente grande para poder diferenciar protones y partículas α por el método de *Tiempo de Vuelo* (*Time of Flight, ToF*). Por ejemplo, un protón con una energía de 3.5 MeV tarda 6 ns en recorrer el radio de la *Silicon Ball* y una

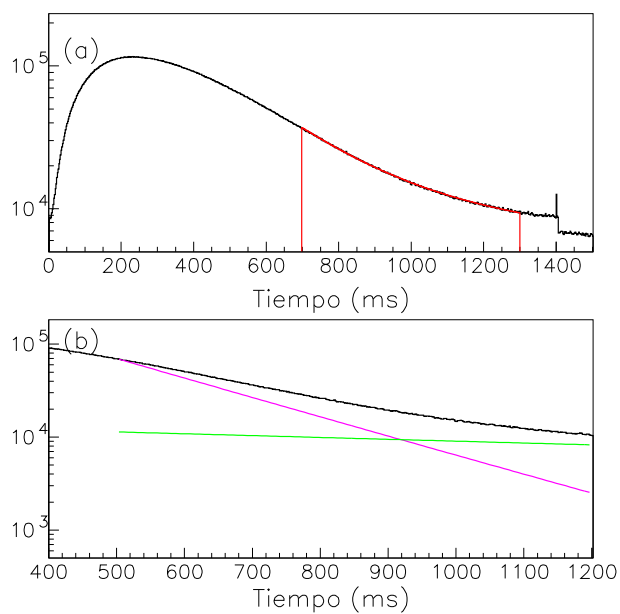


Figura 4.3: (a) Distribución de eventos a lo largo del tiempo (en negro) y ajuste de las componentes de la desintegración (rojo). (b) En rosa contribución de la desintegración del ^{17}Ne , en verde la contribución del ^{17}F y en azul la contribución de la liberación de ^{17}Ne desde el blanco.

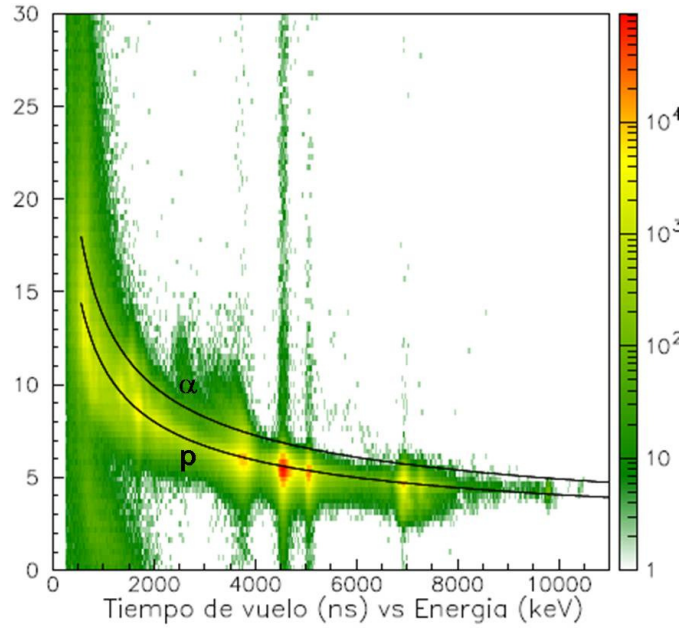


Figura 4.4: *Espectro ToF con las regiones de selección de protones y partículas α marcadas entorno a las líneas cinéticas 4.8. Dado que el trigger se encontraba en el centelleador plástico sensible a la componente β , los sucesos β presentes son aleatorios y se disponen a lo largo de todo el eje temporal.*

partícula α de esa misma energía emplea 12 ns en recorrerla. Esto supone una diferencia suficiente entre los tiempos de vuelo de cada partícula como para poder distinguirlas a partir de ellos.

Si consideramos que para las energías cinéticas de las partículas tras la desintegración (entre 1 y 12 MeV) tanto los protones como las partículas α viajan a velocidades no relativistas, entonces se tiene el tiempo empleado en recorrer un espacio dado x en función de la energía es:

$$t = \frac{x}{v} = \frac{x}{\sqrt{2E/m}} \quad (4.8)$$

Por tanto, para un protón y una partícula α de una energía dada, habrá un factor 2 (la raíz cuadrada del cociente de masas) de diferencia en el tiempo empleado (del orden de los nanosegundos). Dado que en la electrónica utilizada un canal del TDC correspondía aproximadamente a 0.3 ns (valor que resulta tanto de la respuesta del TDC como de ldetector), es de esperar poder separar la componente de protones de la componente α . En la figura 4.4 puede verse una representación del *Tiempo de Vuelo* frente a la energía en la que se muestran las líneas cinemáticas de cada tipo de partícula (líneas que no se resuelven completamente).

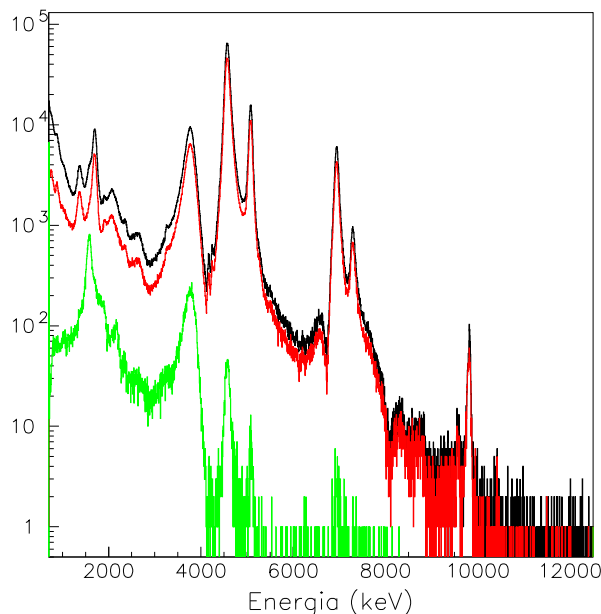


Figura 4.5: *Superposición de espectros en escala de energía de sistema de laboratorio. En negro espectro inicial sin procesar, en rojo selección de protones y en verde selección de partículas α .*

A partir de las líneas cinemáticas (calculadas a partir de la expresión 4.8) se procede a la selección de los eventos de manera que se puede obtener el espectro de protones y el de partículas α por separado en los que la componente de positrones (procedentes de la coincidencia aleatoria de los positrones de una desintegración β diferente a la que ha ocasionado el *trigger*) se ha eliminado casi completamente. Dichos espectros pueden verse en la figura 4.5.

Dedido a que la resolución temporal no es suficiente, el espectro α no puede separarse completamente del espectro de protones sin reducir su estadística drásticamente. No obstante, el espectro de partículas α puede separarse completamente del espectro de protones para la región de bajas energías (aproximadamente hasta 3 MeV en sistema de laboratorio).

Una vez separados los protones de las partículas α , es posible realizar un proceso de coincidencia entre ambos tipos de partículas con el fin de separar las partículas α que provienen del canal $\beta p \alpha$ de los provenientes del canal $\beta \alpha$. Este proceso puede realizarse pese a la presencia de partículas α y protones en las dos ramas. Esto es debido a que la rama $\beta \alpha$ tiene una pequeña intensidad (del orden del 2%), de modo que los protones procedentes de dicho canal están condicionados por esa pequeña *razón de ramificación*, por la alimentación de los estados no ligados del ^{13}N y por la

eficiencia geométrica de detección de la coincidencia. Para las partículas α del canal $\beta p \alpha$ estas restricciones también están presentes, pero la razón de ramificación de la rama βp es del orden del 95% lo que hace la detección de la coincidencia más de 40 veces más probable (además de haber una mayor alimentación de estados no ligados en ^{16}O con respecto a la alimentación de estados no ligados en ^{13}N). Por estos argumentos, al imponer la coincidencia entre protones y partículas α , se está seleccionando mayoritariamente el canal $\beta p \alpha$. El resultado de las coincidencias se discutirá más adelante (ver figuras 4.26(a) y 4.26(b))

Se puede evaluar la contribución de fondo proveniente de los eventos que entran en la ventana de adquisición de manera aleatoria. Para ello, debido a que los eventos aleatorios deben repartirse de manera homogénea en el TDC, se han seleccionado las regiones del TDC no correspondientes a las regiones seleccionadas por las curvas cinemáticas y se han obtenido tanto un espectro de energía como uno de tiempo de vuelo para evaluar la contribución del fondo a los datos. En la figura 4.6 se observa la contribución de sucesos que entran en la ventana de adquisición de manera aleatoria. El fondo obtenido de esta manera parece corresponder a los picos de protones más intensos procedentes de la desintegración en estudio que son detectados dentro de la ventana temporal de adquisición abierta por otra desintegración diferente. Además se observa una contribución de baja energía que se deberá a positrones detectados procedentes también de una desintegración diferente a la que abrió la ventana de toma de datos (ya que el *trigger* del evento es mayoritariamente el positrón emitido al inicio de la desintegración). En general, se observa que la contribución de fondo debida a protones es entre 2 y 3 órdenes de magnitud inferior a la contribución del espectro de energía seleccionado con las curvas cinemáticas (siempre inferior al 1% de la intensidad observada). El fondo de baja energía tiene una contribución aún inferior a la de protones y se extiende sólo en regiones de baja energía. Este fondo puede ser sustraído del espectro debidamente normalizado al número de canales de la selección por tiempo de vuelo de cada una de los tipos de partícula, no obstante, el efecto de la sustracción es prácticamente inapreciable ya que el orden de magnitud de los sucesos aleatorios tiene una intensidad del orden del 0.1% relativa a la intensidad del espectro.

4.7 Telescopio

Utilizando el telescopio formado por un DSSSD frontal y un Si-PAD trasero también pueden separarse parcialmente las dos componentes del espectro.

Debido al grosor del detector frontal, $64 \mu\text{m}$, los protones con energías superiores a 2.3 MeV pueden atravesarlo y depositarse en el detector trasero y sólo los protones con energías inferiores a dicho valor se detienen completamente en este detector. En el caso de las partículas α , éstas son completamente detenidas hasta energías de 9

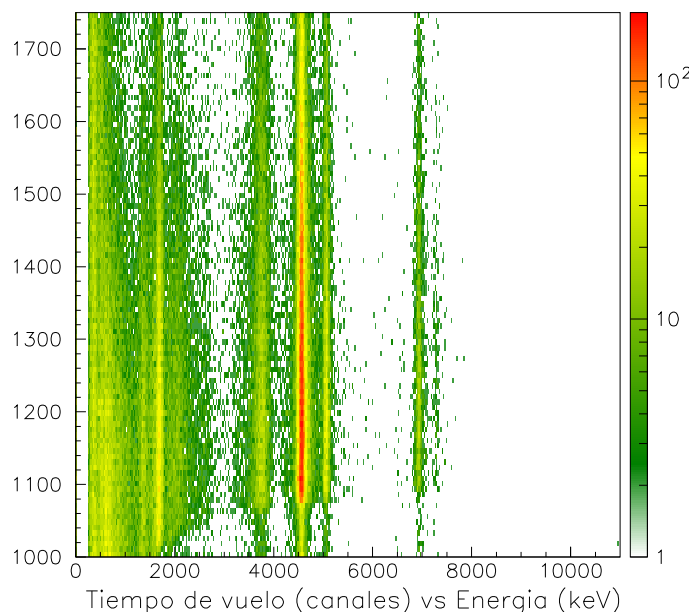


Figura 4.6: *Representación ToF de la contribución de los sucesos aleatorios.*

MeV, por ello si se realiza un proceso de anticoincidencia con el detector trasero se puede obtener un espectro en el que se obtendrán protones y partículas α de energías inferiores a 2.3 MeV, y a partir de dicha energía se obtendrá un espectro α limpio de protones. Dicho espectro puede verse en la figura 4.7(a). El espectro correspondiente a la parte trasera del telescopio puede encontrarse en la figura 4.7(b)

Puede comprobarse que la información acerca de los protones y partículas α para el telescopio es perfectamente coherente con el espectro de la Silicon-Ball al comparar los espectros (ver figura 4.8) lo que permite utilizar conjuntamente las dos informaciones para estudiar el espectro α (con contaminación de protones en un caso y limitado a energías mayores de 2.3 MeV en otro), como se verá más adelante.

4.8 Respuesta gaussiana del detector

Antes de aplicar el formalismo de *Matriz R* a los espectros obtenidos hay que tener en cuenta el hecho de que el formalismo considera que el perfil de emisión de los niveles sigue una función de Breit-Wigner (ecuación 1.70) parcialmente modificada por el efecto de la penetrabilidad y el *factor de fase de Fermi*, pero que la respuesta de los detectores es una respuesta gaussiana. Para justificar la importancia de dicho hecho, se pueden comparar las dos funciones. En la figura 4.9(a) se pueden observar

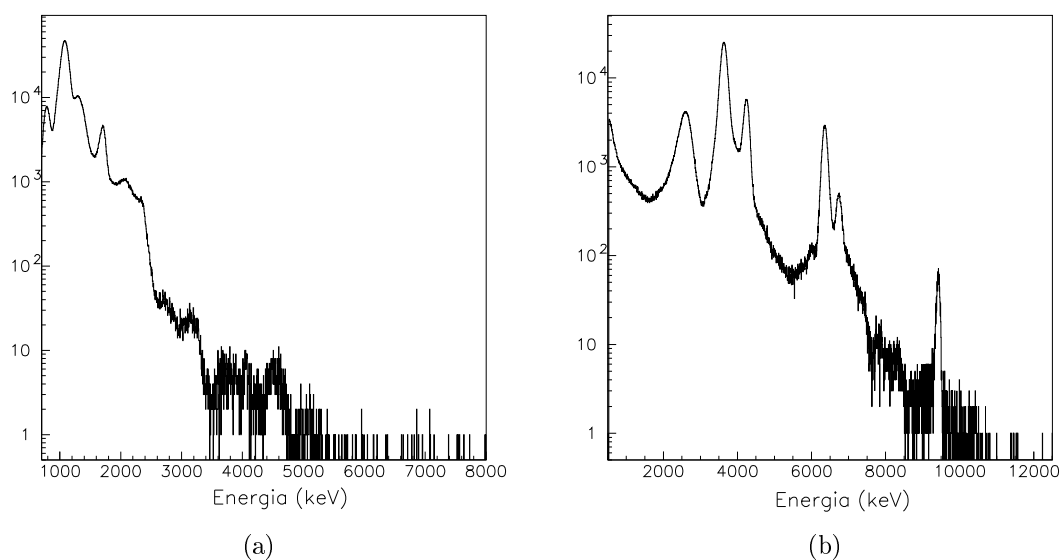


Figura 4.7: (a) Espectro del detector delantero del telescopio (DSSSD de $64 \mu\text{m}$) obtenido en anticoincidencia con el detector trasero. A partir de 2.3 MeV , la única contribución al espectro son partículas α ya que la contribución de los protones de energías superiores ha sido eliminada con la anticoincidencia. (b) Espectro del detector trasero del telescopio (Si-PAD). Las únicas contribuciones presentes son los protones que atraviesan el detector delantero (con energías superiores a 2.3 MeV) y positrones de baja energía.

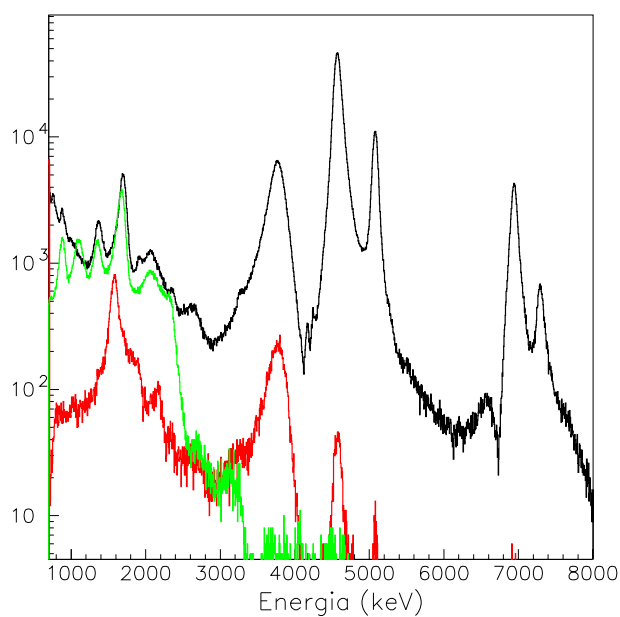


Figura 4.8: *Superposición de la selección de protones, con la escala de energía en sistema de laboratorio, de la Silicon-Ball (negro), la selección α de la Silicon-Ball (rojo) y espectro perteneciente al detector delgado frontal del telescopio (verde). En este último se observa la existencia de una zona de solapamiento entre las zonas de sucesos considerados válidos (entre 2.6 y 3.2 MeV en sistema de laboratorio) que permite determinar la coherencia de los datos de entre los dos sistemas de detección.*

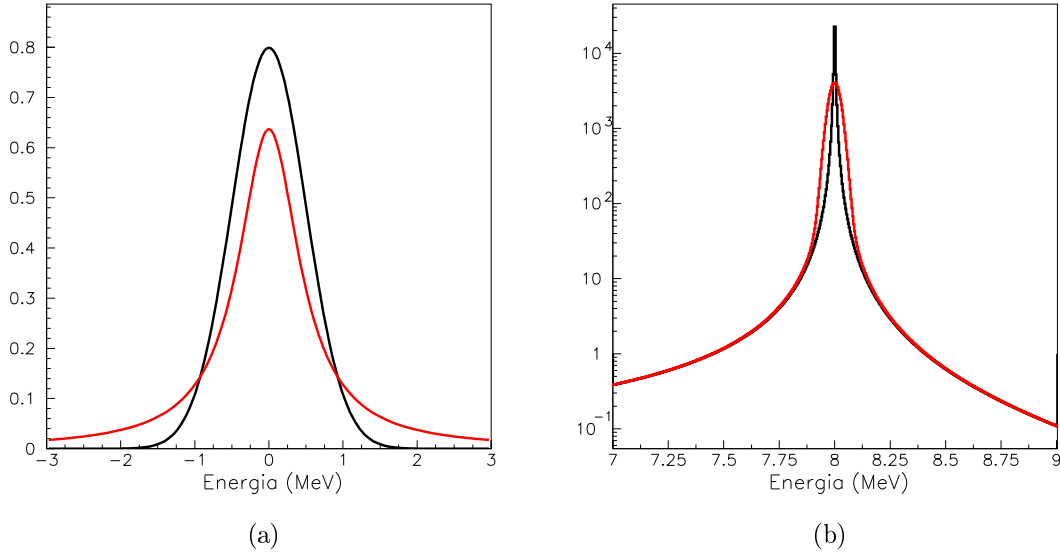


Figura 4.9: (a) Comparación de una distribución gaussiana de anchura $\sigma = 0.5$ (en negro) con una resonancia con perfil Breit-Wigner (con el efecto de la penetrabilidad y el factor de fase, $BW+P+FF$) de anchura $\Gamma/2 = 0.5$ (en rojo) (b) Comparación entre una resonancia $BW+P+FF$ ($\Gamma/2 = 25$ keV) (negro) y la misma función convolucionada con una función ($\sigma = 25$ keV) gaussiana de norma unidad (en rojo).

una función gaussiana y una función BW con la misma área. Se observa que la distribución gaussiana es más pronunciada en su máximo y que la distribución BW disminuye más lentamente al alejarse de su máximo. La convolución de las dos funciones resulta en una función de aspecto similar a las funciones BW pero con su máximo más redondeado (ver figura ??). Asimismo, el hecho de que la respuesta del detector sea una gaussiana de resolución dada (25 keV para la *Silicon Ball*), modifica los parámetros de ajuste en los picos más estrechos.

Para tener en cuenta esta respuesta del detector, se ha convolucionado la contribución de la función BW de cada nivel del formalismo de *Matriz R* con una gaussiana normalizada a la unidad, de manera que se simula no sólo la emisión desde un nivel con distribución BW, sino también la respuesta gaussiana en la detección. Gracias a este proceso ha sido posible reproducir zonas del espectro cuyo aspecto no podía explicarse simplemente en términos de las funciones BW.

Además de este factor, se ha incluido una cola de baja energía para tener en cuenta el citado efecto de *tailing*. Concretamente, se han incluido colas planas con un área del 2% del área total de las transiciones.

4.9 Aplicación de *Matriz R* al espectro de protones βp

Debido a la gran limpieza del espectro de protones del canal βp obtenido por la *Silicon Ball* tras el proceso de selección por *Tiempo de Vuelo*, en el que tanto positrones como partículas α han sido eliminados es una gran proporción, es posible realizar un ajuste según la teoría de *Matriz R*, para obtener información sobre los niveles emisores de protones poblados por la desintegración β . Para ello puede obtenerse la distribución de partículas a partir de la expresión 1.109 en la que se tienen como variables las resonancias (λ) y los canales por los que se pueblan dichas resonancias (c). Dado que dos canales diferentes no interactúan entre sí, y sólo hay interferencia entre niveles de un mismo canal, puede considerarse dicha población de estados como la suma de las poblaciones de estado para cada canal (expresión 1.106). Considerando entonces la expresión de la distribución de partículas, que tiene como parámetros la energía, anchura y población de cada resonancia, se ha realizado un ajuste de mínimos cuadrados a la suma de las poblaciones de cada canal y obtener así un espectro teórico. Para ello se ha utilizado la herramienta estadística MINUIT de FORTRAN siguiendo el criterio de *maximum likelihood* a través de PAW como interfaz.

Para el análisis del espectro de protones seleccionado por *Tiempo de Vuelo* se ha dividido la desintegración por canales según su momento angular J y se ha realizado un ajuste de *Matriz R* a cada canal simultáneamente con los demás. Como punto de partida se han utilizado los niveles poblados por desintegración β conocidos en la literatura y los estados de ^{17}Ne conocidos por reacciones nucleares y se han dividido las transiciones según su canal determinado por el número cuántico J (que toma los valores $1/2$ y $3/2$ de manera permitida y $5/2$ como primeras transiciones prohibidas). Posteriormente, y por necesidad para completar el espectro, se han añadido nuevas resonancias conocidas previamente por experimentos previos de reacciones (en la mayoría de los casos) siempre que el espín asociado al nivel fuera compatible con la población del estado por desintegración β . De esta manera, se ha partido de los niveles cuyos valores de espín y paridad se han determinado previamente como $1/2^-$, dichos niveles son aquellos con energías de excitación en ^{17}F de 3.104(3), 6.037(9) y 11.1929(23) MeV [68]. Los niveles con espín y paridad asignados igual a $3/2^-$ tienen energías de 4.64(2) y 5.488(11) MeV [68]. Asimismo, algunos niveles han sido observados en estudios de desintegración β previos, por lo que su espín y paridad deber ser $1/2^-$ o $3/2^-$, dichos niveles tienen energías de 8.075(10), 8.436(10) y 8.825(25) MeV [62].

Debido a la complejidad del cálculo, en primer lugar se ha fijado la energía de las resonancias en el ajuste y se han dejado libres la anchura e intensidad de las mismas como parámetros de ajuste. Según se ha completado el espectro añadiendo

do transiciones de protones a diferentes niveles del núcleo hijo, se han fijado los parámetros cuya variación era más crítica permitiendo realizar más fácilmente los ajustes. Cuando el proceso de ajuste se acercaba a sus últimas etapas, se han liberado todos los parámetros para obtener un ajuste completo de todas las magnitudes de las resonancias.

Uno de los puntos más delicados, y a su vez más importantes para el ajuste, es la presencia de las interferencias. Tomando como punto de referencia los espines (o momentos angulares J) conocidos de los niveles, concretamente de los niveles altamente poblados a 3.10, 6.04 y 11.1929 MeV (de espín $1/2$) y los niveles a 4.59 y 5.48 (de espín $3/2$), se ha estudiado la presencia o ausencia de interferencia con los niveles adyacentes en energía para determinar el espín de los niveles involucrados en la transiciones adicionales. En concreto las interferencias a 4.7 y 8.0 MeV han sido el punto de partida y referencia del ajuste (siendo esta última descartada como interferencia como será explicado posteriormente) así como otras interferencias a 5.0 y 9.7 MeV.

Es importante incidir en el hecho de que en cada caso, se han considerado los dos posibles tipos de interfeerencia (constructiva y destructiva) siendo la destructiva la más frecuente en el espectro (y las más sencilla de localizar visualmente debido a sus efectos). Sólo se ha podido determinar como interferencia constructiva la zona que presenta una intensidad mayor de lo esperado debido a las transiciones vecinas, situada en la región entre 6 y 7 MeV causada por la interferencia de los niveles de 8.07 y 8.73 MeV (cuya interferencia destructiva ocasionaría una reducción de intensidad no observada en el espectro).

En la figura 4.10 se muestra el resultado del proceso de ajuste.

4.10 Canales de protones procedentes de estados $3/2^-$

Los niveles involucrados en la emisión de protones desde los niveles de ^{17}F que se han identificado como $J^\pi = 3/2^-$ (contribución que puede verse en la figura 4.11) son aquellos a energías 4.59, 5.48, 8.07, 8.73, 9.54 y 10.00 MeV. A continuación se discute el efecto en el espectro y las características de las transiciones desde cada uno de esos niveles. Los canales de desintegración desde los niveles con espín y paridad $3/2^-$ están, en general, fuertemente influenciados por interferencias, y justifican por sí solos la utilización del método de *Matriz R* para poder reproducir el aspecto del espectro de protones. Esto es debido al gran número de niveles y transiciones de estos canales así como a sus anchuras, que debido a su dimensión, permiten una gran interacción entre ellos en un amplio rango energético. Los canales que involucran los estados $3/2^-$ son $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \longrightarrow ^{16}\text{O}(0)$, $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \longrightarrow ^{16}\text{O}(6.04)$

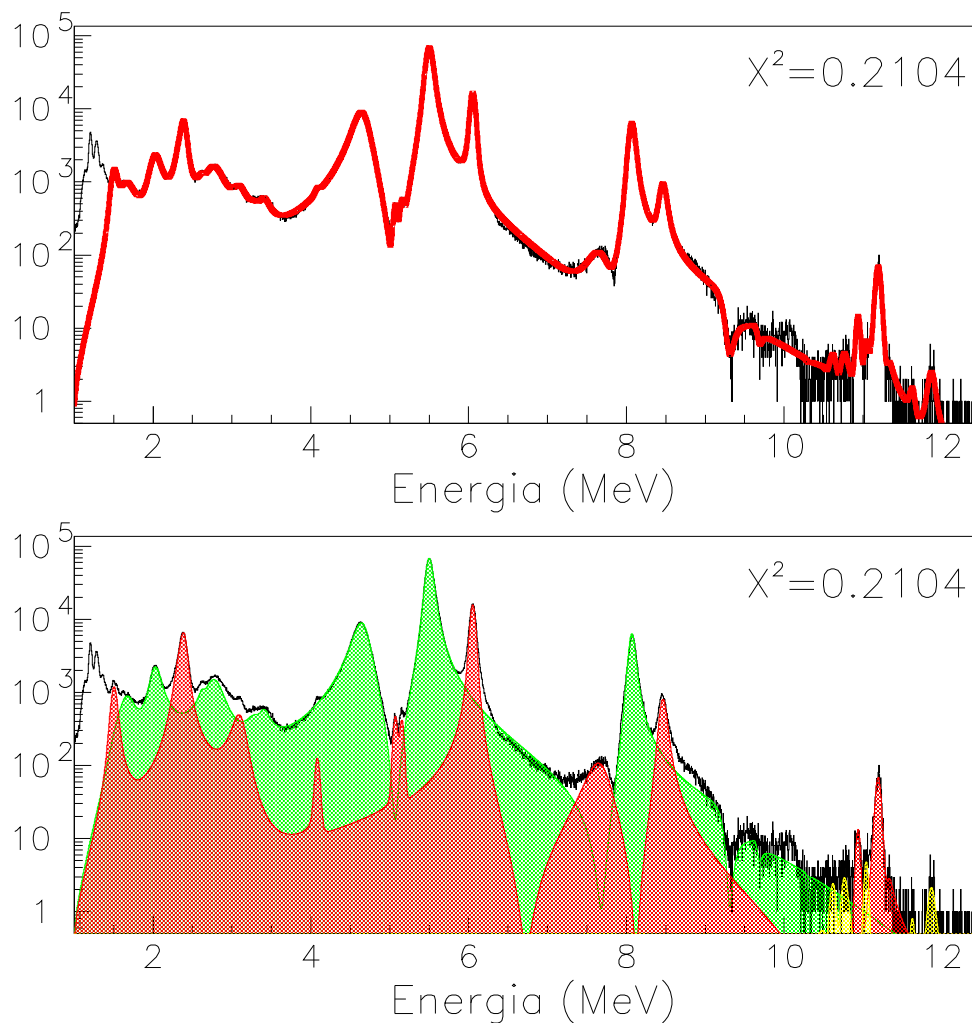


Figura 4.10: En negro espectro de protones seleccionado por Tiempo de Vuelo, en rojo resultado del ajuste de Matriz R. (Panel inferior) Contribuciones de los niveles identificados como $1/2^-$ (rojo), $3/2^-$ (verde) y niveles cuya intensidad no permite asignar un espín y paridad pero que son compatibles con $1/2^-$ y $3/2^-$ (amarillo).

y $3/2^- : {}^{17}\text{F}(\text{E}) \longrightarrow {}^{16}\text{O}(6.13)$.

4.10.1 Nivel $3/2^-$: ${}^{17}\text{F}(4.59 \text{ MeV})$

La única emisión de protones observada desde este nivel es la correspondiente a la emisión al estado fundamental del ${}^{16}\text{O}$. Esta transición desde el estado $3/2^-$ de menor energía de excitación es una de las dos transiciones más importantes a la hora de realizar el ajuste por *Matriz R*. La forma del pico correspondiente a esta transición (que puede verse en la figura 4.11) es muy sensible a la influencia del resto de las transiciones del canal $3/2^- : {}^{17}\text{F}(\text{E}) \longrightarrow {}^{16}\text{O}(0)$. Existe una evidente interferencia destructiva con el nivel a 5.48 MeV, que se manifiesta en la abrupta bajada que sufre el pico a 5 MeV. Esta forma, pese a estar dominada por dicha transición, también se ve parcialmente afectada por la interferencia destructiva con la transición a 8.07 MeV. Pero el efecto mayor sobre la forma de este pico es menos evidente, sin embargo es la clave para entender este canal de desintegración. La forma de la cola de baja energía, que se extiende desde 4 hasta 3 MeV aproximadamente, es fruto de la interferencia constructiva de este nivel con el nivel a 8.73 MeV (de gran anchura). Pese a que este hecho no es evidente, la forma de dicha cola de baja energía en caso de ausencia de dicha cola, sería tal que aumentaría su intensidad hasta en un orden de magnitud (teniendo en cuenta la anchura e intensidad del nivel). La presencia de esta interferencia modela (reduce) la intensidad de dicha cola y es la única forma de explicar la forma del espectro. Este delicado equilibrio de interferencias constructivas y destructivas condicionan la ausencia de otras transiciones de intensidad perceptible del mismo canal ($3/2^- : {}^{17}\text{F}(\text{E}) \longrightarrow {}^{16}\text{O}(0)$) en la región entre 3 y 10 MeV ya que su presencia imposibilitaría la obtención de la forma de esta transición. Por este motivo, este nivel es uno de los dos puntos claves de la reproducción del espectro.

4.10.2 Nivel $3/2^-$: ${}^{17}\text{F}(5.48 \text{ MeV})$

Al igual que en el caso anterior, y como en todos los niveles de energía inferior a 8 MeV, la única emisión de protones observada desde este nivel es la correspondiente a la emisión al estado fundamental del ${}^{16}\text{O}$. Esta transición (que puede verse en la figura 4.11) es la dominante en intensidad en el espectro de emisión de protones. Su principal contribución es la interferencia destructiva con los niveles a 4.58 MeV y 8.07 MeV. Al igual que la cola de baja energía del nivel a 4.58 MeV era el primero de los dos puntos claves del ajuste del espectro, la cola de alta energía de este nivel es el segundo. Pese a que la contribución de alta energía de este nivel, que se extiende desde 5.5 hasta 7.5 MeV, es dos órdenes de magnitud inferior que la zona de máximo del nivel, debido a su gran extensión es una contribución importante, tanto en intensidad como en la forma del espectro.

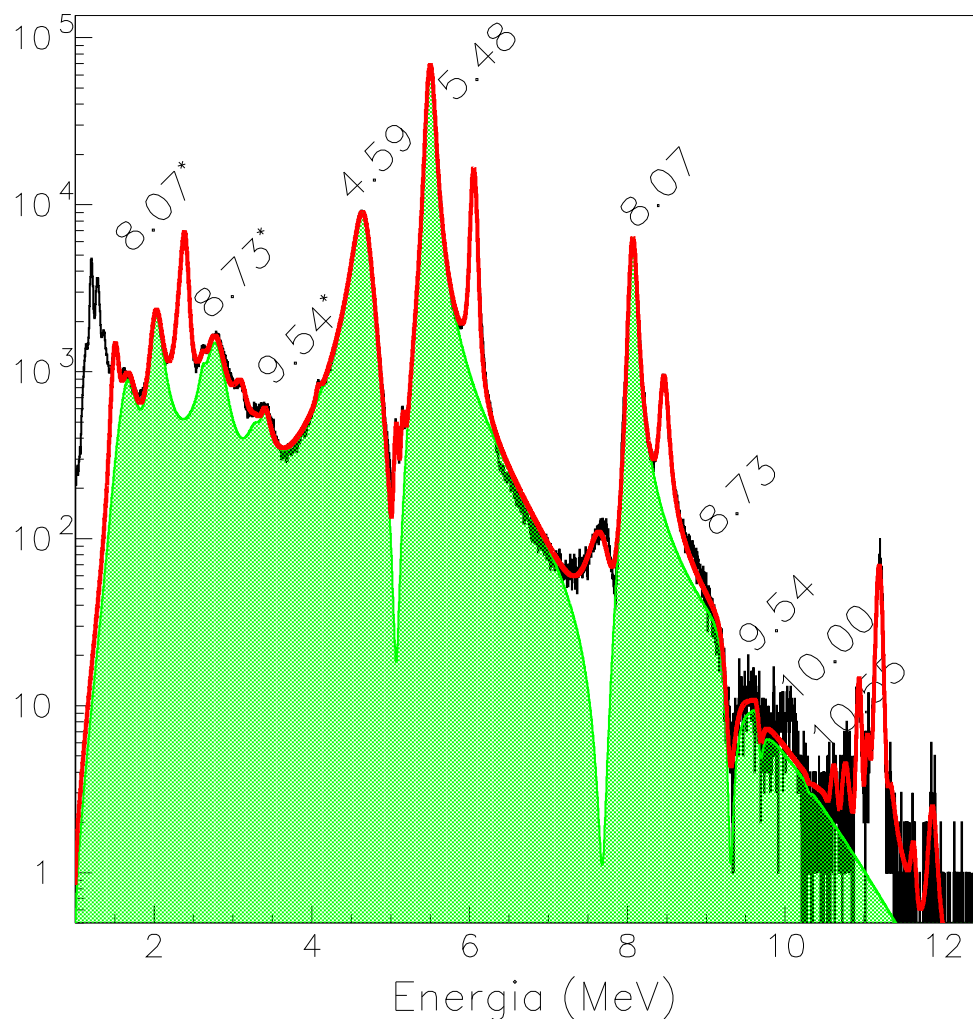


Figura 4.11: Contribución de la emisión de protones desde los estados $3/2^-$ (verde) comparada con el espectro de protones obtenido por tiempo de vuelo (negro) y el ajuste de Matriz R (rojo). Las transiciones al estado fundamental del ^{16}O se encuentran marcadas con la energía correspondiente del nivel en ^{17}F . Las transiciones señaladas con asterisco son transiciones desde el nivel indicado a los estados excitados de ^{16}O a 6.04 y 6.013 MeV.

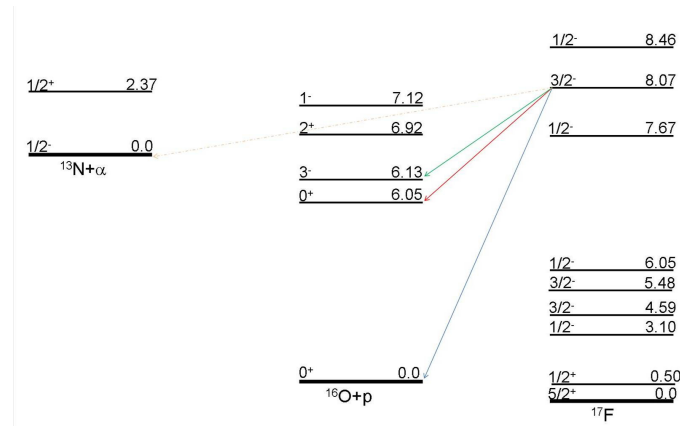


Figura 4.12: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.07 MeV.

La intensidad de la cola de alta energía de este nivel está influenciada directamente por la interferencia constructiva de este nivel con el nivel ancho a 8.73 MeV. La anchura e intensidad de este nivel determinan la reproducción de la intensidad de la cola a alta energía que ocupa 1.5 MeV el espectro de una manera muy sensible. Es necesario un delicado equilibrio entre los niveles del canal $3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(0)$ para poder reproducir los dos puntos clave del espectro citados hasta ahora, la cola de baja energía del nivel a 4.59 MeV (de 1 MeV de extensión) y la cola de alta energía de este nivel a 5.48 MeV (de 1.5 MeV de extensión).

La forma y extensión de la cola de alta energía de este nivel, se debe a la interferencia destructiva existente con el nivel a 8.07 MeV. Esta interferencia se encuentra a una energía próxima a 7.5 MeV, pero queda oculta bajo el nivel a 7.67 MeV (del canal $3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(0)$). Esta interferencia es uno de los puntos claves para explicar la aparente interferencia a 8 MeV. Dicha estructura, que puede parecer una interferencia entre niveles, no lo es y se debe a la superposición del nivel a 7.67 MeV sobre la interferencia de este nivel de 5.48 MeV con el nivel a 8.07 MeV. Existen otros dos efectos que contribuyen a esta región, que serán detallados al hablar del nivel de 7.67 MeV ya que son sus contribuciones.

4.10.3 Nivel $3/2^- : ^{17}\text{F}(8.07 \text{ MeV})$

Este nivel es el nivel de energía más baja en el que se han observado transiciones a los estados excitados del núcleo hijo, ^{16}O , situados a 6.0494(10) y 6.129893(4) MeV además de la transición al estado fundamental (ver figura 4.12).

La transición desde este nivel al estado fundamental del ^{16}O puede verse en la figura 4.11. Pese a que parece una transición sin gran influencia de las interferencias (una vez que se ha tenido en cuenta que la estructura a 8 MeV no es una interferencia,

hecho que se discutirá posteriormente), ese no es el caso. Esta transición al estado fundamental está fuertemente influenciada por la interferencia constructiva con el nivel ancho a 8.73 MeV modificando la posición aparente del pico sensiblemente (aproximadamente 50 keV). Además, dicha interferencia ocasiona que la anchura aparente de la transición sea inferior a la anchura real (que es del orden de 0.9 MeV). Asimismo, la extensión de esta transición se ve limitada a baja energía por la interferencia destructiva con la cola de alta energía del nivel a 5.48 MeV (cuya estructura se ha explicado anteriormente). Su cercanía energética al nivel de 8.73 MeV, que es el responsable de modelar el espectro en sus dos puntos clave, hace de esta transición el indicador más próximo de las características de dicho nivel e influye en él directamente.

Las transiciones desde este nivel al primer y segundo estado excitado del núcleo hijo, no pueden ser separadas con la resolución de este experimento. No obstante, sus dos contribuciones se han ajustado por separado pudiendo dar sus parámetros individuales. Estas transiciones se encuentran a 2 MeV aproximadamente y presentan una intensidad comparable a la transición a la del estado fundamental, sin embargo son sensiblemente más estrechas. Su presencia influye en la forma de otras transiciones de los canales $3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.04)$ y $3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.13)$ por medio de las interferencias, efecto que será evidenciado al describir las transiciones en las que causan el efecto más notable.

4.10.4 Nivel $3/2^- : ^{17}\text{F}(8.73 \text{ MeV})$

Este nivel es, sin lugar a dudas, el nivel cuya contribución es más notoria en todo el espectro. Pese a que la transición $3/2^- : ^{17}\text{F}(8.73) \rightarrow ^{16}\text{O}(0)$ no presenta una intensidad dominante en el espectro, su efecto sí lo es debido a su anchura. La anchura observada de esta transición es de 3.2 MeV, lo que le permite un gran alcance de interferencia. Además de esta transición al estado fundamental del ^{16}O desde este nivel, se han observado las transiciones a los tres estados excitados en ^{16}O situados a 6.0494(10), 6.129893(4) y 7.11685(14) MeV (ver figura 4.13). Estas contribuciones a estados excitados poseen una contribución de menor relevancia al espectro.

La transición al estado fundamental observada (figura 4.11), interfiere constructivamente con todos los niveles del canal con energía inferiores. Este hecho se ve determinado por la ausencia de una reducción de intensidad en la región entre dicha transición y la transición a 8.07 MeV del mismo canal. Esta ausencia y la forma de la transición fuerzan el carácter constructivo de esta interferencia. La forma de los dos puntos clave del espectro, las colas de baja y alta energía de las transiciones a 4.59 y 5.48 MeV respectivamente, queda unívocamente determinada por el tipo de interferencia, no siendo posible reproducir el espectro con las mútuas interferencias destructivas. Esta transición presenta una anchura de 3.2 MeV, anchura que no es

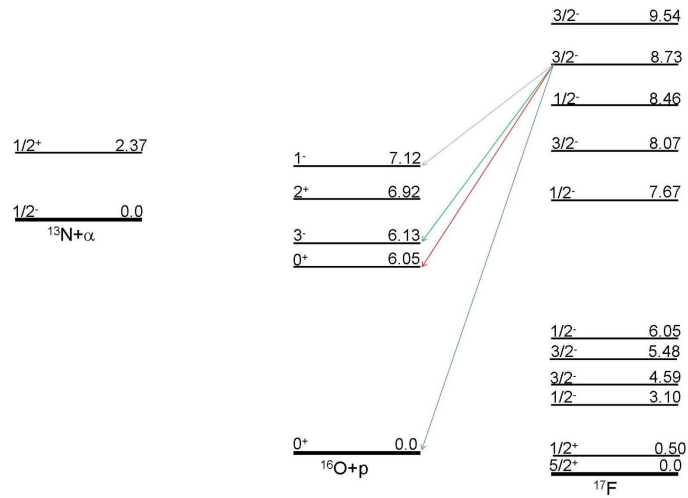


Figura 4.13: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.73 MeV.

evidente a simple vista ya que la extensión aparente queda limitada por las interferencias destructivas situadas tanto a energías superiores como a energías inferiores a la energía de esta transición. El hecho de que la interferencia de esta transición sea constructiva con la transición a 8.07 MeV, concentra la intensidad entre estas dos energías, lo que limita la intensidad a baja energía (que se manifiesta en la cola de alta energía de la transición a 5.48 MeV por la interferencia constructiva). La limitación a alta energía se debe a la presencia de dos niveles del mismo canal de desintegración a 9.54 y 10.00 MeV, que interfieren destructivamente con esta transición limitando firmemente su extensión aparente. El carácter destructivo de dicha interferencia resulta evidente al observar la estructura a 9.3 MeV, estructura que rápidamente puede ser asignada a una interferencia destructiva según se han definido visualmente (figura 1.9).

Las transiciones a estados excitados, presentan una anchura inferior aunque su intensidad es comparable a la transición al estado fundamental. Su presencia contribuye a la región de 1.4 y 2.7 MeV y al igual que en el caso de las transiciones del nivel a 8.07 MeV, las interferencias que provocan en otras transiciones del canal son apreciables y serán comentadas cuando tengan relevancia.

4.10.5 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(9.54 \text{ MeV})$

Este nivel presenta una alimentación inferior que los niveles descritos anteriormente, lo que se manifiesta en una intensidad reducida en las transiciones observadas desde este nivel, tanto al estado fundamental del ^{16}O como a su primer y segundo estado

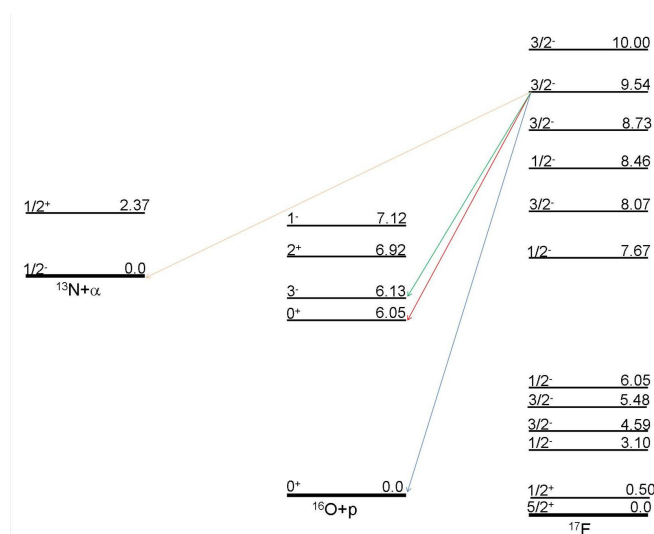


Figura 4.14: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 9.54 MeV.

excitado (ver figura 4.14).

El principal efecto de la transición al estado fundamental del ^{16}O desde este nivel (ver figura la figura 4.11) se manifiesta en la citada interferencia destructiva sufrida con el nivel a 8.73 MeV. Como se ha dicho, esta interferencia limita la extensión aparente del nivel y lo modela.

Las transiciones a estados excitados presentan cierta importancia. Su ubicación a 3.4 MeV aproximadamente debería provocar un incremento de estadística en la cola de baja energía del nivel a 4.59 MeV (uno de los puntos claves del espectro). Sin embargo, pese a su anchura e intensidad su efecto queda notablemente limitado debido a la interferencia “sufrida” por estas transiciones debido a la presencia próxima de otras transiciones de los mismos canales ($3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.04)$ y $3/2^- : ^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.13)$). Este efecto, mencionado con anterioridad, determina las anchura e intensidades de las transiciones de estos canales para que el alcance de las transiciones quede limitado en una región energética pequeña y no afecte a la región por encima de 3.5 MeV.

4.10.6 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(10.00 \text{ MeV})$

Sólo se ha podido observar la transición al estado fundamental del núcleo hijo desde este nivel. Al igual que en el caso anterior, esta transición presenta una intensidad muy reducida (ver figura la figura 4.11) y su principal efecto es la modelación de la forma de la transición $3/2^- : ^{17}\text{F}(9.54 \text{ MeV}) \rightarrow 0$ mediante una interferencia destructiva. La reducida estadística impide un mejor estudio de este nivel.

4.11 Canales de protones procedentes de estados $1/2^-$

Al igual que en el caso del canal de desintegración desde los niveles de espín y paridad $3/2^-$, a continuación se discuten las transiciones desde los niveles a los que se ha asignado espín y paridad $1/2^-$, a energías 3.10, 6.05, 7.67, 8.47, 10.94, 11.21 y 11.30 MeV. Los canales que involucran los estados $1/2^-$ están poco influenciados por fenómenos de interferencia debido a la baja densidad de niveles con este espín y paridad y a la reducida anchura de los mismos. Puede verse esta contribución en la figura 4.15. Los canales que involucran los estados de espín y paridad $1/2^-$ son $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(0)$, $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.04)$, $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.013)$ y $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{16}\text{O}(7.13)$.

4.11.1 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(3.10 \text{ MeV})$

La única transición observada desde este nivel es la transición a estado fundamental del ^{16}O al igual que para el resto de estados con energías inferiores a 8 MeV. Su contribución al espectro es pequeña debido a su reducida intensidad (respecto a los picos más intensos del espectro) y su anchura moderadamente reducida.

4.11.2 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(6.05 \text{ MeV})$

Este nivel, en el que sólo se ha podido identificar la transición al estado fundamental del núcleo hijo, se encuentra sobre la cola de alta energía del estado $3/2^-$ de 5.48 MeV, por lo que es el estado $1/2^-$ que más destaca. Su intensidad es la mayor de todas las transiciones individuales del canal (puede observarse en la figura 4.15).

4.11.3 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(7.67 \text{ MeV})$

La transición desde este nivel, hasta el estado fundamental del núcleo hijo (única identificada), es de suma importancia. Debido a su posición próxima a las transiciones a 8.07 y 8.73 MeV, discutidos anteriormente, esta transición puede ser considerada como la más importante a la hora de la reproducción del espectro por métodos de *Matriz R*. Una primera observación del espectro, conduce a la errónea conclusión de que la transición se debe a un nivel $3/2^-$ que interfiere destructivamente con el nivel a 8.07 MeV, dando lugar a la aparente interferencia a 8 MeV (además de la forma asimétrica de la transición). Numerosos intentos de compatibilizar esa teoría con el resto de niveles, concluyen en un estudio más detallado de la forma de la estructura a 8 MeV. Pese al aspecto inicial de interferencia que presenta esta región, la estructura es considerablemente ancha para la profundidad de

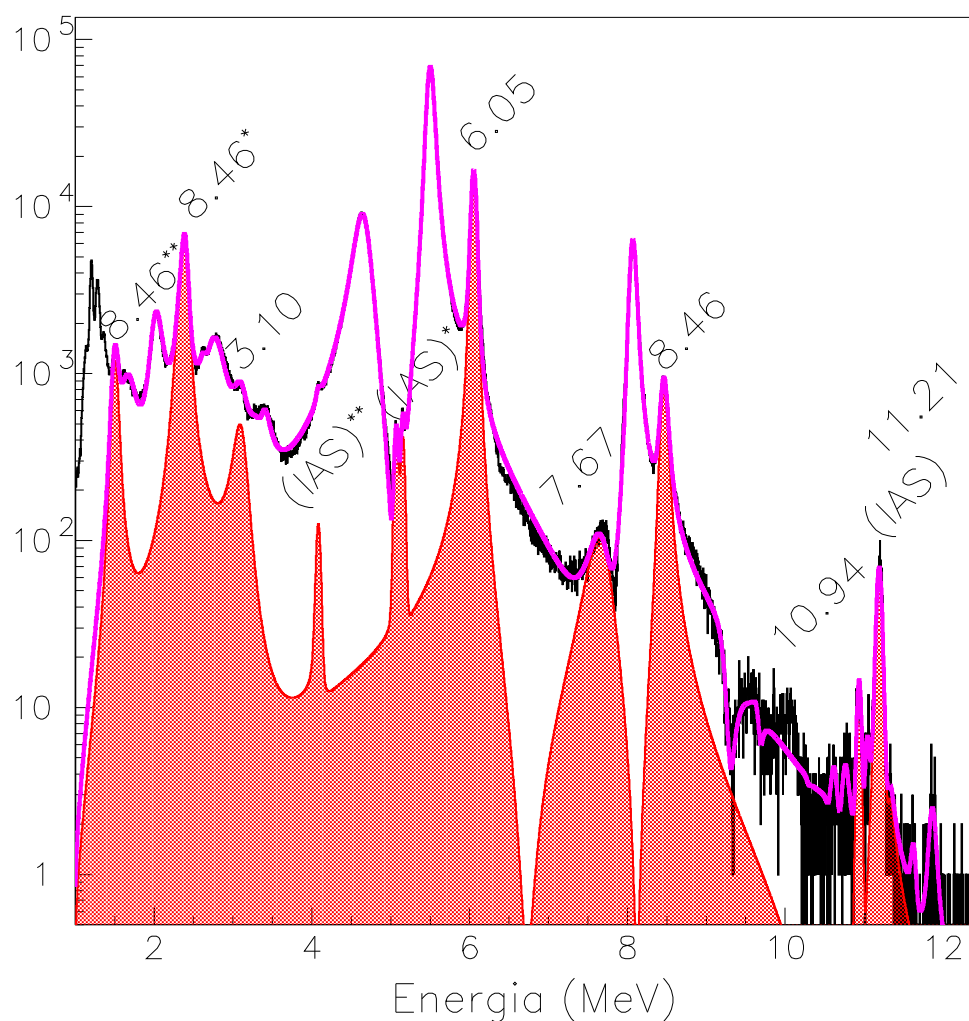


Figura 4.15: Contribución de la emisión de protones desde los estados $1/2^-$ (rojo) comparada con el espectro de protones obtenido por Tiempo de Vuelo (negro) y el ajuste de Matriz R (rosa). Las transiciones al estado fundamental del ^{16}O están marcadas con la energía del nivel correspondiente. Las transiciones marcadas con un asterisco son las transiciones a los estados excitados de ^{16}O a 6.04 y 6.13 MeV. Las transiciones marcadas con dos asteriscos son las transiciones al estado excitado de ^{16}O a 7.12 MeV.

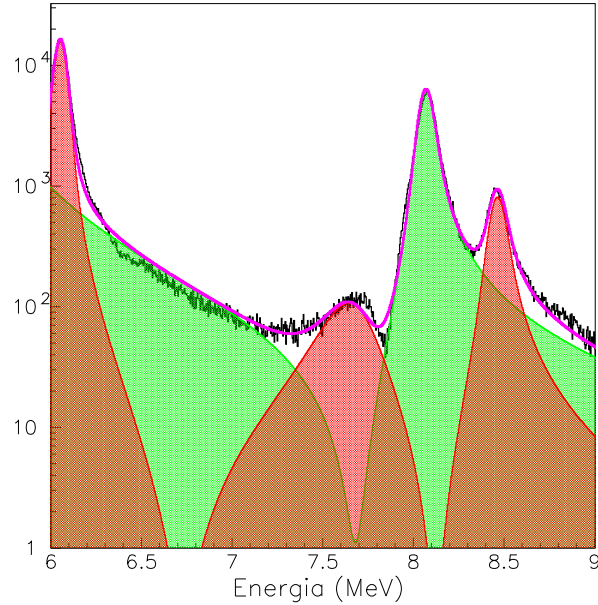


Figura 4.16: *Detalle del espectro de protones en la región entre 6 y 9 MeV. Espectro de protones seleccionado por tiempo de vuelo (negro), contribución de los estados $1/2^-$ (en rojo), contribución de los estados $3/2^-$ (en verde) y resultado del ajuste (rosa).*

la disminución de estadística. Este hecho, sumado a que no se observan otras interferencias entre este nivel a 7.67 MeV y los demás del canal $3/2^-$ $^{17}\text{F}(E) \rightarrow ^{16}\text{O}(0)$, parecen descartar su carácter $3/2^-$. Considerando la posibilidad de que sea $1/2^-$ se puede llegar a la conclusión de que la estructura a 8 MeV se deba a la superposición de este nivel $1/2^-$ y la interferencia de los niveles del canal $3/2^-$ a 5.48 y 8.07 MeV.

Una vez determinada la posibilidad del carácter $1/2^-$ del nivel, su posición a una energía ligeramente superior a la de la interferencia ya citada permite explicar su asimetría, ya que su máximo en intensidad coincide con el mínimo de la interferencia del canal $3/2^-$, mientras que su región de alta energía se encuentra sobre una zona de mayor estadística, lo que permite que sea esta región de alta energía la que sea visible y no el centro del nivel (ver figura 4.16). Debido a esto, la posición energética real del nivel no coincide con la posición aparente.

Debido a la cercanía de este nivel con el nivel del mismo canal a energía 8.47 MeV, éste sufre una ligera interferencia que no se aprecia en el espectro debido a encontrarse bajo el nivel a 8.07 MeV del canal $3/2^-$ (ver figura 4.16).

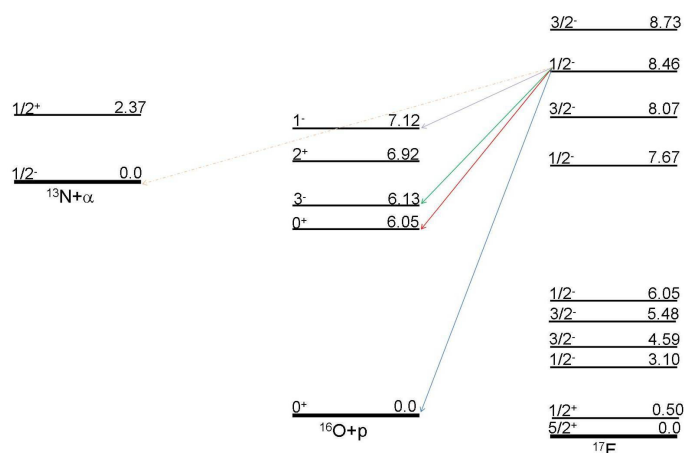


Figura 4.17: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del nivel de ^{17}F a 8.46 MeV.

4.11.4 Nivel $1/2^-$: ^{17}F (8.46 MeV)

Este nivel es el nivel de energía más baja desde el que se han podido identificar varias transiciones, concretamente se han podido observar las transiciones a los tres estados excitados en ^{16}O a 6.0494(10), 6.129893(4) y 7.11685(14) MeV además de la desintegración al estado fundamental (ver figura 4.17).

La transición al estado fundamental se encuentra sobre los estados del canal $3/2^-$ a 8.07 y 8.73 MeV. Como se ha dicho anteriormente, sufre una pequeña interferencia con el estado a 7.67 MeV que no puede ser apreciada en el espectro por estar oculta por la contribución del canal $3/2^-$.

Las contribuciones al segundo y tercer estado excitado del hijo (que se encuentran a 2.3 MeV), son las contribuciones dominantes en el espectro en la región de baja energía. A su vez, la contribución al tercer estado poblado posee poca intensidad y es de poca relevancia para el aspecto general del espectro.

4.11.5 Nivel $1/2^-$: ^{17}F (10.94 MeV)

Sólo se ha observado la transición correspondiente al estado fundamental del núcleo hijo que presenta una reducida intensidad que apenas permite la identificación del nivel. Debido a su proximidad con el IAS puede identificarse este estado como un estado $1/2^-$ debido a la reducida anchura que presenta debido a la interferencia.

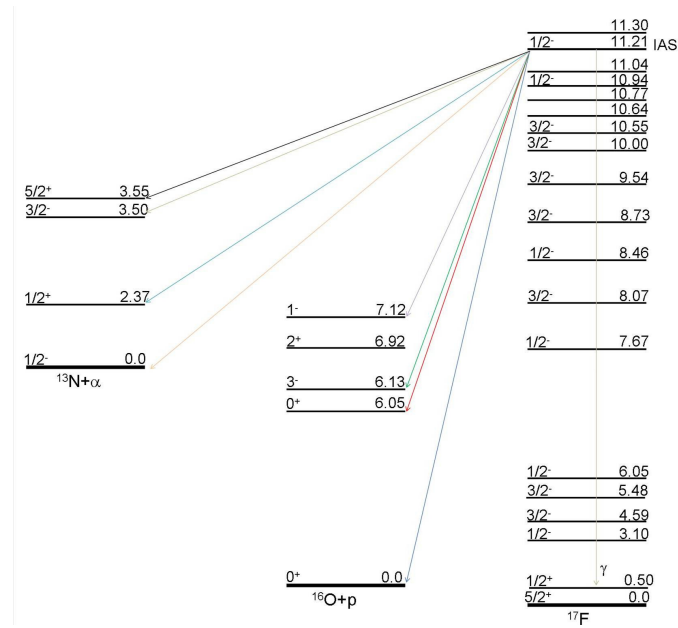


Figura 4.18: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.21 MeV.

4.11.6 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(11.21 \text{ MeV})$ (IAS)

En este nivel, que es el IAS del ^{17}Ne en ^{17}F , se han podido identificar las transiciones al estado fundamental y a los estados excitados a 6.0494(10), 6.129893(4) (perfectamente resueltas) y 7.11685(14) MeV en ^{16}O (ver figura 4.18).

La transición al estado fundamental desde el IAS es la contribución dominante en la región de alta energía, sin embargo, su elevada energía limita su intensidad debido a la reducción del *Factor de Fermi*. La reducida anchura de este nivel (0.18(3) keV), no es apreciable en este experimento y la anchura observada es la proporcionada por la resolución del detector, anchura que es suficientemente reducida para resolver perfectamente las transiciones desde el IAS a los dos primeros estados excitados del ^{16}O que distan 80 keV. Pese a la limitación por la resolución del detector, la presencia de la transición desde el IAS al estado fundamental parece determinar el espín y paridad de los niveles contiguos a 10.94 y 11.30 MeV como $1/2^-$ por la interferencia causada en ellos reduciendo su anchura (respecto a la anchura media de los niveles en la zona).

Las transiciones a estados excitados del ^{16}O se han podido aislar de manera muy efectiva debido a la buena reproducción de las regiones en las que se encuentran por parte de la técnica de *Matriz R*. Estas transiciones se encuentran a energías de 5 y 4 MeV respectivamente para las transiciones al primer, segundo y cuarto estado excitado de ^{16}O , regiones en las que se encuentra la interferencia destructiva entre

los niveles de 4.50 y 5.48 MeV y la cola de baja energía del primero de ellos (zona clave para la reproducción del espectro).

4.11.7 Nivel $1/2^-$: ^{17}F (11.30 MeV)

Este nivel, de reducida intensidad, se puede observar adyacente al IAS y puede ser tentativamente asignado como $1/2^-$ por su aparentemente reducida anchura.

4.12 Canales de protones procedentes de niveles de espín y paridad compatibles con $1/2^-$ y $3/2^-$

Existen varias transiciones observadas en el espectro en las que no se ha podido realizar una asignación de espín y paridad basada en la forma de las transiciones o presencia de interferencias. Esto es debido a la reducida intensidad y anchura de éstas o porque se encuentran en una región en la que no hay otras transiciones con las que interactuar apreciablemente. En el proceso de ajuste, se le ha asignado cada uno de los espines y paridades posibles a estas transiciones y el resultado final era el mismo. Teniendo en cuenta las reglas de selección de la desintegración β , con alta seguridad serán niveles $1/2^-$ o $3/2^-$. La escasa contribución de estas transiciones puede verse en la figura 4.10 como la contribución de color amarillo.

En el caso de los niveles a 11.87 y 11.63 MeV, los dos niveles presentan una estadística muy baja y se encuentran alejados de otras transiciones, siendo la transición del IAS al estado fundamental del ^{16}O la transición más cercana. Esta transición posee una anchura suficientemente reducida para no afectar en apariencia a estas transiciones (en caso de que fueran niveles $1/2^-$).

En el caso de los niveles a 11.04, 10.77 y 10.64 MeV, pese a encontrarse en una región de alta densidad de transiciones, su reducida estadística impide ver correctamente su forma o posibles efectos de interferencia.

4.13 Resultados del ajuste del canal de protones βp

En la tabla 4.1 se pueden observar las propiedades de las transiciones obtenidas a partir del ajuste de *Matriz R* aplicada al espectro de protones del canal βp .

Tabla 4.1: *Propiedades de las transiciones observadas en el espectro de protones del canal $\beta p\alpha$ de la desintegración β del ^{17}Ne .*

| E (MeV) | Nivel final (MeV) [68] | $E_{promedio}$ (MeV) | Espín este trabajo | $\Gamma_{transicion}$ (MeV) | I_{rel} % | Γ_p (MeV) |
|------------|------------------------------|-------------------------|--------------------------|--------------------------------|----------------|---------------------|
| 11.97(8) | 0 | 11.97(8) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.025(25) | 0.0002(1) | 0.024(24) |
| 11.87(8) | 0 | 11.87(8) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.074(11) | 0.0041(1) | 0.074(11) |
| 11.63(8) | 0 | 11.63(8) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.013(4) | 0.0006(1) | 0.013(4) |
| 11.30(8) | 0 | 11.30(8) | $1/2^-$ | 0.037(7) | 0.0013(1) | 0.037(7) |
| 11.19(2) | 0 | 11.21(3) | $1/2^-$ | 0.032(7) | 0.070() | 0.048(1) |
| 11.20(3) | 6.0494 | | $1/2^-$ | 0.001(1) | 0.275(3) | |
| 11.26(3) | 6.1299 | | $1/2^-$ | 0.001(1) | 0.288(3) | |
| 11.20(3) | 7.1168 | | $1/2^-$ | 0.014(3) | 0.123(1) | |
| 11.04(3) | 0 | 11.04(3) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.001(1) | 0.0033(1) | 0.001(1) |
| 10.94(3) | 0 | 10.94(3) | $1/2^-$ | 0.014(4) | 0.0086(1) | 0.014(4) |
| 10.77(3) | 0 | 10.77(3) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.08(1) | 0.0049(1) | 0.080(11) |
| 10.64(3) | 0 | 10.64(3) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.069(10) | 0.0028(1) | 0.069(10) |
| 10.55(3) | 0 | 10.55(3) | $3/2^-$ | 0.035(7) | 0.0008(1) | 0.035(7) |
| 10.00(5) | 0 | 10.00(5) | $3/2^-$ | 0.27(10) | 0.0439(5) | 0.27(10) |
| 9.60(3) | 0 | 9.54(7) | $3/2^-$ | 0.68(15) | 0.173(2) | 1.27(17) |
| 9.50(8) | 6.0494 | | $3/2^-$ | 0.24(6) | 1.278(12) | |
| 9.52(8) | 6.1299 | | $3/2^-$ | 0.30(6) | 1.651(17) | |
| 8.63(8) | 0 | 8.73(8) | $3/2^-$ | 3.2(3) | 8.04(8) | 4.0(3) |
| 8.95(8) | 6.0494 | | $3/2^-$ | 0.41(7) | 3.87(7) | |
| 8.77(8) | 6.1299 | | $3/2^-$ | 0.05(2) | 0.298(3) | |
| 8.56(8) | 7.1168 | | $3/2^-$ | 0.31(2) | 2.86(3) | |
| 8.47(5) | 0 | 8.46(5) | $1/2^-$ | 0.078(10) | 1.188(12) | 0.28(1) |
| 8.44(5) | 6.0494 | | $1/2^-$ | 0.057(5) | 6.67(7) | |
| 8.47(5) | 6.1299 | | $1/2^-$ | 0.109(5) | 3.35(3) | |
| 8.45(5) | 7.1168 | | $1/2^-$ | 0.036(2) | 1.41(1) | |
| 7.94(5) | 0 | 8.07(5) | $3/2^-$ | 0.92(17) | 3.32(3) | 0.55(17) |
| 8.13(5) | 6.0494 | | $3/2^-$ | 0.25(4) | 0.816(8) | |
| 8.16(5) | 6.1299 | | $3/2^-$ | 0.12(2) | 2.27(2) | |
| 7.67(5) | 0 | 7.67(5) | $1/2^-$ | 0.334(10) | 0.550(6) | 0.34(10) |
| 6.05(5) | 0 | 6.05(5) | $1/2^-$ | 0.033(6) | 15.63(16) | 0.033(6) |
| 5.48(5) | 0 | 5.48(5) | $3/2^-$ | 0.105(10) | 100.0(1.0) | 0.105(10) |
| 4.59(5) | 0 | 4.59(5) | $3/2^-$ | 0.311(16) | 36.1(4) | 0.311(16) |
| 3.10(5) | 0 | 3.10(5) | $1/2^-$ | 0.12(3) | 0.91(1) | 0.12(3) |

4.14 Identificación de las componentes del espectro α

Una vez seleccionado por la técnica de *Tiempo de Vuelo* el espectro α , es posible distinguir cada una de las dos componentes del espectro, ésto es, el espectro α del canal $\beta p \alpha$ y del canal $\beta \alpha$. Como se ha explicado anteriormente, para realizar dicha distinción se ha considerado la baja *razón de ramificación* que presenta el canal de emisión de protones de la rama $\beta \alpha p$. Como la probabilidad de detectar un protón de esta rama es muy reducida (aproximadamente 40 veces menor que la de detectar un protón de la rama βp), al imponer una coincidencia entre los sucesos en la región α y la región de protones, estaremos obteniendo (en una amplia mayoría) las partículas α en coincidencia con los protones de la rama βp , por lo que el espectro resultante pertenece al canal $\beta p \alpha$.

Una vez obtenido dicho espectro, se observan dos contribuciones claras que son identificadas como las transiciones desde los niveles de ^{16}O a 9.845(1) y 10.356(3) MeV al estado fundamental de ^{12}C (tras pasar a energía de excitación en ^{16}O). Se pueden observar también otras componentes que pueden pertenecer al fondo o a las transiciones desde los niveles de ^{16}O a 9.585(1) y 11.080(3) MeV al estado fundamental de ^{12}C . La asignación de las componentes se realizará más adelante.

Debido a que este espectro se ha obtenido por coincidencia entre los diferentes detectores de la *Silicon ball*, existe una diferencia de escala entre el espectro total y el espectro $\beta p \alpha$ causada por la eficiencia geométrica de la coincidencia (aproximadamente del 30%). En lugar de obtener ese factor de manera geométrica para escalar el espectro al espectro total, se ha realizado el ajuste de *Matriz R* del espectro a la escala obtenida (ajuste que puede verse en la figura 4.19) para incluirlo posteriormente en el ajuste del espectro total con un factor de escala libre a determinar. Como el espectro contiene componentes que pueden pertenecer a fondo, se han incluido en el ajuste para reproducir la totalidad de la estadística. De esta manera, es posible realizar el ajuste del canal $\beta \alpha$ sin sustraer el espectro $\beta p \alpha$ ya que se desconoce el factor geométrico que los relaciona.

4.15 Aplicación de *Matriz R* al espectro α del canal $\beta \alpha$

Para la obtención de un espectro α suficientemente limpio y completo al que aplicar la misma metodología aplicada al espectro de protones del canal βp se han utilizado conjuntamente los espectros α obtenidos por la *Silicon Ball* y por el detector frontal del telescopio (DSSSD). Esto es debido a dos hechos.

- El espectro del DSSSD delgado, debido a su grosor de 60 μm , presenta dos

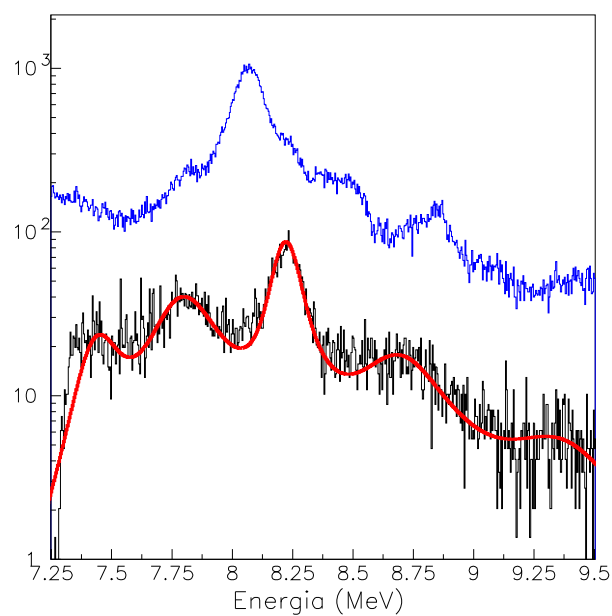


Figura 4.19: *Espectro α seleccionado por Tiempo de Vuelo (en negro) frente al espectro α del canal $\beta p \alpha$ obtenido a través de las coincidencias con los protones de dicho canal (en rojo).*

componentes, una a partir de 2.3(1) MeV (energía de laboratorio) y otra por debajo de esa energía. Dicho valor es la energía a partir de la cual los protones son capaces de atravesar el DSSSD y alcanzar el detector trasero grueso (Si-PAD). Es posible eliminar la contribución de los protones que atraviesan imponiendo una anticoincidencia entre los dos detectores del telescopio. Así se puede afirmar que a energías superiores a 2.3 MeV la única contribución posible es la de las partículas α (que no atraviesan el detector delantero hasta energías superiores a 9 MeV). Por debajo de 2.3 MeV, se tiene la contribución de los dos tipos de partículas.

- La selección de partículas α por *Tiempo de Vuelo* en el espectro obtenido por la *Silicon Ball* está claramente contaminada por ciertos picos de protones que, al ser muy intensos, presentan una gran cola en el eje de tiempos debido a coincidencias aleatorias con el *trigger*. Dichos picos se encuentran a partir de 3 MeV (energía de laboratorio). Por debajo de ese valor, la separación es suficientemente buena para considerar eliminada la contribución de los protones.

Teniendo en cuenta estas informaciones, se puede obtener un espectro α completo a partir de los espectros de la *Silicon Ball* y del DSSSD. Para ello, dada la existencia de una zona de solapamiento (de casi 1 MeV) entre la zona de validez de cada uno de los espectros, es posible realizar un ajuste conjunto de los dos espectros introduciendo para cada uno de ellos un factor de escala, que también será ajustado. Pueden utilizarse esos dos factores de escala para renormalizar el espectro de la *Silicon Ball* en términos del espectro del DSSSD y escalarlos para la obtención de un espectro α único (híbrido de los dos),

Como se ha indicado anteriormente, el espectro α obtenido presenta tanto la componente $\beta\alpha$ como la $\beta p\alpha$. Esta última componente se ha ajustado previamente y se ha introducido en el ajuste del canal $\beta\alpha$ como un canal independiente con un factor de escala propio libre.

Para la identificación y asignación de espines, se ha partido de la única interferencia observable del espectro que se encuentra a 10.2 MeV. Esta interferencia se debe a la presencia del nivel a 10.00(5) MeV, de espín y paridad $3/2^-$, que interfiere con otros niveles del mismo canal por determinar. A partir de esa información se ha tomado la información del espectro de protones como punto de referencia. Pese a la ausencia de marcadas interferencias visibles como en el caso del espectro de protones, la reproducción del espectro es muy sensible a los niveles del canal $3/2^-$ y las interferencias entre dichos niveles son las que modelan las transiciones observadas para proporcionar un aspecto final compatible con los datos experimentales. Por este hecho, pese a que el espectro α es menos nítido que el espectro de protones, los resultados tienen una gran autoconsistencia.

De ahora en adelante se utilizarán las energías obtenidas a partir de los ajustes del espectro α y no se unificarán los resultados con las energías obtenidas en el ajuste

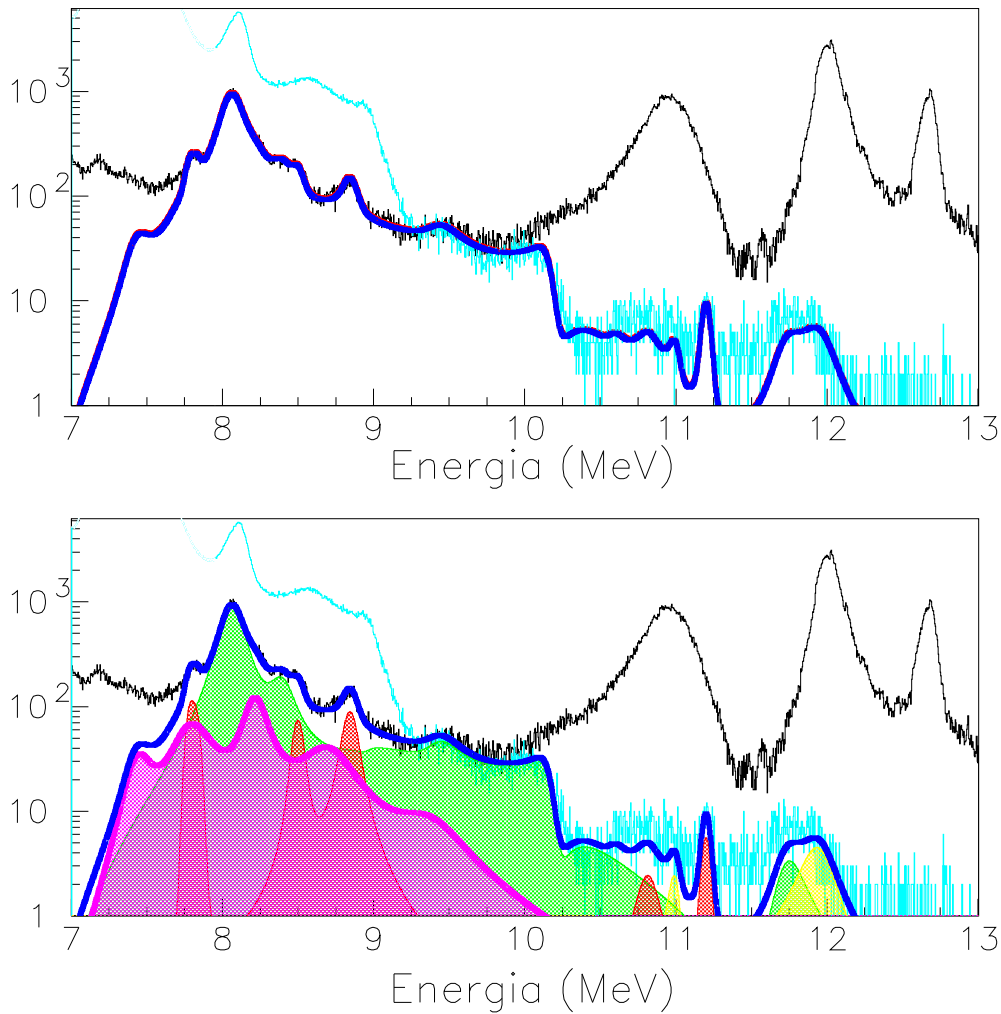


Figura 4.20: En la figura superior, espectros α obtenidos con la Silicon Ball (negro) y el DSSSD (azul claro) frente a los correspondientes ajustes por Matriz R (en azul oscuro y rosa respectivamente). En la figura inferior, canales de espín y paridad $1/2^-$ en rojo y $3/2^-$ en verde, en amarillo los niveles cuyo espín y paridad no se ha podido determinar unívocamente y en rosa componente del canal $\beta\alpha$. La energía se representa en energía de excitación en ^{17}F .

de protones hasta que se hayan discutido todas las contribuciones.

4.16 Canales de partículas α procedentes de estados $3/2^-$

Los niveles involucrados en la emisión de partículas α desde los niveles de ^{17}F que se han identificado como $J^\pi = 3/2^-$ son aquellos a energías 8.03, 9.38, 10.04, 10.36 y 11.8 MeV (figura 4.21). A continuación se discute el efecto o características de las transiciones desde cada uno de esos niveles. A diferencia de las emisiones de protones del canal $3/2^-$, las emisiones α presentan un efecto de interferencia poco apreciable salvo por una evidente interferencia destructiva a 10.2 MeV. No obstante, existen efectos de interferencia que modifican de manera importante el aspecto global del espectro, efectos que sólo son evidentes al observar la forma de los niveles en el proceso de ajuste. Los canales que involucran los estados de espín y paridad $3/2^-$ son $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(0)$, $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.36)$, $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.50)$ y $3/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.55)$.

4.16.1 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(11.8 \text{ MeV})$

La presencia de ese nivel se deduce de varios puntos diferentes del espectro. En primer lugar, la estructura situada a una energía cerca de 12 MeV, indica la presencia de uno o más estados en esa región.

Dado que esa parte de los datos experimentales proviene del detector de $60 \mu\text{m}$, se considera que los datos se encuentran completamente limpios de partículas ligeras y que no es posible que la contribución venga de un fondo de protones o positrones. Asumiendo que son partículas α , la forma que presenta el espectro en esa región energética descarta rápidamente un espín y paridad $1/2^-$, ya que dada la anchura e intensidad de la estructura, deberían aparecer evidentes efectos de interferencia con el IAS a 11.2 MeV. Un factor que apoya el espín y paridad $3/2^-$ es que la presencia de una transición $3/2^-$ al estado fundamental del ^{13}N que interfiera con el resto de estados del canal, contribuye al modelado de la interferencia a 10.2 MeV y a la forma del estado de 10.04.

Otro factor que indica la presencia de este estado es la estadística de la zona entre 8.8 y 9.4 MeV. Con la presencia de las otras transiciones consideradas no puede reproducirse la forma e intensidad del espectro en esa región energética. Sin embargo, si se considera la existencia del nivel a 11.8 MeV con una transición a su primer estado excitado, se subsana este hecho. Transiciones desde otros estados no reproducen esta región energética.

Para finalizar, en la región entorno a 8.4 MeV se puede observar, no sólo la transición desde el estado $1/2^-$ a 8.5 MeV, sino otra estructura a energía similar.

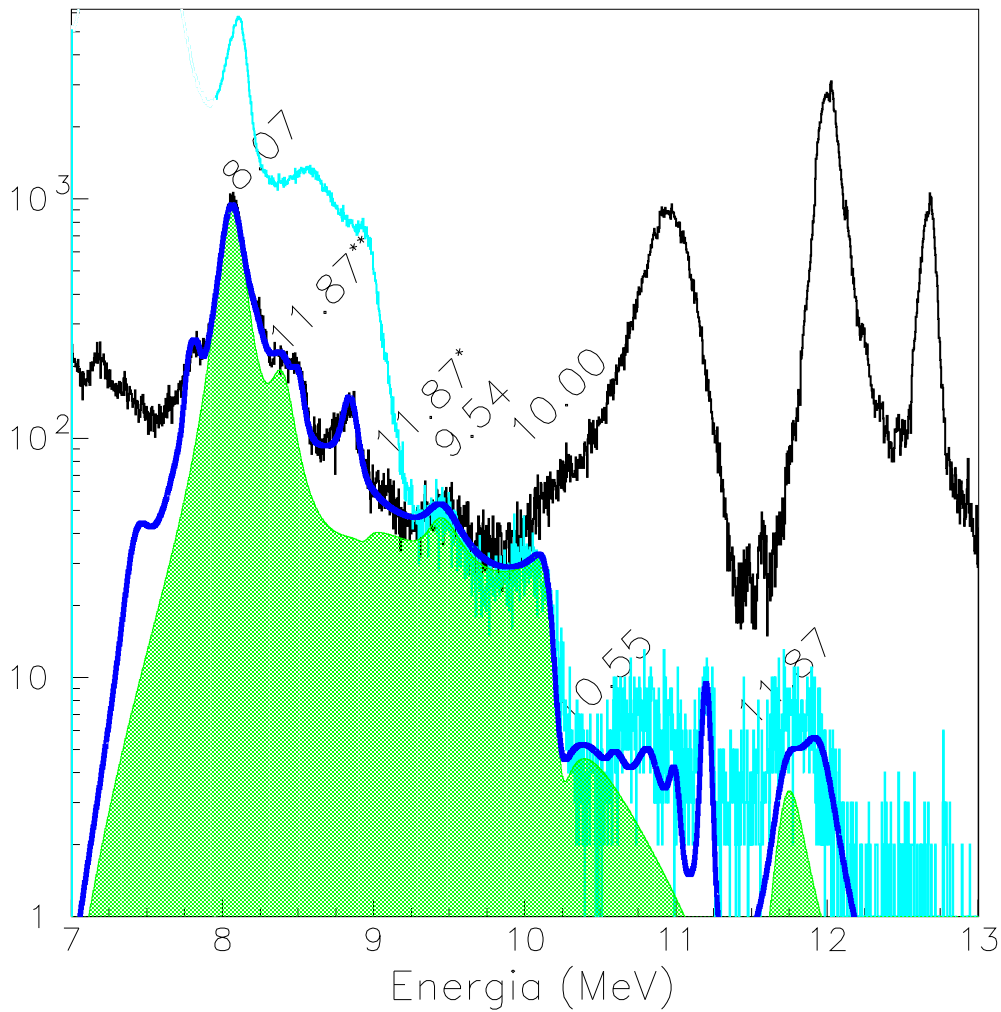


Figura 4.21: Espectros α obtenidos con la Silicon Ball (negro) y el DSSSD (azul claro) frente a la contribución de los estados $3/2^-$ (verde) y el ajuste completo (azul oscuro). Las transiciones al estado fundamental de ^{13}N están marcadas con la energía del estado en ^{17}F correspondiente. Las transiciones marcadas con un asterisco son transiciones al primer estado excitado de ^{13}N a 2.36 MeV. Las transiciones marcadas con dos asteriscos son transiciones al segundo y tercer estado excitado de ^{13}N a 3.50 y 3.55 MeV.

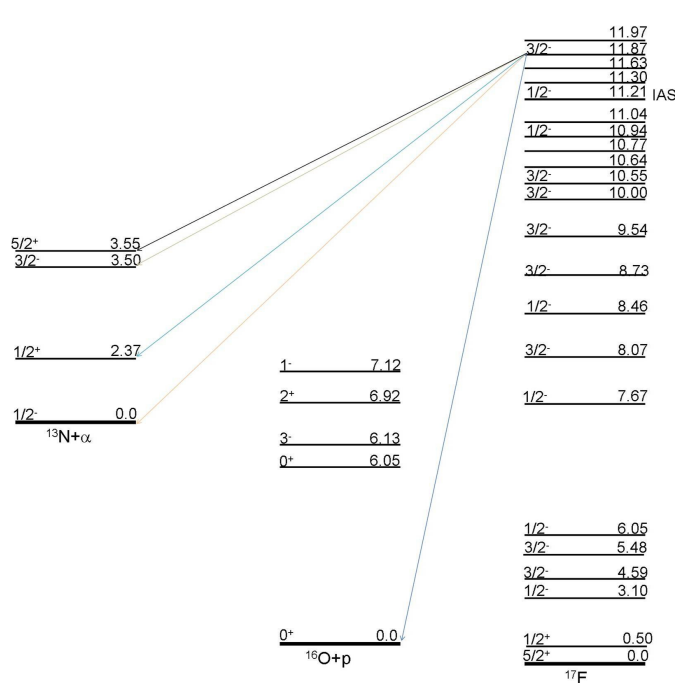


Figura 4.22: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.8 MeV.

Dicha estructura coincide con las posibles transiciones al segundo y tercer estado excitado del ^{13}N desde este nivel a 11.8 MeV (ver figura 4.22). Transiciones desde otros estados no coinciden energéticamente.

Pese a la presencia confirmable de este estado, en la misma región energética (entorno 12 MeV) debe haber otra transición, ya que dada la intensidad de la estructura de los datos experimentales y su anchura, la totalidad de la contribución no puede deberse únicamente a este estado, ya que de ser así, la interferencia a 10.2 MeV tendría un aspecto completamente diferente. La naturaleza de esta segunda transición será discutida más adelante.

4.16.2 Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.36 MeV)

La transición desde este estado es la principal responsable de la aparición de la interferencia destructiva que aparece en el espectro a 10.2 MeV por la interacción con la transición del mismo canal a 10.04 MeV. Pese a que su intensidad no es muy alta, la presencia de esta transición parece la única explicación para dicha interferencia.

4.16.3 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(10.04 \text{ MeV})$

La transición observada desde este nivel es la que presenta la única interferencia evidente del espectro. Está causada directamente por la interacción de esta transición y la transición a 10.36 MeV. Asimismo, la forma del nivel y la interferencia están influenciados por la transición al estado fundamental desde el estado a 11.8 MeV y por la transición próxima a 9.39 MeV.

4.16.4 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(9.38 \text{ MeV})$

La transición desde este nivel de intensidad media es la interferencia con el nivel a 10.04 MeV, pero dada su relativamente reducida anchura no parece haber una marcada interferencia con el otro nivel próximo del canal a 8.03 MeV.

4.16.5 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(8.03 \text{ MeV})$

Este nivel, en el que sólo se ha identificado la transición al estado fundamental del ^{13}N , es el más intenso del espectro. Presenta una anchura relativamente reducida por lo que su influencia en el resto del canal por medio de interferencias es escasa. A diferencia del espectro de protones, en la transición al estado fundamental desde este nivel el aspecto del pico α es simétrico y presenta una forma típica ya que no se encuentra bajo el efecto de ninguna interferencia intensa.

4.17 Canales de partículas α procedentes de estados $1/2^-$

Al igual que en el caso del canal de desintegración desde los niveles de espín y paridad $3/2^-$, a continuación se discuten las transiciones desde los niveles a los que se ha asignado espín y paridad $1/2^-$, a energías 8.5, 10.57, 10.63, 10.82 y 11.27 MeV (figura 4.23). Como en el caso del canal de emisión de protones, este canal está poco influenciado por fenómenos de interferencia debido a la baja densidad de niveles con este espín y paridad y a la pequeña anchura de los mismos. Los canales que involucran los estados de espín y paridad $1/2^-$ son $1/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(0)$, $1/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.36)$, $1/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.50)$ y $1/2^- :^{17}\text{F}(\text{E}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.55)$.

4.17.1 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(11.27 \text{ MeV})$

Se han podido observar las transiciones desde el IAS del ^{17}Ne en ^{17}F al estado fundamental del ^{13}N y a sus tres primeros estados excitados a 2.3649(6), 3.502(2) y 3.547(4) MeV (ver figura 4.24).

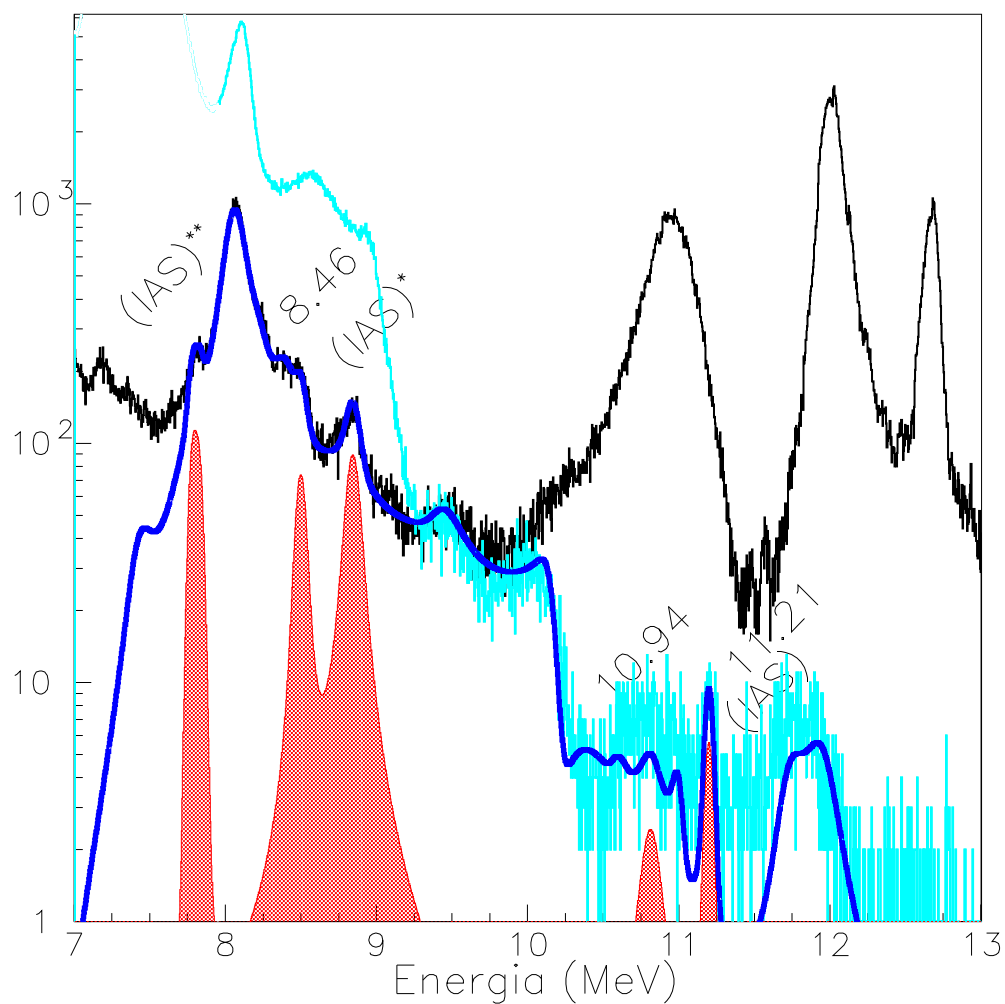


Figura 4.23: Espectros α obtenidos con la Silicon Ball (negro) y el DSSSD (azul claro) frente a la contribución de los estados $1/2^-$ (rojo) y el ajuste completo (azul oscuro). Las transiciones al estado fundamental del ^{13}N están marcadas con la energía del estado en ^{17}F correspondiente. Las transiciones marcadas con un asterisco son transiciones al primer estado excitado de ^{13}N a 2.36 MeV. Las transiciones marcadas con dos asteriscos son transiciones al segundo y tercer estado excitado de ^{13}N a 3.50 y 3.55 MeV.

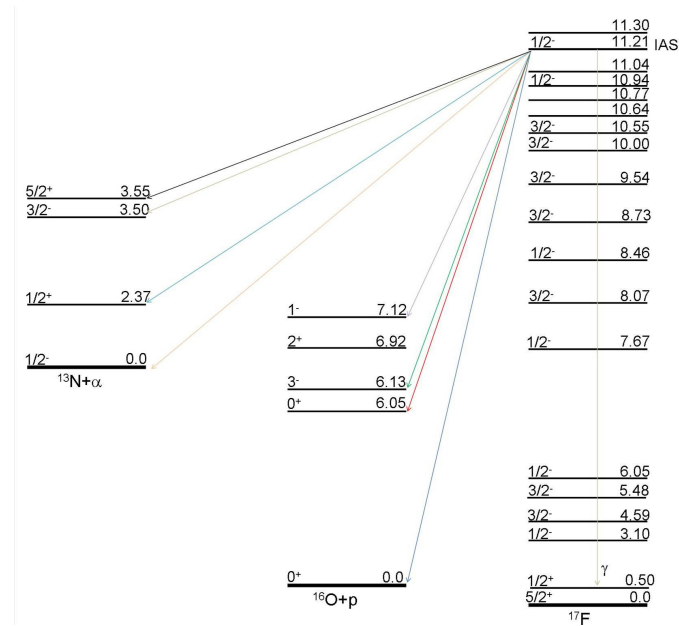


Figura 4.24: Esquema parcial de los diferentes canales de desintegración del IAS de ^{17}F a 11.21 MeV.

La transición al estado fundamental se encuentra relativamente aislada en la zona de baja intensidad del espectro ejerciendo un efecto de interferencia aparentemente inapreciable sobre sus inmediaciones.

Las transiciones a estados excitados, que se encuentran a 8.8 y 7.6 MeV, parecen tener poca influencia en el espectro más allá de su propia contribución a la estadística.

4.17.2 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(10.82 \text{ MeV})$

La transición al estado fundamental el núcleo hijo desde este estado, posee una intensidad reducida y por tanto posee poca influencia en el espectro.

4.17.3 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(10.63 \text{ MeV})$

Como en el caso anterior la transición al estado fundamental el núcleo hijo desde este estado, posee baja intensidad y por tanto posee poca influencia en el espectro.

4.17.4 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(10.57 \text{ MeV})$

Como en los casos anteriores esta transición al estado fundamental el núcleo hijo desde este estado, posee una intensidad reducida y por tanto posee poca influencia

en el espectro.

4.17.5 Nivel $1/2^-$: ^{17}F (8.5 MeV)

La contribución al espectro de la transición desde este estado se encuentra sobre la cola de alta energía de la transición del canal $3/2^-$ a 8.030 MeV, no obstante es suficientemente intensa para poder ser apreciada y discernida de otra contribución que se encuentra a una energía muy similar, 8.37 MeV frente a 8.5 MeV de esta transición, correspondiente a la transición desde el estado $3/2^-$ a 11.8 MeV al segundo y tercer estado excitado del núcleo hijo.

4.18 Canales de partículas α procedentes de niveles de espín y paridad compatibles con $1/2^-$ y $3/2^-$

Al igual que en el caso del canal de protones existen varias transiciones observadas en el espectro en las que no se ha podido realizar una asignación de espín y paridad basada en la forma de las transiciones o presencia de interferencias. Esto es debido a su reducida intensidad y anchura o porque se encuentran en una región en la que no hay otras transiciones con las que interactuar. En el proceso de ajuste, se le ha asignado cada uno de los espines y paridades posibles a estas transiciones y el resultado final era aproximadamente el mismo. Teniendo en cuenta las reglas de selección de la desintegración β , con alta probabilidad serán niveles $1/2^-$ ó $3/2^-$. La escasa contribución de estas transiciones puede verse en la figura 4.20 en color amarillo.

En el caso de la transición a 11.00 MeV, pese a la presencia de otras transiciones cercanas, la reducida estadística que presenta, permite sólo la identificación de la presencia de la transición pero no la identificación de otras características.

Como se ha discutido anteriormente, en la región de 12.0 MeV, debe existir una transición adicional a la del canal $3/2^-$ propuesta, ya que sólo esa transición no puede explicar la anchura y estadística de la zona y reproducir la estructura de interferencias simultáneamente. A diferencia de las otras transiciones de espín y paridad no asignados (en protones y partículas α) en los que la asignación más probable es $1/2^-$ o $3/2^-$, en el caso de la transición a 11.95 MeV, cualquiera de esas opciones parece quedar descartada.

En el proceso de ajuste, se ha descartado la posibilidad de que esta transición provenga de un nivel $3/2^-$, ya que de ser así, se observarían efectos evidentes de interferencia con la transición a 11.8 MeV. Si la transición proviniese de un nivel $1/2^-$, dada su anchura e intensidad relativa con respecto a la transición del IAS al estado fundamental del ^{13}N , deberían observarse interferencias y deformaciones en la región entre 11 y 12.5 MeV. Pese a la reducida estadística no parece que dichas

estructuras estén presentes en los datos. Debido a estos hechos, es posible que la alimentación de este estado a 11.95 MeV se deba a una transición prohibida de desintegración β y que sea un nivel $5/2^-$. La reducida intensidad de la transición es un hecho que aunque no corrobora la hipótesis, no la descarta.

El hecho de que no se haya observado la emisión de protones desde este estado no debe reducir la credibilidad de su presencia, ya que en la región entorno a 12 MeV, la estadística del espectro de protones es casi nula. De hecho, tras la identificación de esta transición, se ha revisado el espectro de protones y se ha concluido que la presencia de una pequeña acumulación de estadística a 11.97 MeV puede interpretarse como la presencia de una transición de protones desde este estado en el límite de detección del experimento.

4.19 Resultados del ajuste del canal de protones $\beta\alpha$

En la tabla 4.2 se pueden observar las propiedades de las transiciones obtenidas a partir del ajuste de *Matriz R* aplicada al espectro de protones del canal $\beta\alpha p$.

4.20 Aplicación de Matriz R al espectro α del canal $\beta p\alpha$

Una vez obtenido el espectro α del canal $\beta p\alpha$ (cuyo ajuste puede verse en la figura 4.19) puede recalcularse la energía de excitación de los niveles de procedencia para teniendo el hecho de que las partículas son emitidas desde los niveles de ^{16}O . Una vez realizado dicho proceso (cuyo resultado puede verse en la figura 4.25).

Se pueden identificar las transiciones desde los niveles en ^{16}O a 9.845(1) y 10.356(3) MeV al estado fundamental de ^{12}C ($S_\alpha=7161.91706(18)$ keV). El resto de contribuciones no parecen corresponderse con niveles conocidos de ^{16}O , por lo que se considerará que pertenecen a contribuciones de fondo.

4.21 Coincidencias p- α en el canal $\beta p\alpha$

Tras haber identificado dos transiciones α pertenecientes al canal $\beta p\alpha$, se han realizado coincidencias entre las partículas de dicho espectro y los protones detectados en la *Silicon Ball*. Para ello, se ha seleccionado cada transición por medio de una ventana energética sobre el espectro y se ha realizado el mismo proceso para un área adyacente a la transición (con el mismo rango energético) para obtener las coincidencias aleatorias con el fondo. En las figuras 4.26(a) y 4.26(b) pueden verse los resultados.

Tabla 4.2: *Propiedades de las transiciones observadas en el espectro α del canal $\beta\alpha p$ de la desintegración β del ^{17}Ne .*

| E (MeV) | Nivel final (MeV) | $E_{promedio}$ (MeV) | Espin | $\Gamma_{transicion}$ (MeV) | I_{rel} % | Γ_{α} (MeV) |
|------------|----------------------|-------------------------|----------------|--------------------------------|----------------|----------------------------|
| 11.95(5) | 0 | 11.95(5) | ? | 0.27(2) | 0.0068(5) | 0.27(2) |
| 11.80(5) | 0 | 11.80(7) | $3/2^-$ | 0.294(9) | 0.0073(5) | 1.81(4) |
| 11.61(5) | 2.3649 | | $3/2^-$ | 1.15(4) | 0.025(1) | |
| 11.90(8) | 3.502 | | $3/2^-$ | 0.181(5) | 0.029(4) | |
| 11.90(8) | 3.547 | | $3/2^-$ | 0.187(5) | 0.025(3) | |
| 11.20(5) | 0 | 11.27(7) | $1/2^-$ | 0.012(5) | 0.0019(2) | 0.105(5) |
| 11.21(5) | 2.3649 | | $1/2^-$ | 0.088(1) | 0.048(3) | |
| 11.33(8) | 3.502 | | $1/2^-$ | 0.003(1) | 0.049(3) | |
| 11.33(8) | 3.547 | | $1/2^-$ | 0.002(1) | 0.048(3) | |
| 11.00(5) | 0 | 11.00(5) | $(1/2, 3/2)^-$ | 0.003(1) | 0.0013(2) | 0.003(1) |
| 10.82(5) | 0 | 10.82(5) | $1/2^-$ | 0.14(3) | 0.0029(3) | 0.140(3) |
| 10.63(5) | 0 | 10.63(5) | $1/2^-$ | 0.0004(1) | 0.0008(1) | 0.0004(1) |
| 10.57(5) | 0 | 10.57(5) | $1/2^-$ | 0.769(7) | 0.0003(1) | 0.769(7) |
| 10.36(5) | 0 | 10.36(5) | $3/2^-$ | 0.041(7) | 0.0115(7) | 0.041(7) |
| 10.04(5) | 0 | 10.04(5) | $3/2^-$ | 0.383(5) | 0.068(4) | 0.383(5) |
| 9.38(5) | 0 | 9.38(5) | $3/2^-$ | 0.254(1) | 0.043(2) | 0.254(1) |
| 8.50(5) | 0 | 8.50(5) | $1/2^-$ | 0.045(1) | 0.039(2) | 0.045(1) |
| 8.03(5) | 0 | 8.03(5) | $3/2^-$ | 0.197(1) | 1.00(5) | 0.197(1) |

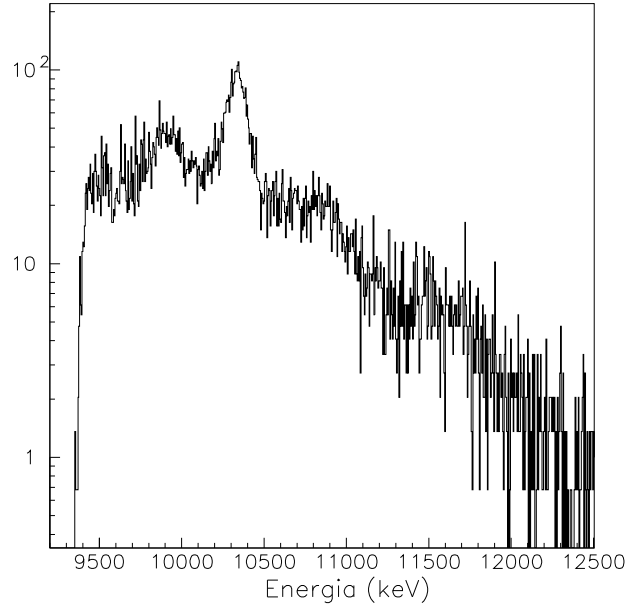


Figura 4.25: *Espectro α del canal $\beta p \alpha$ en energía de excitación de ^{13}N .*

Se observa una coincidencia de la partícula α procedente del nivel a 9.845(1) MeV en ^{16}O a una energía de 1330 keV en energía de excitación de ^{17}F . Si se reconstruye la energía del nivel inicial según esta coincidencia, se obtiene una energía del nivel de partida de 11.175 MeV compatible con el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F . Esta coincidencia es compatible energéticamente con una estructura a la misma energía observable en el espectro completo de la *Silicon Ball*, sin embargo, dada la intensidad de la estructura, es poco probable que se deba en su totalidad a la contribución del protón desde el IAS al estado a 9.845(1) MeV. Debido a la existencia de otras componentes de origen no identificado anexas a dicha componente, la mayoría de la contribución no se deberá al citado protón.

Para calcular la contribución de esta transición de protones, se considerará que debido a la alta energía de excitación del nivel de llegada (9.845(1) MeV) la alimentación del estado se deberá mayoritariamente (o tal vez exclusivamente) a la emisión de protones desde el IAS. Si se tiene en cuenta además que la desexcitación de dicho nivel sólo ocurre por emisión de partículas (no se ha observado la emisión γ desde ese estado en trabajos previos), se puede concluir que la relación de intensidades entre la transición α y la transición por emisión de protones es de 1 a 1. Según este argumento, el área del pico de protones debería ser igual al área del pico α observado. Dado que la transición observada en coincidencia no se encuentra en la misma escala absoluta debido a la eficiencia geométrica de la coincidencia, es

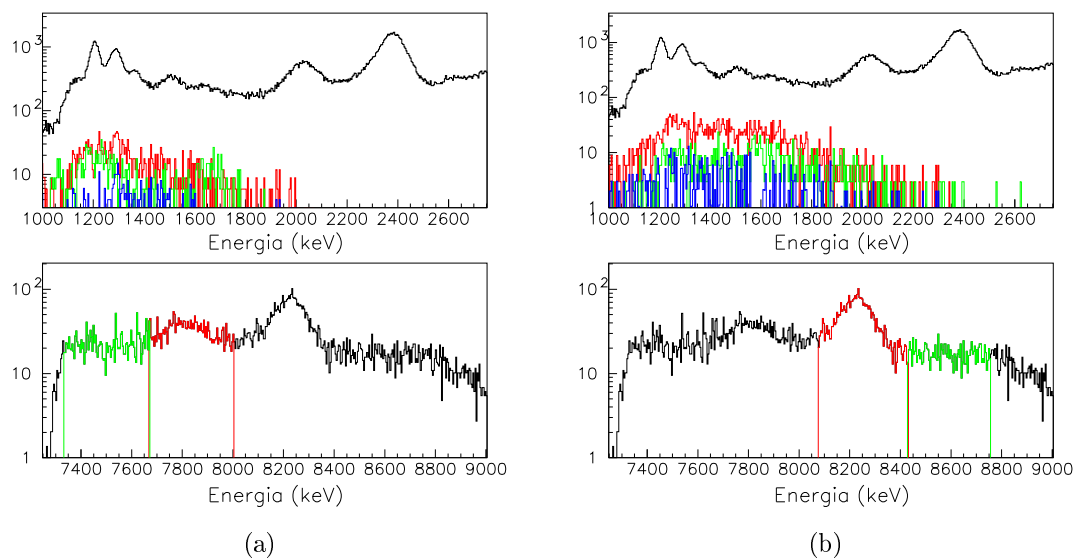


Figura 4.26: (a) Coincidencias entre protones y partículas α del canal $\beta p \alpha$. En el panel superior, espectro total de protones de la *Silicon Ball* (negro), coincidencias con la ventana energética sobre la transición α desde el nivel a 9.845(1) MeV en ^{16}O (rojo), coincidencias con la ventana energética sobre el fondo (verde) y su sustracción (azul). (b) Coincidencias entre protones y partículas α del canal $\beta p \alpha$. En el panel superior, espectro total de protones de la *Silicon Ball* (negro), coincidencias con la ventana energética sobre la transición α desde el nivel a 10.356(3) MeV en ^{16}O (rojo), coincidencias con la ventana energética sobre el fondo (verde) y su sustracción (azul).

posible obtener su área a partir del área del pico α a 9.85 MeV directamente. Dicho área debe ser correctamente normalizada con respecto al espectro de protones para ser utilizada como se verá posteriormente.

En la coincidencia entre protones y partículas α con la ventana de selección sobre la transición desde el nivel a 10.356(3) MeV no se observa un protón asociado tras restar el fondo (figura 4.26(b)). Si dicho estado se alimenta desde el IAS, su protón correspondiente (a 820 keV en energía de excitación de ^{17}F) se encontraría por debajo del umbral energético de detección de este trabajo.

4.22 Cálculo de resultados finales

Para la obtención de las energías finales de los niveles se ha realizado una media ponderada con los errores entre los resultados obtenidos para cada transición observada

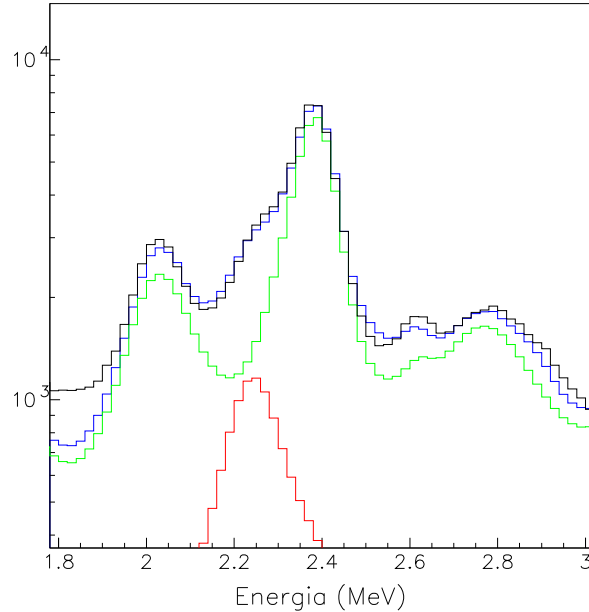


Figura 4.27: *En negro, espectro obtenido por Tiempo de Vuelo en energía de excitación de ^{17}F . En rojo y verde ajuste de Matriz R obtenido para el espectro α y de protones respectivamente. En azul, espectro suma de los dos anteriores con un parámetro de escala libre.*

desde un mismo nivel. En el caso de los niveles de baja alimentación a energías para protones 10.77(3), 10.64(3) y 10.55(3) MeV y energías 10.82(5), 10.63(5) y 10.57(5) MeV, se han tomado las energías de las transiciones de protones ya que son valores algo más precisos y la definición de los picos es mayor. Las energías presentadas a partir de este punto serán aquellas obtenidas según este criterio.

4.22.1 Obtención de las *razones de ramificación*

Una vez obtenidas las intensidades relativas de las transiciones de cada uno de los canales, es necesario convertirlos en *razones de ramificación*, tanto para escalar los resultados procedentes del canal βp a los del canal $\beta \alpha$, como para poder calcular la distribución $B(\text{GT})$.

En trabajos previos [60],[62],[66], en donde la normalización se ha basado en valores para la alimentación de los estados ligados para la emisión de partículas diferentes entre sí, los resultados obtenidos para las *razones de ramificación* presentan una cierta dispersión. Otro motivo por el que los resultados pueden discrepar es la diferencia en el número de transiciones observadas y asignadas en cada trabajo.

En este trabajo se ha decidido optar por el mismo método que en los trabajos anteriores, es decir, normalizar los espectros de emisión de partículas cargadas como la diferencia del 100% con la alimentación de los estados ligados. Para ello, es necesario tener en cuenta que en la selección por *Tiempo de Vuelo* del espectro α se ha restringido la estadística seleccionada para poder eliminar, en la medida de lo posible, la contribución del espectro de protones. Debido a esto, las áreas obtenidas para las transiciones del espectro de protones y el de partículas α no se encuentran en la misma escala absoluta.

Para subsanar este hecho, se han utilizado los ajustes de *Matriz R* de cada uno de los dos espectros (calculados en el mismo sistema de referencia energético, concretamente en energía de excitación de ^{17}F), se han sumado con un factor de escala libre y se han comparado con un espectro total de *Tiempo de Vuelo* en el que no se han separado protones y partículas α . Al comparar con un espectro en el que las dos componentes se encuentran en la misma escala absoluta, es posible determinar la proporción de partículas α desechadas en la selección y determinar el factor de escala que permite normalizar los dos espectros el uno frente al otro.

En la figura 4.27 puede observarse el resultado de dicho proceso. Pese a que el proceso se ha visualizado la figura 4.27 en la región entre 1.8 y 3 MeV (en energía de excitación de ^{17}F), se ha realizado el proceso para los espectros al completo, sin embargo, la única contribución apreciable visiblemente del espectro α en el espectro total (que corresponde a la transición desde el estado a 8.07 MeV en ^{17}F al estado fundamental del ^{13}N) se encuentra en la zona representada. De esta manera se ha determinado un factor de escala de 1.449(5) entre el espectro α y el espectro de protones.

Otro factor a tener en cuenta es que en este trabajo no se han podido observar dos contribuciones. Dichas contribuciones son las emisiones de protones desde el IAS a los estados a 9.585 y 8.872 MeV en ^{16}O . En [66] se asigna a estas transiciones una intensidad de 1.9(5)% y 15.7(26)% relativa a la intensidad total del IAS. A través del área total observada para las transiciones desde el IAS y los porcentajes relativos de las transiciones, se puede calcular la contribución (en área y posteriormente en razón de ramificación) que tendrían estas componentes no observadas. De esta manera, se pueden tener en cuenta las transiciones no observadas para completar la normalización.

Cálculo de la alimentación del estado fundamental

Debido a que el estado fundamental del ^{17}F ($J^\pi=(5/2)^+$), alimentado por la desintegración β del ^{17}Ne ($J^\pi=1/2^-$), es estable para la emisión de partículas cargadas (y evidentemente para la emisión γ) su población no puede ser estudiada con este experimento. Para calcular su alimentación se recurrirá, como en estudios anteriores [60],[62],[66] a la desintegración del núcleo espejo, ^{17}N . Asumiendo simetría perfec-

ta, la *transición única prohibida* desde el estado fundamental del ^{17}N ($J^\pi=1/2^-$) al estado fundamental del ^{17}O ($J^\pi=(5/2)^+$) que presenta una intensidad de 1.6(5)% [74] se traslada a una intensidad máxima de 0.55(18)% a través de un *factor de fase* $f=24(8)$ [75]. En trabajos anteriores [60],[62] se había utilizado el mismo argumento para obtener un valor de 0.53(16)% compatible con esta cota superior. Se utilizará el valor de 0.53(16)% como alimentación del estado fundamental del ^{17}F ya que es perfectamente compatible con la cota superior.

Cálculo de la alimentación de los estados ligados

Dado que en este experimento no se han utilizado detectores de radiación γ no ha sido posible evaluar la alimentación del primer estado excitado del ^{17}F ($J^\pi=1/2^+$) a una energía de 0.459(1) MeV. Esta transición es una *transición primera prohibida*. Al igual que en el caso de la alimentación del estado fundamental, para obtener la alimentación de este estado excitado ligado para emisión de partículas cargadas se usará la información del núcleo espejo. En trabajos previos [60],[62] se utilizó la misma metodología para determinar un valor de 1.1(5)% y 0.76(13)% respectivamente [76]. Valores posteriores conducen a un valor de 0.61(10)% [68]. Este valor, compatible con los obtenidos previamente, será utilizado en este trabajo. En el trabajo más reciente [66] se obtiene un valor de 1.59(17)% a partir de referencias anteriores [64] con un valor de 1.65(16)% a esta transición y [77] que mide una razón de ramificación de 1.56(20)%. En este trabajo se utilizará la media de estos dos últimos valores por ser obtenidos directamente a través de mediciones directas de la desintegración del nivel. Dicho valor (1.61(12)%) debe ser corregido de la contribución de la desintegración γ desde el IAS (que se tratará en la próxima sección), pero como se verá, dicha corrección es muy pequeña y prácticamente despreciable frente al error de la alimentación del estado.

Emisión γ desde el IAS

La única desexcitación γ observada desde los niveles no ligados ocurre desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F . Dicha transición se ha determinado con una intensidad relativa de 3.4(15)% del total de la intensidad del IAS en trabajos previos [52],[78]. Dicho valor ha sido utilizado posteriormente en otros trabajos [62],[66], estando el valor corregido en este último debido a las transiciones adicionales observadas, pasando a ser el 2.8(13)% del total de la intensidad del IAS. La intensidad total emitida desde el IAS es reducida (del orden de 0.73(4)% en este trabajo considerando las mismas transiciones que [78] y [52]), por lo que se puede considerar que la contribución de la desexcitación γ desde el IAS es pequeña frente a las otras contribuciones (βp , $\beta\alpha$, $\beta\gamma$ y estado fundamental) y que supone una corrección pequeña. Con esa aproximación, de la diferencia de 100% y las contribuciones del estado fundamental y primer exci-

tado (sin corregir) es 97.8(2)%. Asumiendo ese porcentaje para el total de emisiones de partículas cargadas, se puede calcular la contribución de emisiones de partículas cargadas desde el IAS y con ella, la contribución de la desexcitación γ . El valor de la razón de ramificación resulta ser 0.02(1)%, valor que convierte la alimentación del estado a 0.459(1) MeV en 1.59(12)%. Utilizando este nuevo valor, se puede repetir el proceso de cálculo para determinar la validez de la aproximación realizada. De esta manera, se obtiene un valor para la contribución de la desexcitación γ desde el IAS idéntico al anterior dentro de la barra de error, lo que confirma la validez de la aproximación. Nótese que en todo momento se ha excluido de los cálculos la contribución de la transición desde el IAS al estado a 9.845(1) MeV en ^{16}O ya que dicha transición no se había observado en [78]. Debido a que los resultados de esa referencia son relativos a las transiciones observadas y no absolutos, excluir esta transición mantiene la validez del método.

Razones de ramificación totales

Teniendo en cuenta las *razones de ramificación* para la alimentación del estado fundamental del ^{17}F y su primer estado excitado, se obtiene un valor de 2.12(20)%. Eso quiere decir que el resto de contribuciones deben repartirse un 97.9(2)% de intensidad. Utilizando el área total obtenida para las transiciones de protones, el área del espectro de partículas α (normalizado a la escala absoluta del espectro de protones) y considerando las dos transiciones desde el IAS no observadas, se obtienen unas *razones de ramificación* de 95.74(12)% para el canal βp y de 2.12(11)% para el canal $\beta\alpha$. Estos valores son perfectamente compatibles con los valores de referencia previos para los canales βp y $\beta\alpha$, que son 95.8(9)% y 2.7(9)% [68] respectivamente (con un total de 98.5(13)%).

4.22.2 Cálculo de las anchuras totales

Los valores finales de la anchura de cada estado excitado del ^{17}F , se han obtenido como suma de las anchuras parciales de cada canal (tablas 4.1 y 4.2).

4.23 Discusión de los valores finales

A continuación se comparan brevemente los parámetros finales obtenidos para los niveles más relevantes de la desintegración con los resultados de referencia de trabajos previos.

4.23.1 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(4.59 \text{ MeV})$

La energía obtenida de excitación obtenida para este nivel, 4.59(5), coincide con la energía tomada com referencia 4.64(2) [68].

La *razón de ramificación* obtenida para la alimentación de este nivel es de 18.0(13)% resultado resultado compatible con los obtenidos en [60] y [62] y sensiblemente superior al obtenido en [66].

Se ha obtenido una anchura total de 310(30) keV para la transición p_0 desde este nivel, anchura que se corresponde con la anchura total del nivel dada la ausencia de otras emisiones conocidas. Esta anchura puede compararse con el valor obtenido en trabajos previos 225 keV [71] (240 [72]). El resultado obtenido en este trabajo es sensiblemente superior a los previos, no obstante, la gran reproducción de la forma de la transición desde este nivel, muy afectada por interferencias, por parte del ajuste de *Matriz R*, proporciona confianza al resultado obtenido. Adicionalmente, el resultado obtenido por [71] proviene de un análisis separado del resto de los niveles estudiados en dicho trabajo debido, según el propio trabajo, a la diferente forma de la transición (e igualmente para la transición a 5.5 MeV) que en este trabajo a sido reproducida perfectamente.

Este trabajo ha permitido confirmar una vez más el espín y paridad de este nivel como $3/2^-$.

4.23.2 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(5.48 \text{ MeV})$

La energía obtenida para este nivel de excitación, 5.48(5) MeV, es perfectamente compatible con la precisa referencia 5.488(11) MeV [68].

Se ha obtenido una *razón de ramificación* de 50(4)% para este nivel, mientras que en trabajos previos sus valores fueron 54(7)% [60], 59.2(4)% [62] y 49(3)% [66]. El resultado de este trabajo está en la línea de los resultados anteriores, no obstante el resultado obtenido en [62], 59.2(4)% es notablemente superior a los demás. Debido a que este nivel es el más poblado (en torno al 50% de la alimentación β) la determinación de su intensidad es de vital importancia. Se puede considerar el resultado obtenido en este trabajo como un resultado con una exactitud superior a estudios previos debido a la fuerte influencia por interferencias que sufre este nivel excitado, influencia que sólo este trabajo ha podido considerar.

La anchura medida para este nivel es 105(12) keV, mientras que en [71] se obtuvo un valor de 72.5 keV (el mismo valor se asigna en [72]). Como en el caso anterior, el valor obtenido en este trabajo es sensiblemente superior al de referencia, obtenido de manera separada en [71] debido a la diferente forma de la resonancia, forma reproducida fielmente en este trabajo.

Este trabajo ha permitido confirmar una vez más el espín y paridad de este nivel como $3/2^-$.

4.23.3 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(8.07 \text{ MeV})$

La energía obtenida para este nivel, 8.07(5) MeV, es el resultado de las energías obtenidas para las tres transiciones observadas desde este nivel. Si se compara con el valor de referencia 8.075(10) MeV [62], [?] se obtiene un perfecto acuerdo.

La *razón de ramificación* de este nivel, 5.1(7)%, se encuentra entre los dispersos resultados de referencias previas, 6.83(11)% [60], 7.3(9)% [62] y 4.17(2)% [66]. Debido a la gran deformación que presenta la transición p_0 desde este nivel y la superposición con el nivel ancho a 8.73 MeV, es razonable encontrar cierta discrepancia entre los resultados previos.

La anchura obtenida para este nivel 1.49(18) MeV, se obtiene como la suma de las anchuras parciales de cada canal que tiene este nivel como punto de partida, siendo la anchura del canal $3/2^-: ^{17}\text{F}(8.07 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O}(\text{g.s.})$, 920(160) keV, la que representa la mayor contribución a la anchura total. No existen referencias previas a [66] siendo el valor obtenido en dicho trabajo 53(10) keV para la anchura total del nivel. No es posible comparar el resultado de este trabajo con el obtenido en [66] debido al procedimiento usado en dicho trabajo para la obtención de parámetros. En [66] se ha realizado un ajuste de los espectros a funciones BW sin interferencia incluyendo todas las transiciones energéticamente posibles de todos los canales disponibles según las leyes de selección y han obtenido únicamente las intensidades de las transiciones. Para ello han considerado las energías y anchuras de referencia de las transiciones, basadas en trabajos dispersos y que presentan discrepancias entre ellos. Para los niveles sin valores de referencia (como este caso) han obtenido la anchura de las transiciones por ajuste de los picos observados. Como se ha explicado, la forma de la transición $3/2^-: ^{17}\text{F}(8.07 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ se encuentra fuertemente influenciada por la interferencia constructiva con la transición $3/2^-: ^{17}\text{F}(8.73 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O}(\text{g.s.})$, lo que impide obtener los parámetros de las transiciones si no se consideran las interferencias.

La población de este nivel por desintegración β permitida conducía a la posibilidad de que este estado fuese un estado $1/2^-$ o un estado $3/2^-$. Este trabajo ha permitido deducir que el valor de espín y paridad del nivel es $3/2^-$.

4.23.4 Nivel $3/2^-$: $^{17}\text{F}(8.73 \text{ MeV})$

La posición energética de este nivel excitado en ^{17}F es de difícil determinación debido a su elevada anchura y a su gran deformación por interferencia. El valor obtenido como media de los valores obtenidos para las 4 transiciones de protones observadas, 8.73(5) MeV, puede ser comparado con los dos valores de referencia. Es necesario comparar la energía obtenida con los resultados de [60] y [62]. En el primero de ellos, se consideró un nivel ancho a 8.825(25) MeV y en el segundo la contribución ancha a esta región energética se consideró a 8.2 MeV (de manera aproximada). Existe

una gran diferencia entre los dos valores, pero un análisis de las consideraciones de cada trabajo concluyen en que los dos niveles considerados son el mismo y que la diferencia entre los dos valores se debe a la dificultad de describir la resonancia debido a su gran anchura y deformación. Debe destacarse que el valor obtenido en este trabajo por ajuste de *Matriz R*, 8.73(5) MeV, puede considerarse como un compromiso entre los dos resultados.

Si se compara la alimentación del estado obtenida, 7.50(20)%, con los resultados previos, 1.90(6)% [60], 1.7(3)% [62] y 4.82(15)% [66], se observa una clara discrepancia entre los resultados de [60] y [62] con los resultados de [66] y este trabajo (discrepando estos resultados entre ellos también). Ésto se explica por la diferencia de transiciones consideradas desde este nivel. En [60] y [62] se considera una única transición desde este nivel al estado fundamental del ^{16}O , mientras que en este trabajo se han observado 4 transiciones de protones (y ninguna α). Si se se compara exclusivamente el resultado de la transición $3/2^-: ^{17}\text{F}(8.73 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ de este trabajo, 4.03(3)%, se observa un mayor acuerdo con [66] pese a que se mantienen las discrepancias con los otros trabajos anteriores (debido principalmente a la dificultad de la descripción de la resonancia). La anchura obtenida para este nivel, 4.0(3) MeV, es la suma de las anchuras de cada canal, siendo la anchura del canal $3/2^-: ^{17}\text{F}(8.73 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ la contribución dominante con una anchura de 3.2(3) MeV. Los valores de referencia disponibles son 0.70(25) MeV [62] y 0.50(4) MeV [66]. En el primero de los trabajos, se consideró la interferencia constructiva de este nivel con el nivel a 8.07 MeV al igual que en este trabajo. Sin embargo, debido a la potencia de cálculo necesaria para extender la interferencia a todos los niveles del canal, no se pudieron tener en cuenta las demás contribuciones. Debido a ello, la anchura obtenida no refleja el efecto de este nivel en el resto del espectro ya comentado, lo que concluye en una anchura sensiblemente inferior al resultado de este trabajo. En el caso de [66], al igual que en el caso del nivel a 8.07 MeV, los resultados no son comparables debido a la metodología utilizada en ese trabajo.

Al igual que para el nivel a 8.07 MeV, las posibilidades de espín y paridad posibles era $1/2^-$ y $3/2^-$ ya que los dos son niveles poblados por la desintegración β (permitida dada la alimentación). Este trabajo ha permitido con firmar un valor $3/2^-$ para este nivel.

4.23.5 Nivel $3/2^-: ^{17}\text{F}(9.54 \text{ MeV})$

La energía determinada para este nivel, 9.54(7) MeV, es perfectamente compatible con el valor de referencia 9.45(5) MeV [62]. [68].

Se ha obtenido una alimentación de 1.63(11) % para este nivel, mientras que los valores de referencia son 0.6(2)% [62] y 1.89(5)% [66]. El valor obtenido en este trabajo es ligeramente inferior al obtenido en [66] (aunque muy cercano) y notablemente superior al obtenido en [62]. En este caso, la superioridad del resultado

obtenido en este trabajo con respecto a trabajos previos no se debe al número de transiciones observadas desde este nivel. ya que en [62] se observaron los mismos modos de desintegración que en este trabajo.

La anchura obtenida para este nivel, 1.5(2) MeV, es notablemente superior al obtenido por [62], 0.20(4) MeV. Una posible explicación para esta discrepancia es la ausencia de consideración de interferencias de este nivel con el resto de niveles del canal. Como se ha enfatizado repetidamente, los canales que involucran los estados $3/2^-$ (concretamente los que conducen al estado fundamental del ^{16}O) están fuertemente influenciados por las interferencias, y este nivel a 9.54 MeV se encuentra en influencia directa de los niveles anchos a 8.07 y 8.73 MeV, lo que reduce la anchura aparente de las transiciones.

La ausencia de estudios de interferencia anteriores a este, no había permitido identificar este nivel como $3/2^-$, hecho que se confirma de manera evidente dada la interferencia con las cercanos transiciones del mismo canal. No obstante, pese a la clara asignación por parte de este trabajo, [66] asigna un espín y paridad de $1/2^-$ a este nivel.

4.23.6 Nivel $3/2^-$: ^{17}F (10.00 MeV)

Se ha podido determinar una energía de 10.00(5) MeV para este estado siendo 10.03(6) MeV la energía de referencia [62], [68].

La *razón de ramificación* determinada para este nivel, 0.15(4)%, es discrepante con los resultados de trabajos previos, 0.7(3)% [62] y 0.64(3)% [66]. En este caso, los resultados previos son coherentes entre ellos. De nuevo, una posible explicación para la discrepancia puede ser la influencia de las fuertes interferencias sufridas por este canal, sólo consideradas en este trabajo.

La anchura determinada para este nivel, 0.65(10) MeV, es calramente superior a la obtenida en [62], 0.17(4) MeV. No obstante, la marcada influencia de este nivel en los niveles próximos por medio de las interferencias, justifica la anchura obtenida en este trabajo con respecto al valor previo.

De nuevo, con los resultados de este trabajo se decide la ambigüedad entre espín y paridad $1/2^-$ y $3/2^-$ para este nivel a favor de $3/2^-$ (misma asignación que [66]).

4.23.7 Nivel $1/2^-$: ^{17}F (3.10 MeV)

La energía determinada para este nivel, 3.10(5) MeV, coincide perfectamente con el valor de referencia 3.104(3) MeV [68].

Se ha obtenido una razón de ramificación de 0.45(3)%, resultado compatible con 0.48(7)% [60] pero notablemente diferente de otros trabajos previos, 0.10(3)% [62] y 0.154(14)% [66]. La región energética en la que se encuentra la única transición posible presenta una alta densidad de transiciones, siendo la transición a 3.104(3)

MeV la única correspondiente a una transición p_0 . Esta alta densidad de transiciones, así como el posible fondo β , dificulta el aislamiento de una única contribución, lo que puede explicar las discrepancias entre resultados.

La anchura de referencia de este nivel es 19(1) keV [68] es inferior a la sensibilidad de este trabajo, por lo que la anchura obtenida, 0.12(3) MeV, no puede ser correctamente comparada.

El análisis de *Matriz R* corrobora los numerosos resultados previos que identifican este nivel como un nivel de espín y paridad $1/2^-$.

4.23.8 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(6.05 \text{ MeV})$

La energía determinada para este nivel es 6.05(5) MeV que es perfectamente compatible con el valor de referencia 6.037(9) MeV [68].

Se ha podido obtener una *razón de ramificación* de 7.8(6)% para este estado, siendo los valores de referencia de trabajos previos 10.6(2)% [60], 7.8(2)% [62] y 7.5(4)% [66]. Se observa una clara compatibilidad de los resultados de este trabajo con los dos últimos trabajos previos.

La anchura medida para este nivel, 33(6) keV, está en perfecto acuerdo con el valor de referencia 30 keV [71], [68]. Cabe destacar que el acuerdo de las anchuras en este caso es posible ya que este estado es un estado estrecho del canal $1/2^-$ que es el menos influenciado por interferencias, por lo que los trabajos previos que no consideran interferencias deben conducir a los mismos resultados.

De nuevo, este trabajo confirma el valor de espín y paridad del nivel como $1/2^-$.

4.23.9 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(7.67 \text{ MeV})$

Se ha obtenido una energía de 7.67(5) MeV para este nivel. Dado que la existencia de este nivel es controvertida, es difícil obtener valores de referencia con los que comparar. Se obtiene un valor de energía de 7.708(30) MeV en [60] siendo éste el único trabajo de desintegración β que considera este nivel. Se puede considerar también el nivel a 7.75(4) MeV [72] que puede ser candidato a corresponderse con este nivel.

La alimentación β obtenida para este nivel, 0.28(2)%, sólo puede ser comparada con [60], trabajo en el que se obtiene 0.18(5)%. Pese a la no compatibilidad de los resultados, los dos valores son relativamente próximos, y dada la gran diferencia entre este trabajo y el realizado en [60], se puede considerar que existe un acuerdo moderado entre los resultados. Nótese que el origen de las estructuras en la región energética en la que se encuentra este nivel es de difícil explicación sin interferencias, como se demuestra en [66] donde no se realiza estudio alguna sobre esta zona energética, por lo que la cercanía de los resultados debe ser tomada en cuenta.

Se ha determinado una anchura de 340(10) keV para este nivel. Si se considera como referencia el valor procedente de [72], 179(30) keV, se observa la superioridad del resultado de este trabajo, tendencia ya observada en todos los niveles que presentan una fuerte influencia de interferencias (nótese que pese a que el canal $1/2^-$ es el menos influenciado por interferencias, este nivel es el más deformado por éstas de todo el canal).

Como ha quedado patente en la discusión anterior, la existencia de este nivel parece sólo compatible con un valor de espín y paridad $1/2^-$. La asignación del nivel a 7.75(4) MeV de [72] es una asignación tentativa como $1/2^+$. Esta asignación tentativa no permite confirmar el resultado obtenido por este trabajo, pero es compatible con él.

4.23.10 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(8.46 \text{ MeV})$

El valor obtenido para la energía de este nivel es 8.46(5) keV, valor que es compatible con el valor de referencia 8.436(10) [68].

Como en el caso de otros niveles, la comparación de la *razón de ramificación* obtenida para este nivel, 6.4(4)%, coincide con el resultado de [60], 6.5(3)%, pero discrepa de los otros trabajos previos, 4.0(9)% [62] y 5.54(16)% [66]. La presencia de este nivel sobre los niveles anchos de canal $3/2^-$ a 8.07 y 8.73 MeV puede explicar la dificultad de los trabajos previos en la obtención de un resultado compatible. Asimismo, la interferencia con el nivel a 7.67 MeV de este canal, modifica ligeramente la forma y el área de la transición desde este nivel, hecho que sólo se ha podido considerar en este trabajo.

No hay un valor de referencia previo para la anchura de este nivel, determinada en este trabajo en 0.32(1) MeV como suma de todas las contribuciones observadas. Como en el caso de las otras dos transiciones cuya anchura ha sido obtenida en [66], el resultado obtenido en dicho trabajo, 59(10) keV, no puede ser comparado con el de este trabajo.

Este trabajo confirma el carácter $1/2^-$ de este nivel de entre los dos valores posibles de trabajos previos.

4.23.11 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(10.94 \text{ MeV})$

La energía obtenida, 10.94(3) MeV, puede ser comparada con dos posibles valores de referencia que son compatibles con este estado, 10.91(10) MeV [72] y 10.95(4) MeV [72].

La alimentación medida para este estado es 0.010(2)% pero no existen valores de referencia compatibles, ya que el único disponible es 0.785(46)% [66].

Se ha medido una anchura de 0.15(4) MeV, que puede ser comparada con las anchuras registradas para los dos niveles compatibles con éste. El nivel a 10.91(10)

MeV [72] presenta una anchura de 0.56(10) MeV [72] mientras que el nivel a 10.95(4) MeV [72] presenta una anchura de 0.19(5) MeV. La compatibilidad y proximidad de resultados, tanto en energía como en anchura, con el segundo de los niveles, parece confirmar que el nivel observado en este trabajo es compatible con el nivel a 10.95(4) MeV [72].

Pese a que los resultados anteriores corroboran la elección del nivel a 10.95(4) MeV [72] como coincidente con el obtenido en este trabajo, éste no tiene espín y paridad asignados (o valores posibles), mientras que el otro nivel, 10.91(10) MeV [72] tiene el valor $1/2^-$ como valor asignado, valor que se le asigna también en este trabajo.

4.23.12 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(11.21 \text{ MeV})$

La energía obtenida para este nivel, 11.21(3) MeV, es perfectamente compatible con la altamente precisa energía de referencia 11.1923 [73].

En la tabla 5.6 pueden verse las *razones de ramificación* de las diversas transiciones desde el IAS. El valor obtenido para la alimentación del estado es 0.96(11)%, valor sensiblemente superior a los valores de referencia, 0.71(10)% [60], 0.64(14)% [62] y 0.76(3)% [66]. Como se explicará más adelante, existe acuerdo entre el resultado obtenido en este trabajo y los de trabajos previos ya que la aparente discrepancia está justificada.

La anchura de referencia de este nivel, 0.18(3) keV [68], está por debajo de la sensibilidad de este trabajo, así que no puede ser comparada con el valor obtenido, 0.153(9) MeV.

4.23.13 Nivel $1/2^-$: $^{17}\text{F}(11.30 \text{ MeV})$

La energía obtenida para este nivel, 11.30(8) MeV, parece corresponderse con el nivel a 11.43(4) MeV de [72] aunque la concordancia no es total. No hay otros niveles de referencia en esta región energética que puedan ser candidatos a corresponderse con este nivel.

No existen resultados de trabajos previos con los que poder comparar la *razón de ramificación* obtenida, 0.0006(1)%.

La anchura obtenida, 37(10) keV, no se corresponde con la anchura del posible nivel de [72] cuyo valor es 240(50) keV. Esto puede indicar que la identificación no sea correcta.

4.24 Cálculo de la *distribución de intensidad* β *Gamow-Teller* B(GT)

Para realizar el cálculo de la *distribución de intensidad Gamow-Teller* se ha partido de la ecuación 1.118. Según esta ecuación, el parámetro de intensidad obtenido para cada transición por medio del ajuste de *Matriz R* es el elemento de matriz GT (con la corrección del defasaje y la anchura reducida) cuyo cuadrado es el valor B(GT).

No es posible calcular directamente el valor de intensidad GT a partir de los parámetros obtenidos del ajuste, ya que los ajustes son parciales, es decir, no se ha ajustado simultáneamente la totalidad de los canales que pueblan estados por desintegración β , ya que en este experimento no pueden ser detectadas las emisiones γ y la alimentación al estado fundamental.

Para poder realizar el cálculo se ha considerado la transición única desde el nivel excitado de ^{17}F a 6.05(5) MeV, nivel estrecho y débilmente influenciado por interferencias. Debido a estas condiciones, el cálculo del *valor ft* a través de la ecuación 1.38 a partir de su *razón de ramificación* (7.8(6)%), de la vida media de la desintegración del ^{17}Ne (109.2(6) ms [62]) y el *factor de fase de Fermi* ($22.5(5) \times 10^5$ [79]), debería ser consistente con el obtenido de manera absoluta por el método de *Matriz R*.

A partir de la relación entre los elementos de matriz y el *valor ft* de una transición 1.37 se tiene:

$$f_{\beta t_{1/2;\lambda}} = \frac{K}{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2} = \frac{K/g_V^2}{M_F^2 + (g_A^2/g_V^2)M_{GT}^2} = \frac{K/g_V^2}{B(F) + (g_A^2/g_V^2)B(GT)} \quad (4.9)$$

El valor del cociente entre la constante K y la *constante de acoplo de la interacción débil* g_V se puede obtener de las *transiciones super-permitidas* $0^+ \rightarrow 0^+$ y su valor es 6144.2(13) s [16].

Una vez calculado el *valor ft* de la transición, $3.16(15) \times 10^4$ s, se puede utilizar éste para normalizar los valores de las constantes de intensidad obtenidas por el ajuste de *Matriz R* para el resto de transiciones y obtener así el *valor ft*, y con él el B(GT) (ecuación 4.9) de cada una de las transiciones.

Obtenido el valor B(GT) de cada transición, se ha considerado que no hay componente Fermi para las transiciones observadas salvo para el IAS, cuya componente Gamow-Teller sólo está determinada de manera aproximada estando su valor entre 0.01 y 0.41. Dichos valores se obtienen del *elemento de matriz tipo Fermi* para el IAS (igual a 3) y del cociente Γ_{p0}/Γ obtenidos en [80] y [62] respectivamente. Para poder obtener la *distribución de intensidad* β y realizar el cálculo del *factor de quenching* se utilizará inicialmente un valor comprendido entre esos valores, siendo el valor elegido 0.25.

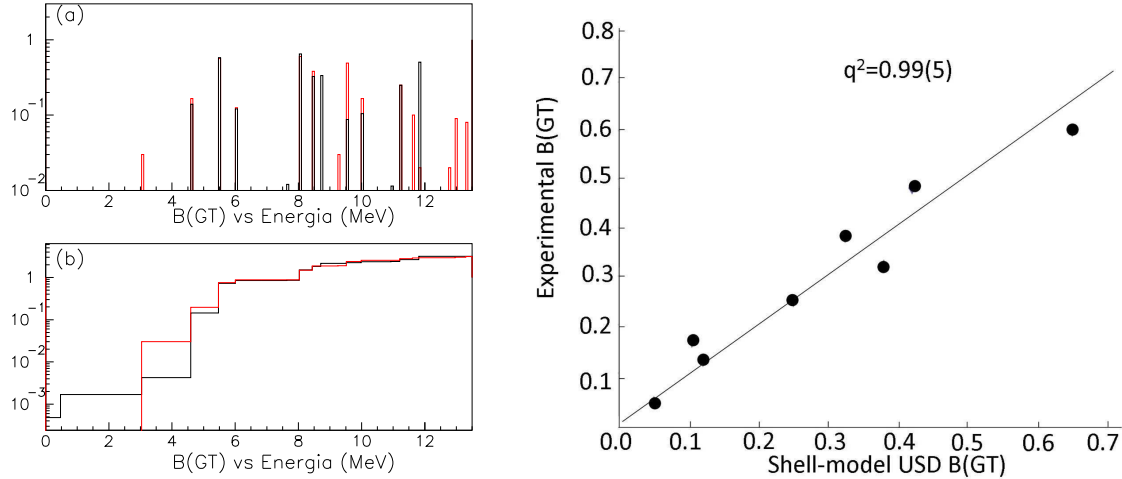


Figura 4.28: (a) Representación del $B(GT)$ experimental (negro) frente a las predicciones del modelo de capas [81] (rojo). (b) Distribución de $B(GT)$ acumulado experimental (negro) frente a las predicciones del modelo de capas [81] (rojo). (c) Ajuste lineal de los valores $B(GT)$ experimentales y teóricos para el cálculo del *factor de quenching*.

En la figura 4.28(a) puede verse la distribución de $B(GT)$ para cada transición y su valor acumulado (calculadas a partir de la expresión 1.55).

4.25 Cálculo del *factor de quenching*

Para los núcleos de la capa p como los isótopos de Neon el valor típico del *factor de quenching* es cercano a la unidad (0.92(5) [83]). A partir de los valores obtenidos para el $B(GT)$ comparando con las predicciones del modelo de capas para estos núcleos, puede calcularse dicho factor.

Sumando las contribuciones de las transiciones individuales en intervalos de 300 keV, tanto para los valores $B(GT)$ experimentales como para los cálculos del *modelo de capas*, se ha calculado el *factor de quenching* a partir del ajuste lineal de dichos valores, siendo el *factor de quenching* la pendiente del ajuste. Realizando el cálculo tomando el valor de 0.25 para el $B(GT)$ del IAS se obtiene un valor de 0.99(5) (ver figura 4.28(b)). Si se realiza el mismo cálculo con los límites inferior (0.01) y superior (0.41) se obtiene 1.02(5) y 0.97(5) respectivamente. Observamos que la variación de los valores es pequeña y que los tres valores son compatibles dentro de la barra de error. Se tomará la media de los valores como valor final para este método, de manera que el *factor de quenching* obtenido es 0.99(3).

El valor obtenido es consistente y compatible con el valor esperado, 0.92(5) [83].

Capítulo 5

Resultados ^{17}Ne

En las tablas 5.1, 5.2 y 5.3 pueden verse los resultados obtenidos del ajuste de *Matriz R*. En ellas se encuentran las energías de los niveles (dando como energía final la media de la energía obtenida de cada transición desde un mismo nivel), la asignación de espín, las transiciones presentes desde cada nivel, la anchura de cada transición y la anchura total de cada nivel, así como los *valores log(ft)* y B(GT) de la alimentación de cada nivel. En el caso del estado fundamental, los valores proceden de [60], para el primer estado excitado a 0.5 MeV los valores proceden de [77] y la emisión γ desde el IAS procede de [52], [78].

5.1 Comparación con la información previa

En las tablas 5.4 y 5.5 se comparan los resultados obtenidos en este trabajo con los resultados de trabajos previos (principalmente con los trabajos de desintegración β como este trabajo).

| E (MeV) | B.R. (%) este trabajo | B.R. (%) [60] | B.R. (%) [62] | B.R. (%) [66] |
|------------|--------------------------|------------------|------------------|------------------|
| 0.00 | 0.53(16) | 0.53(16) | 0.53(16) | <0.55(18) |
| 0.50(1) | 1.56(20) | 1.1(5) | 0.76(13) | 1.59(17) |
| 3.10(5) | 0.45(3) | 0.48(7) | 0.10(3) | 0.154(14) |
| 4.59(5) | 18.0(13) | 16.2(7) | 16.54(14) | 14.1(8) |
| 5.48(5) | 50(4) | 54(7) | 59.2(4) | 49(3) |
| 6.05(5) | 7.8(6) | 10.6(2) | 7.8(2) | 7.5(4) |
| 7.67(5) | 0.28(2) | 0.18(5) | | |
| 8.07(5) | 5.1(7) | 6.83(11) | 7.3(9) | 4.17(2) |
| 8.2 | | | 1.7(3) | 4.2(2) |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior. . .

| E (MeV) | B.R. (%) este trabajo | B.R. (%) [60] | B.R. (%) [62] | B.R. (%) [66] |
|------------|--------------------------|------------------|------------------|------------------|
| 8.46(5) | 6.4(4) | 6.5(3) | 4.0(9) | 5.54(16) |
| 8.73(5) | 7.50(20) | 1.90(6) | | 4.82(15) |
| 9.54(7) | 1.63(11) | | 0.6(2) | 1.89(5) |
| 10.00(5) | 0.15(4) | | 0.7(3) | 0.64(3) |
| 10.55(3) | 0.022(8) | | 0.007(4) | 0.81(6) |
| 10.64(3) | 0.0019(3) | | | |
| 10.77(3) | 0.0039(6) | | | |
| 10.94(3) | 0.010(2) | | | |
| 11.04(3) | 0.0042(10) | | 0.016(6) | 0.78(3) |
| 11.21(3) | 0.96(11) ¹ | 0.71(10) | 0.64(14) | 0.76(3) |
| 11.30(8) | 0.0006(1) | | | |
| 11.63(8) | 0.0003(1) | | | |
| 11.87(8) | 0.17(10) | | | |
| 11.97(8) | 0.013(4) | | | |
| 12.25 | | | 0.0010(6) | >0.0021(8) |

Tabla 5.4: Comparación de las *razones de ramificación* para la alimentación de los estados de ^{17}F poblados por la desintegración β del ^{17}Ne obtenidas para este trabajo y con otros tres trabajos previos similares.¹ En este nivel se ha identificado una transición no considerada previamente. Sin considerar dicha contribución adicional se obtiene una *razón de ramificación* de 0.83(10)%.

5.2 Transiciones desde el IAS

En este trabajo se ha podido observar una transición desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F que no se había observado anteriormente. Dicha transición ($^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(9.985(1) \text{ MeV})$) se ha podido determinar, como se ha dicho anteriormente, a partir de las coincidencias p- α . Otras transiciones como $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(9.585(1) \text{ MeV})$ y $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(8.8719(5) \text{ MeV})$ no se han podido observar pese a estar en un rango energético accesible. Esto es debido a que su presencia se encuentra enmascarada por otras transiciones de intensidad superior lo que impide su identificación. Como se ha explicado anteriormente, se han usado las intensidades relativas de estas transiciones con respecto a la intensidad total del IAS [66] para obtener su contribución (con

| Nivel (MeV) | Espin | Transiciones | B.R. (%) Transición | $\Gamma_{parcial}$ (MeV) | B.R. (%) | Γ (MeV) | log(ft) | B(GT) |
|----------------|--------------------|------------------------------|------------------------|-----------------------------|-------------|-------------------|---------|---------|
| 0.00 | (5/2) ⁺ | | 0.53(16) | | 0.53(16) | | 6.9(3) | 0.00048 |
| 0.50(1) | 1/2 ⁻ | 0.50 → ¹⁷ F(g.s.) | 1.56(20) | | 1.56(20) | | 6.5(1) | 0.00121 |
| 3.10(5) | 1/2 ⁻ | 3.10 → ¹⁶ O(g.s.) | 0.45(3) | 0.12(3) | 0.45(3) | 0.12(3) | 6.5(1) | 0.00121 |
| 4.59(5) | 3/2 ⁻ | 4.59 → ¹⁶ O(g.s.) | 18.0(12) | 0.311(16) | 18.0(12) | 0.311(16) | 4.5(1) | 0.12090 |
| 5.48(5) | 3/2 ⁻ | 5.48 → ¹⁶ O(g.s.) | 50(4) | 0.10(1) | 50(4) | 0.10(1) | 3.9(1) | 0.48132 |
| 6.05(5) | 1/2 ⁻ | 6.05 → ¹⁶ O(g.s.) | 7.8(6) | 0.033(6) | 7.8(6) | 0.033(6) | 4.5(1) | 0.12090 |
| 7.67(5) | 1/2 ⁻ | 7.67 → ¹⁶ O(g.s.) | 0.27(2) | 0.34(10) | 0.27(2) | 0.34(10) | 5.5(1) | 0.01209 |
| 8.07(5) | 3/2 ⁻ | 8.07 → ¹⁶ O(g.s.) | 1.65(12) | 0.92(16) | 5.1(7) | 1.49(18) | 4.1(1) | 0.30339 |
| | | 8.07 → ¹⁶ O(6.04) | 0.41(3) | 0.25(4) | | | | |
| | | 8.07 → ¹⁶ O(6.13) | 1.13(8) | 0.12(2) | | | | |
| | | 8.07 → ¹³ N(g.s.) | 1.9(6) | 0.20(1) | | | | |
| 8.46(5) | 1/2 ⁻ | 8.46 → ¹⁶ O(g.s.) | 0.59(4) | 0.08(1) | 6.4(4) | 0.32(1) | 3.8(1) | 0.60593 |
| | | 8.46 → ¹⁶ O(6.04) | 3.3(2) | 0.057(5) | | | | |
| | | 8.46 → ¹⁶ O(6.13) | 1.67(12) | 0.109(5) | | | | |
| | | 8.46 → ¹⁶ O(7.12) | 0.70(5) | 0.036(2) | | | | |
| | | 8.46 → ¹³ N(g.s.) | 0.07(2) | 0.044(1) | | | | |
| 8.73(5) | 3/2 ⁻ | 8.73 → ¹⁶ O(g.s.) | 4.0(3) | 3.2(3) | 7.50(2) | 4.0(3) | 3.7(1) | 0.76285 |
| | | 8.73 → ¹⁶ O(6.04) | 1.9(14) | 0.42(7) | | | | |
| | | 8.73 → ¹⁶ O(6.13) | 0.15(1) | 0.05(2) | | | | |
| | | 8.73 → ¹⁶ O(7.12) | 1.42(10) | 0.31(2) | | | | |

Tabla 5.1: Lista de niveles de excitación en ¹⁷F observados en la desintegración β del ¹⁷Ne. Se indican las emisiones desde dichos estados, así como la anchura parcial y total de cada nivel y sus razones de ramificación.

| Nivel (MeV) | Espin | Transiciones | B.R. (%) Transición | Γ_{tran} (MeV) | B.R. (%) | Γ (MeV) | $\log(\text{ft})$ | B(GT) |
|----------------|-------------------------|--|---|--|-------------|-------------------|-------------------|---------|
| 9.54(7) | 3/2 ⁻ | 9.54 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 9.54 \rightarrow ^{16}O (6.04) 9.54 \rightarrow ^{16}O (6.13) | 0.086(6) 0.64(5) 0.82(6) | 0.68(15) 0.24(6) 0.30(6) | 1.63(11) | 1.5(2) | 4(1) | 0.38228 |
| | | 9.54 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.08(3) | 0.25(1) | | | | |
| 10.00(5) | 3/2 ⁻ | 10.00 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 10.00 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.021(2) 0.13(4) | 0.27(10) 0.383(5) | 0.15(4) | 0.65(10) | 4.8(3) | 0.06045 |
| 10.55(3) | 3/2 ⁻ | 10.55 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 10.55 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.0004(1) 0.022(8) | 0.035(7) 0.041(7) | 0.022(8) | 0.076(10) | 5.3(3) | 0.01911 |
| 10.64(3) | (1/2, 3/2) ⁻ | 10.64 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 10.64 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.0014(2) 0.0005(2) | 0.069(10) 0.768(7) | 0.0019(3) | 0.84(1) | 6.3(2) | 0.00191 |
| 10.77(3) | (1/2, 3/2) ⁻ | 10.77 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 10.77 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.0024(3) 0.0015(6) | 0.08(1) 0.0004(1) | 0.0039(6) | 0.080(10) | 5.9(2) | 0.00481 |
| 10.94(3) | 1/2 ⁻ | 10.94 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 10.94 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.0043(4) 0.005(2) | 0.0143(14) 0.14(3) | 0.010(2) | 0.15(4) | 5.4(2) | 0.01520 |
| 11.04(3) | (1/2, 3/2) ⁻ | 11.04 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 11.04 \rightarrow ^{13}N (g.s.) | 0.0016(2) 0.003(1) | 0.0014(14) 0.0025(6) | 0.0042(10) | 0.004(2) | 5.7(2) | 0.00762 |
| 11.21(3) | 1/2 ⁻ | 11.21 \rightarrow ^{16}O (g.s.) 11.21 \rightarrow ^{16}O (6.04) 11.21 \rightarrow ^{16}O (6.13) 11.21 \rightarrow ^{16}O (7.12) | 0.035(3) 0.137(10) 0.14(1) 0.062(5) | 0.032(7) 0.0007(8) 0.0009(9) 0.014(3) | 0.96(11) | 0.15(1) | 3.2(1) | 2.32515 |
| | | 11.21 \rightarrow ^{16}O (8.872) ² 11.21 \rightarrow ^{16}O (9.585) ² | 0.12(2) ² 0.014(2) ² | – – | | | | |

Tabla 5.2: Lista de niveles de excitación en ^{17}F observados en la desintegración β del ^{17}Ne . Se indican las emisiones desde dichos estados, así como la anchura parcial y total de cada nivel y sus razones de ramificación.
¹ Valores obtenidos a partir de la coincidencia αp .
² Valores obtenidos a partir de las intensidades relativas de [78].

| Nivel (MeV) | Espin | Transiciones | B.R. (%) Transición | Γ_{tran} (MeV) | B.R. (%) | Γ (MeV) | log(ft) | B(GT) |
|----------------|-------------------------|--|------------------------|--------------------------|-------------|-------------------|---------|---------|
| | | 11.21 \rightarrow $^{16}\text{O}(9.84)$ ¹ | 0.15(1) ¹ | 0.0009(9) ¹ | | | | |
| | | 11.21 \rightarrow $^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ | 0.004(1) | 0.012(5) | | | | |
| | | 11.21 \rightarrow $^{13}\text{N}(2.36)$ | 0.09(3) | 0.088(1) | | | | |
| | | 11.21 \rightarrow $^{13}\text{N}(3.50)$ | 0.09(3) | 0.003(1) | | | | |
| | | 11.21 \rightarrow $^{13}\text{N}(3.55)$ | 0.09(3) | 0.002(1) | | | | |
| | | 11.21 \rightarrow $^{17}\text{F}(0.5)$ | 0.023(1) | | | | | |
| 11.30(8) | (1/2, 3/2) ⁻ | 11.30 \rightarrow $^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ | 0.0006(1) | 0.037(7) | 0.0006(1) | 0.037(10) | 6.2(2) | 0.00241 |
| 11.63(8) | (1/2, 3/2) ⁻ | 11.63 \rightarrow $^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ | 0.0003(1) | 0.013(4) | 0.0003(1) | 0.013(6) | 5.2(3) | 0.02412 |
| 11.87(8) | 3/2 ⁻ | 11.87 \rightarrow $^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ | 0.0020(3) | 0.074(10) | 0.17(10) | 1.9(1) | 3.7(6) | 0.76080 |
| | | 11.87 \rightarrow $^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ | 0.014(8) | 0.294(10) | | | | |
| | | 11.87 \rightarrow $^{13}\text{N}(2.36)$ | 0.05(3) | 1.15(4) | | | | |
| | | 11.87 \rightarrow $^{13}\text{N}(3.50)$ | 0.05(3) | 0.18(1) | | | | |
| | | 11.87 \rightarrow $^{13}\text{N}(3.55)$ | 0.05(3) | 0.18(1) | | | | |
| 11.97(8) | (1/2, 3/2) ⁻ | 11.97 \rightarrow $^{16}\text{O}(\text{g.s.})$ | 0.0001(1) | 0.024(24) | 0.013(5) | 0.3(1) | 4.3(3) | 0.19168 |
| | | 11.97 \rightarrow $^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ | 0.013(5) | 0.27(2) | | | | |

Tabla 5.3: Lista de niveles de excitación en ^{17}F observados en la desintegración β del ^{17}Ne . Se indican las emisiones desde dichos estados, así como la anchura parcial y total de cada nivel y sus *razones de ramificación*.
¹ Valores obtenidos a partir de la coincidencia $\alpha\beta$.

| E (MeV) este trabajo | E (MeV) referencia | Es핀 este trabajo | Es핀 referencia | Anchura (MeV) este trabajo | Anchura (MeV) referencia | Transiciones este trabajo | Transiciones referencia |
|-------------------------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------------|-----------------------------|---|--------------------------------|
| 3.10(5) | 3.104(3) | 1/2 ⁻ | 1/2 ⁻ | 0.12(3) | 0.019 | p_0 | p_0 |
| 4.59(5) | 4.64(2) | 3/2 ⁻ | 3/2 ⁻ | 0.31(3) | 0.225 | p_0 | p_0 |
| 5.48(5) | 5.488(11) | 3/2 ⁻ | 3/2 ⁻ | 0.105(12) | 0.068 | p_0 | p_0 |
| 6.05(5) | 6.037(9) | 1/2 ⁻ | 1/2 ⁻ | 0.033(6) | 0.03 | p_0 | p_0 |
| 7.67(5) | 7.75(4) | 1/2 ⁻ | 1/2 ⁺ | 0.34(10) | 0.18(3) | p_0 | |
| 8.07(5) | 8.075(10) | 3/2 ⁻ | (1/2, 3/2) ⁻ | 1.49(18) | | p_0, p_1, p_2, α_0 | p_0, p_1, α_0 |
| 8.46(5) | 8.436(10) | 1/2 ⁻ | (1/2, 3/2) ⁻ | 0.32(1) | | p_0, p_1, p_2, p_4 | |
| 8.73(5) | 8.2-8.83 | 3/2 ⁻ | (1/2, 3/2) ⁻ | 4.0(3) | 0.7(3), - | α_0 | p_0, p_1, p_3, α_0 |
| 9.54(7) | 9.45(5) | 3/2 ⁻ | | 1.48(17) | 0.20(4) | p_0, p_1, p_2, p_4 | p_0 |
| 10.00(5) | 10.03(6) | 3/2 ⁻ | | 0.65(10) | 0.17(4) | p_0, p_1, p_2, α_0 | p_0, p_1, p_2, α_0 |
| 10.55(3) | 10.50(3) | 3/2 ⁻ | (7/2) ⁻ | 0.076(10) | 0.17(3) | p_0, α_0 | p_0, p_4, α_0 |
| 10.64(3) | 10.66(2) | 3/2 ⁻ | | 0.84(1) | 0.09(6) | p_0, α_0 | p_0, α_0 |
| 10.77(3) | 10.79(4) | (1/2, 3/2) ⁻ | | 0.080(10) | 0.12(4) | p_0, α_0 | |
| 10.94(3) | 10.91(10), 10.95(4) | 1/2 ⁻ | 1/2 ⁻ , - | 0.15(4) | 0.6(1), 0.19(5) | p_0, α_0 | |
| 11.04(3) | | (1/2, 3/2) ⁻ | | 0.004(2) | | p_0, α_0 | |
| 11.21(3) ¹ | 11.1929(23) | 1/2 ⁻ | 1/2 ⁻ | 0.153(9) | 0.00018(3) | p_0, p_1, p_2, p_4, p_8 | $p_0, p_1, p_2, p_4, p_7, p_6$ |
| 11.30(8) | | (1/2, 3/2) ⁻ | | 0.037(10) | | $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ | $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ |
| 11.63(8) | 11.58(5) | (1/2, 3/2) ⁻ | | 0.013(6) | 0.16(3) | p_0 | |
| 11.87(8) | 12.00(4) | 3/2 ⁻ | | 1.9(1) | 0.12(4) | $p_0, \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ | |
| 11.97(8) | 12.25(4) | (1/2, 3/2) ⁻ | 3/2 ⁻ | 0.30(3) | 0.30(3) | p_0, α_0 | p_0 |

Tabla 5.5: Comparación de las propiedades de los niveles observadas con los valores de referencia. ¹ Pese a no haber identificado las componentes p_7 , p_6 desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F , se han tenido en cuenta esas transiciones basándose en resultados de trabajos previos [66].

la correspondiente corrección debido a la diferencia de transiciones observadas). La transición $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.9171(6) \text{ MeV})$ no se ha podido observar. En referencias anteriores ([60],[62]) sólo han podido determinar límites superiores y teniendo en cuenta que la región energética de dicha transición (4 MeV) se ve reproducida correctamente según el formalismo de *Matriz R* sin incluir esa transición, se puede concluir su ausencia con un límite superior de intensidad relativa con respecto a la intensidad del IAS de 0.4%.

En la tabla 5.6 se pueden observar las intensidades relativas de las transiciones desde el IAS, normalizadas con la presencia y ausencia de la transición adicional para poder comparar los resultados obtenidos con los resultados recientes de [66]. Las diferencias principales que se observan se encuentran en las emisiones de protones a los dos primeros estados excitados del ^{16}O . Según los resultados de [66], las transiciones $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.049(1) \text{ MeV})$ y $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(6.130(1) \text{ MeV})$ presentan unas intensidades relativas de 5.8(4)% y 31.9(13)% respectivamente. Según este trabajo, dichas componentes presentan intensidades 16.8(15) y 17.7(16)%. Por simple observación de las transiciones (en la región de 5 MeV) se observa una intensidad similar de las dos. Además, el hecho de haber obtenido las áreas de las transiciones a partir del ajuste de *Matriz R*, que en esa región energética reproduce el espectro de manera correcta, hace pensar que los resultados de este trabajo son más exactos. Por el mismo argumento, en la discrepancia en la intensidad relativa de la transición $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(7.117(1) \text{ MeV})$, que presenta una intensidad de 23.8(13)% según [66] y 7.6(7)% según este trabajo, se considera nuestro trabajo como más exacto debido a la más fiable reproducción del espectro por parte del ajuste de *Matriz R* (mientras que el ajuste de [66] en esta región no es tan preciso como en otras regiones o como en este trabajo).

Para las emisiones α desde el IAS, la única discrepancia se encuentra en las transiciones $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{13}\text{N}(3.502(2) \text{ MeV})$ y $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{13}\text{N}(3.547(4) \text{ MeV})$ que presentan en conjunto una intensidad relativa de 0.2(1)%. En este trabajo, dichas transiciones presentan unas intensidades de 12(4)% y 11(4)% respectivamente. En este caso, pese a que en este trabajo se ha sustraído la contribución del canal $\beta p \alpha$ (que contribuye en esa región energética) es posible que los resultados se encuentren influenciados por otro tipo de fondo que aumente la intensidad relativa (hecho que se refleja en el error de las intensidades). Asimismo, estas transiciones se encuentran cerca del umbral de detección de [66], pudiendo estar los resultados parcialmente reducidos en ese trabajo. Con estas consideraciones se pueden explicar las discrepancias en estos resultados.

De manera evidente, cuando se incluye la nueva transición, $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(9.845(1) \text{ MeV})$, el valor de la *razón de ramificación* total del IAS se ve incrementado respecto a las referencias anteriores (ver tabla 5.4) y las intensidades relativas toman nuevos valores.

Cabe destacar que la presencia de las partículas α del canal $\beta p \alpha$ emitidas desde

el nivel a 10.356(3) MeV en ^{16}O , inducen a pensar que la transición $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(10.356(3) \text{ MeV})$ está presente en la desintegración, ya que el IAS es el único nivel poblado con la suficiente intensidad desde el que es energéticamente posible poblar este estado. Debido a que los protones asociados a dicha transición presentan son de baja energía (210 keV en sistema de laboratorio) no se han podido detectar. Pese a que se podría calcular la contribución de esta transición sin observarla directamente con el mismo proceso usado para los protones de la transición $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(9.845(1) \text{ MeV})$, usando el espectro α asociado, se ha decidido excluir esta contribución por no tener evidencias directas de la emisión del protón (al contrario que en la transición $^{17}\text{F}(\text{IAS}) \rightarrow ^{16}\text{O}(9.845(1) \text{ MeV})$ en la que se puede observar el protón en coincidencia).

| $E_{IAS}(^{17}\text{F})$ (MeV) | Núcleo hijo | Nivel final | I_{rel} (%) | I_{rel} (%) [66] | I_{rel} (%) total |
|-----------------------------------|-----------------|----------------|---------------|-----------------------|------------------------|
| 11.1929(23) | ^{16}O | 0 | 4.3(4) | 8.2(5) | 3.6(3) |
| | | 6.0494 | 16.8(15) | 5.8(4) | 14.3(11) |
| | | 6.1299 | 17.7(16) | 31.9(13) | 15.0(12) |
| | | 6.917 | — | 0.56(19) | — |
| | | 7.1168 | 7.6(7) | 23.8(13) | 6.4(5) |
| | | 8.8719 | 14.5(24) | 15.7(26) | 12.3(20) |
| | | 9.585 | 1.8(3) | 1.9(5) | 1.5(2) |
| | | 9.8445 | — | — | 15.3(12) |
| | ^{13}N | 0 | 0.45(17) | 0.3(1) | 0.4(01) |
| | | 2.3649 | 11.3(40) | 8.9(7) | 9.5(33) |
| | | 3.502 | 11.6(41) | 0.2(1) | 9.8(34) |
| | | 3.547 | 11.2(39) | — | 9.5(3) |
| | ^{17}F | 0.5 | 2.8(2) | 8.2(5) | 2.4(1) |

Tabla 5.6: Lista de intensidades relativas de las transiciones desde el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F observadas en este trabajo comparadas con la referencia [66]. Debido a la observación de una nueva transición, se presentan los resultados normalizados en presencia y ausencia de los datos de dicha transición.

5.3 Nivel a 7.67 MeV

La existencia de un nivel a energías en torno a 7.7 MeV es una cuestión sobre la que se han presentado resultados a favor y en contra en trabajos previos. Si bien es evidente la existencia de una estructura a esa energía (ver figura 4.16), su origen se

ha atribuido a dos fenómenos diferentes. En [60] se consideró la estructura como una transición desde un nivel a esa misma energía al estado fundamental del ^{16}O , pese a que estudios de reacciones nucleares no proponen nivel alguno a esa energía, al menos no con espín y paridad que permitan la población por desintegración β permitida (existe un nivel a 7.75(4) MeV de espín y paridad propuesto como $1/2^+$ [102], [103]). En [62] se propone que dicha estructura se debe a una deformación de la cola de baja energía de los niveles a 8 y 8.2 MeV debido a su interferencia constructiva, que además proporciona la forma estrecha y posición alterada de la transición a 8 MeV. En dicho trabajo se intenta reproducir la estructura a través de las interferencias con éxito moderado. En [66] se obvia completamente esta estructura y no se argumenta sobre ella.

En este trabajo se han considerado las dos posibilidades, tanto la existencia de una transición a esa energía como la posibilidad de que dicha estructura sea resultado de las interferencias. A su vez, estas posibilidades se combinaron con la posible existencia de una o dos transiciones a 8.2 y 8.825 MeV, hecho que se discutirá posteriormente. La interferencia constructiva entre los niveles a 8 y 8.825 MeV (siendo este último el único viable entre las dos posibilidades según el análisis de *Matriz R*) puede alterar considerablemente la cola de baja energía de las transiciones en la región entre 8 y 9 MeV obteniendo aspectos similares al de la estructura en cuestión, aunque nunca se ha conseguido reproducir la estructura de manera satisfactoria. Si se tiene en cuenta la cola de alta energía del nivel a 5.48(5) MeV del mismo canal que interacciona con dichas transiciones la pequeña similitud de estructuras queda completamente destruida.

De estos resultados se dedujo que lo más probable era la existencia de un nivel a esa energía, y por tanto, de una transición. Como se ha discutido anteriormente, la asignación de espín y paridad de dicho nivel no carece de complejidad y ha requerido un análisis minucioso de la estructura y de los canales que en ella intervienen. Como resultado se ha deducido que la explicación para dicha estructura no es, de hecho, una interferencia, sino la contribución indirecta de dos interferencias cercanas energéticamente (ver figura 4.16).

5.4 Nivel a 8.73 MeV

La transición a energía 8.73(5) MeV, correspondiente a un nivel a la misma energía, no es sólo uno de los puntos clave del espectro como se ha comentado anteriormente, sino que además es un punto importante de discusión. La presencia de un nivel ancho en esta región energética parece estar clara desde los primeros estudios de desintegración β del ^{17}Ne . En [60] se asignó una transición a energía 8.825(25) MeV es base a la estructura ancha presente a esa energía (también se asignó la transición a 7.708(30) MeV como se ha expuesto anteriormente). En [62] se asignaba a este

nivel una energía aproximada de 8.2 MeV con una anchura de 0.70(25) MeV para la emisión de un protón al estado fundamental a través de una análisis de *Matriz R* con interferencias similar al de este trabajo. Como se ha expuesto en la sección anterior, este resultado es el esfuerzo combinado de reproducir la estructura ancha de la región entre 8 y 9 MeV, la forma de la transición a 8 MeV y la obtención de la estructura a 7.7 MeV por medio de las interferencias. Al igual que en este trabajo, se dedujo que la interferencia entre el nivel a 8 MeV y el nivel ancho debía ser constructiva. En este trabajo se ha obtenido una energía media para el nivel de 8.73(5) MeV con una energía de 8.63(8) MeV para la transición al estado fundamental desde este nivel, energías superiores a las obtenidas en [62] pero más acorde con los resultados de [60]. La anchura obtenida para esta transición es de 3.2(3) MeV, valor considerablemente superior al obtenido en [62]. Esto es debido, probablemente, a que en este trabajo se ha podido tener en cuenta la interfeencia de este nivel en todo el rango energético del espectro y no sólo a la región entre 7 y 9 MeV.

La importancia de este nivel debido a su influencia en el espectro ha sido discutida previamente, pero no así el proceso por el que se ha deducido su existencia tal y como se ha identificado finalmente. Dado el gran rango energético en el que podía posicionarse este nivel (entre 8.2 y 8.8 MeV) e incluso siendo posible la existencia de dos niveles (uno a cada energía), el ajuste inicial de la región energética entre 8 y 10 MeV se realizó teniendo en cuenta la posibilidad de la existencia de dos niveles de espín y paridad $1/2^-$ a las energías citadas. El proceso de ajuste por *Matriz R* eliminaba una de las componentes para cualquier configuración de parámetros y signo de interferencia. La resonancia que mantenía su presencia tras el ajuste tendía a una energía en torno a 8.7 MeV y a una anchura superior a 1 MeV. La presencia de las dos transiciones debería notarse en la forma de las transiciones de la región y en la presencia de alguna interferencia, lo que hace lógico descartar la existencia de los dos niveles. En [66] se considera que ambas transiciones están presentes en la desintegración y obtiene sus resultados manteniendo esa afirmación.

Una vez aclarada la unicidad de la transición, la energía del nivel parece confirmarse a través de la observación de transiciones desde este nivel a los estados excitados del hijo. Si bien la reconstrucción energética conduce a valores con una cierta dispersión aparente, 8.63(8), 8.95(8), 8.77(8) y 8.56(8) MeV, al ser comparados con su valor medio (media ponderada), 8.73(5) MeV, se observa que la dispersión de 0.15 MeV es significativamente pequeña comparada con la anchura final del nivel obtenida por este trabajo (4.0(3) MeV). La inexistente (o muy reducida) contribución de este nivel al espectro α impide la obtención independiente de otro valor de energía que apoye o desmienta los valores anteriores, pero no debe interpretarse la no intervención de este nivel en el canal $\beta\alpha$ con un indicio de su no existencia, ya que su elevada anchura (que se discutirá a continuación) puede ser la causante de la drástica reducción de una posible contribución a dicho espectro.

La elevada anchura del nivel, se debe principalmente a la anchura de la tran-

sición al estado fundamental (3.2(3) MeV). Comparada con el resultado previo 0.70(25) MeV [62] el valor de este trabajo parece excesivo. La diferencia tiene su explicación en la metodología de ajuste. En [62] se realizó en ajuste por *Matriz R* en la región energética entre 7 y 9 MeV en energía de excitación de ^{17}F y con la presencia de sólo dos niveles del canal $3/2^-$. Teniendo en cuenta sólo esa región de ajuste, la influencia del nivel ancho queda restringida a una pequeña parte de su efecto real y por tanto, se subestima su influencia. Al realizar el ajuste en un rango energético superior y teniendo en cuenta la influencia de otros niveles, se obtiene la influencia y alcance total de la transición, lo que conduce al resultado de este trabajo.

Las factores que determinan la anchura de la transición y que no se tuvieron en cuenta en [62] son:

- La interferencia con el nivel a 9.54(7) MeV que determina la forma de la cola de alta energía del nivel ancho.
- La influencia del nivel a 5.48(5) MeV.
- La gran influencia en la cola de baja energía del nivel a 4.59(5) MeV.

De estos factores, el último por sí sólo evidencia la gran anchura que debe tener la transición, ya que la única influencia que modifica adecuadamente la cola de baja energía del nivel a 4.59(5) MeV que se ha encontrado en este trabajo es la interferencia constructiva con otro nivel, siendo esta transición la única posible (las otras transiciones del canal tienen un evidente carácter destructivo que las excluye). Si se tiene en cuenta que las dos transiciones distan más de 4 MeV y que la región de la cola de baja energía a la que afecta se encuentra a 5 MeV, parece altamente justificada la anchura de la transición.

Como se ha indicado anteriormente, es posible que la gran anchura del nivel sea una posible explicación para la ausencia del canal $\beta\alpha$ en los modos de desintegración del nivel, ya que el resto de niveles del mismo canal sí que presentan contribución.

5.5 Nivel a 12 MeV

La presencia de una estructura a energía próxima a los 12 MeV (determinada como 11.97(8) MeV en este trabajo) parece claramente confirmada en el espectro α . En trabajos anteriores [62], [66] se observa la presencia de esta estructura pero sólo en el primero se obtienen resultados sobre ella. Existe un nivel obtenido por reacciones a 12.25(4) MeV [103] que puede ser compatible con el nivel medido pese a la diferencia energética.

Se ha observado principalmente la transición por emisión α desde este nivel, pero hay indicios de la emisión de protones desde este nivel (de una intensidad relativa

muy reducida, 0.0001(1)%). Dado que el espectro α del que se ha deducido la presencia de este nivel procede del detector delgado del telescopio, es poco probable que sea una contribución de fondo, ya que se encuentra en la región de alta energía que con toda seguridad está libre de cualquier contribución de protones gracias a la anticoincidencia con el detector trasero.

No se ha podido determinar el espín y paridad del nivel, pero dada la intensidad de la transición, será una transición permitida, lo que asegura valores $1/2^-$ ó $3/2^-$, siendo el primero el más probable dada la ausencia de interferencias con el cercano nivel determinado como $3/2^-$ a 11.87(8) MeV. Dada la proximidad de estos dos niveles, es posible que se haya subestimado la intensidad del nivel a 11.97(8) MeV y sobrestimado el área del segundo, hecho que viene apoyado por el reducido *valor* $\log(ft)$ de la población del nivel a 11.87(8) MeV determinado como 3.7(6). Dicho valor parece demasiado pequeño para dicha transición, siendo probable que su intensidad se haya sobrestimado (nótese no obstante que la barra de error del *valor* $\log(ft)$ puede elevarlo hasta 4.3, valor mucho más razonable).

5.6 Distribución de B(GT)

En la figura 5.1(a) se puede observar la distribución B(GT) obtenida en este trabajo y en la figura ?? la distribución acumulada. Se observa que los valores teóricos subestiman la alimentación del estado a 3.10 MeV. A energías superiores a 11.8 MeV, los datos experimentales parecen sobrestimar a las predicciones teóricas. Una de las contribuciones dominantes a esta energía es la del estado a 11.87 MeV, estado para el que ya se ha discutido el posible exceso de intensidad. Pese a estos dos puntos de discrepancia, se puede concluir que la reproducción de los resultados experimentales por parte de los cálculos de *Modelo de Capas* es casi perfecta, tanto en intensidad como en la forma de la distribución.

En el cálculo del *factor de quenching* se han excluido las transiciones por encima de 11.8 MeV debido a las discrepancias observadas entre los resultados teóricos y experimentales (evidentes en la figura 4.28 (a)). Como contraste para el valor obtenido con este cálculo, se ha realizado la integración de la distribución de B(GT) hasta diversos umbrales de energía para observar la evolución de las distribuciones. En la tabla 5.7 se pueden observar los resultados. Se observa que el *factor de quenching* se mantiene aproximadamente constante en todo el rango de energía, obviando los valores por debajo de 5 MeV donde las predicciones teóricas subestiman enormemente la alimentación al estado fundamental y primer excitado del ^{17}F . Dado que la *distribución de intensidad Gamow-Teller* experimental empieza a diferir de la teórica entorno a 11.7 MeV, pero no hay argumento que justifique la exclusión de los resultados en el rango de energías al completo, es decir hasta 12 MeV, se tomará como resultado final la media entre los valores obtenidos a partir de los

| E límite (MeV) | Media | | q ² USD |
|-------------------|-------|-------|-----------------------|
| | Exp. | USD | |
| 4.6 | 0.143 | 0.195 | 0.733 |
| 5.5 | 0.721 | 0.755 | 0.955 |
| 7.8 | 0.854 | 0.880 | 0.970 |
| 8.5 | 1.827 | 1.860 | 0.982 |
| 9.55 | 2.248 | 2.380 | 0.944 |
| 10.8 | 2.370 | 2.545 | 0.932 |
| 11.7 | 2.641 | 2.895 | 0.912 |
| 12 | 3.145 | 2.895 | 1.09 |

Tabla 5.7: Valor acumulado de la distribución B(GT) teórica [81] y experimental calculado hasta los valores límites indicados.

valores acumulados hasta 11.7 y 12 MeV. Dicho valor resulta ser 1.00(7). Este valor, 1.00(7) es perfectamente compatible con el resultado calculado a partir de las transiciones individuales sumadas en intervalos de 300 keV, 0.99(3), y con el valor esperado (la unidad).

5.7 Energías de excitación

En la tabla 5.5 pueden observarse tanto las energías de los niveles de excitación de ¹⁷F obtenidos en este trabajo (por el ajuste de los datos a la distribución de *Matriz R*) como los valores de referencia. En general todos los resultados de este trabajo se corresponden con los resultados de trabajos previos. En el caso de la transición ancha a 8.73 MeV, la posición de la resonancia ya ha sido discutida previamente. No obstante, la posición de dicho nivel había sido adoptada sin barra de error, hecho que evidencia la gran indeterminación de su posición. En el caso de los niveles de energía de excitación superior a 11.5 MeV, existen pequeñas diferencias energéticas entre los resultados obtenidos en este trabajo y los valores de referencia, pero la reducida intensidad de las transiciones en el espectro de protones y la anchura de las mismas en el espectro α justifican las discrepancias.

5.8 Esquema de niveles

En la figura 5.2 se puede observar el esquema de niveles que contiene de la información obtenida en este trabajo acerca de las transiciones a los diversos estados

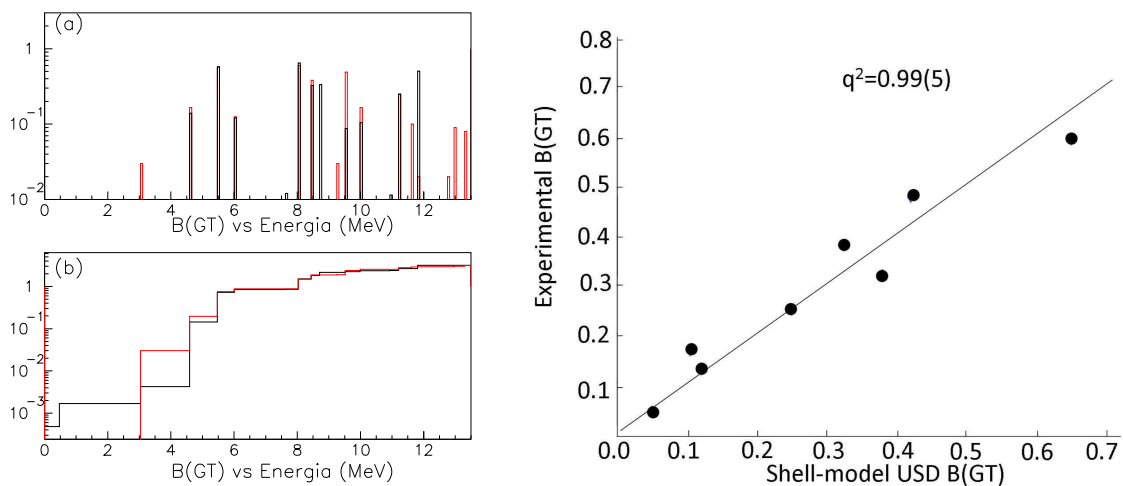


Figura 5.1: (a) Representación del $B(\text{GT})$ experimental (negro) frente a las predicciones del modelo de capas [81] (rojo). (b) Distribución de $B(\text{GT})$ acumulado experimental (negro) frente a las predicciones del modelo de capas [81] (rojo). (c) Ajuste lineal de los valores $B(\text{GT})$ experimentales y teóricos para el cálculo del *factor de quenching*.

de los núcleos hijos de emisión de protones y partículas α , así como las *razones de ramificación* y los *valores $\log(ft)$* de la alimentación de cada estado.

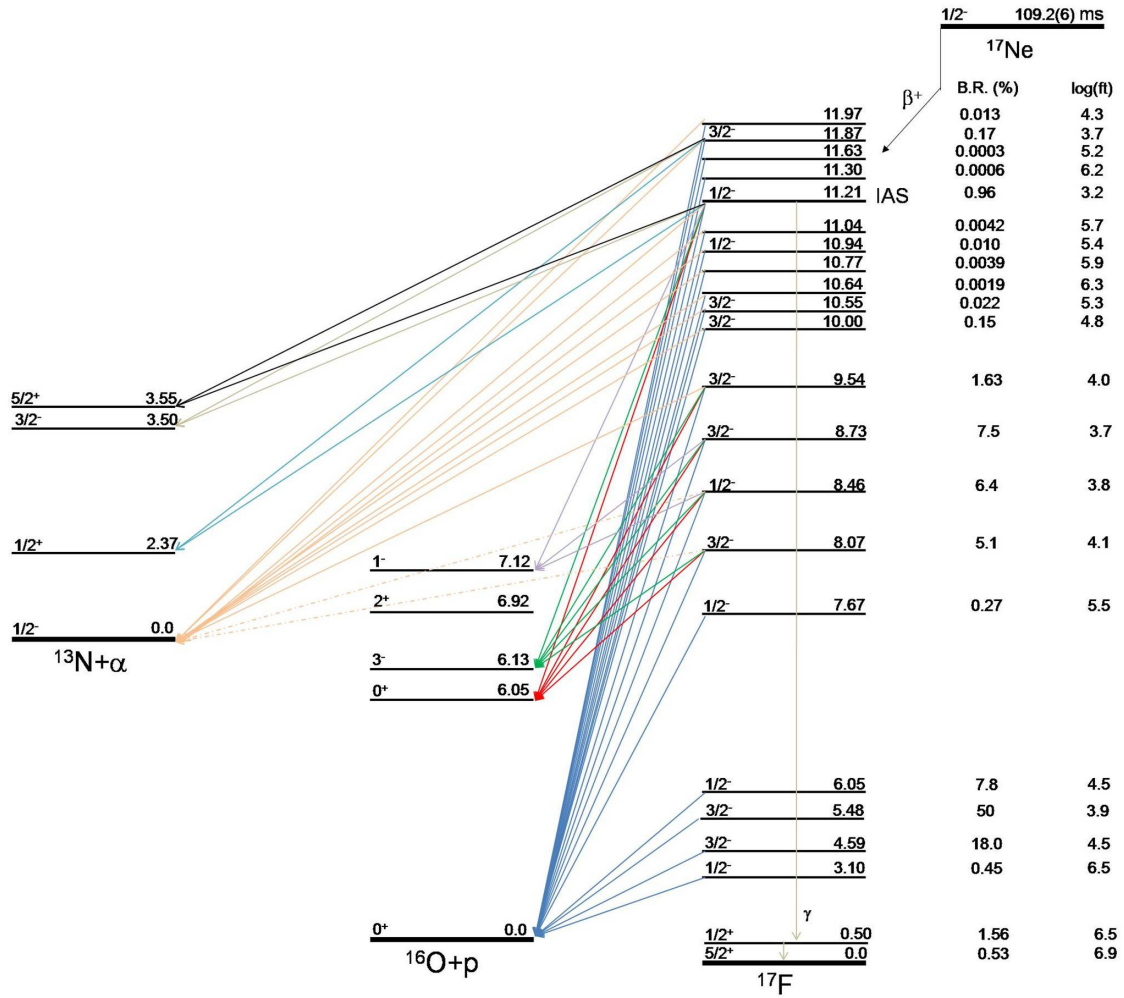


Figura 5.2: Esquema de la desintegración β del ^{17}Ne . Las razones de ramificación y los valores ft se muestran en cada nivel.

Capítulo 6

Análisis $^{32,33}\text{Ar}$

6.1 Experimento

El experimento fue realizado en Julio de 2005 en GANIL, Francia, con el objetivo principal de estudiar el canal $\beta 3p$ y emisión directa $\beta 2p$ del ^{31}Ar . Debido a la baja producción de dicho isótopo, un factor 100 inferior a la estimación inicial que motivó el experimento, se decidió cambiar el enfoque del experimento y estudiar los dos isótopos ligeros de Argon anteriores ^{33}Ar y ^{32}Ar . Los isótopos de Argon se produjeron por la fragmentación del haz primario de $^{36}\text{Ar}^{+18}$ con una energía de 95 MeV/nucleón y una potencia de 1.4 kW sobre el blanco de carbono de SPIRAL. La intensidad de dicho haz primario variaba entre los 4 y los 8 μA . Los isótopos producidos y seleccionados fueron posteriormente acelerados en la fuente de iones ECRIS, permitiendo obtener así los haces secundarios de $^{33}\text{Ar}^{+3}$ y $^{32}\text{Ar}^{+3}$. Los haces secundarios eran conducidos entonces hasta la cámara de detección. El haz secundario era recogido en el centro de la zona de detección (en el centro del *Silicon Cube*) por una lámina de Mylar aluminizado de 0.9 μm de grosor y $1\text{cm} \times 2\text{cm}$ de tamaño. La producción de los isótopos de interés fue de aproximadamente 1200 iones/s de ^{33}Ar (durante un periodo de 10 horas de toma de datos) y 100 iones/s de ^{32}Ar (durante un periodo de 13 horas de toma de datos).

6.2 Conocimiento previo de los núcleos en estudio: ^{33}Ar y ^{32}Ar

Los isótopos de Argon correspondientes a este estudio (^{33}Ar y ^{32}Ar), son isótopos muy ligeros y cercanos a la línea de estabilidad de protones (*proton drip-line*), siendo el ^{31}Ar el último isótopo ligado. Éstos núcleos son muy deficientes en neutrones, con $T_z = \frac{1}{2}(N - Z) = \frac{-3}{2}$ y -2 respectivamente. Al tener $T_z \leq \frac{-3}{2}$ y valor Q_β grande,

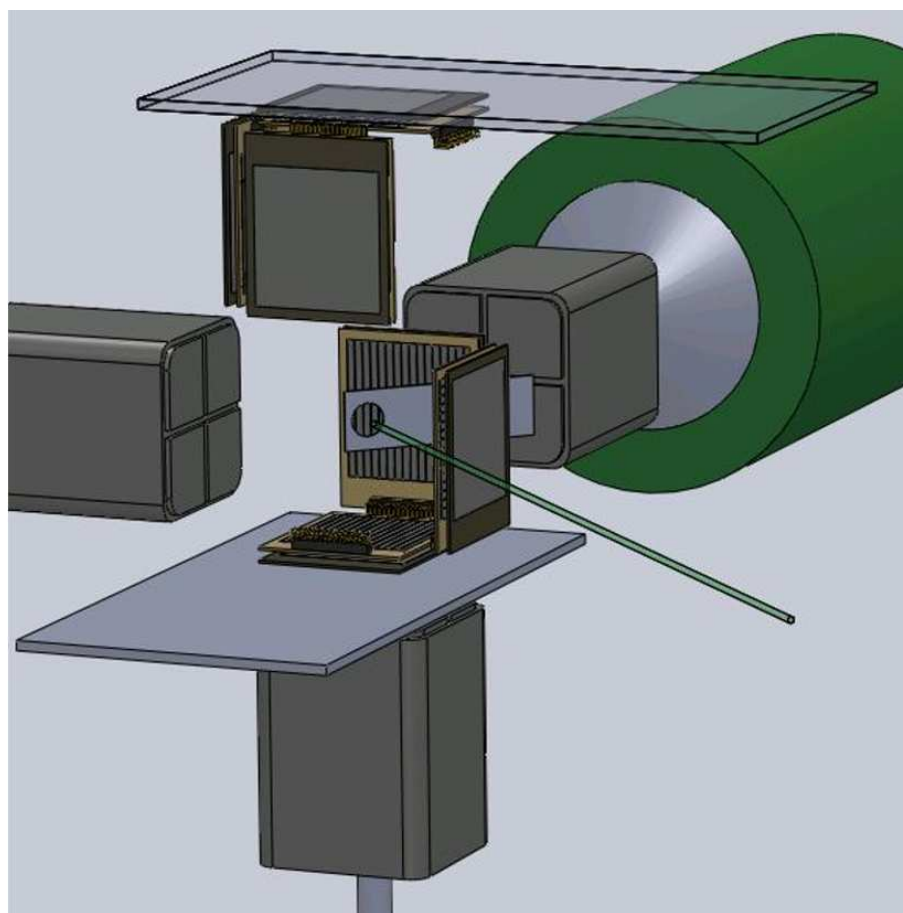


Figura 6.1: *Esquema del dispositivo experimental usado en el experimento realizado en GANIL.*

la mayor parte de la actividad tras la desintegración β puede ser observada directamente.

Los núcleos tan deficientes en neutrones se caracterizan por tener una *energía de separación* de protones pequeña ($S_p \ll Q_{\beta+}$), de manera que los estados no ligados son accesibles en la ventana energética de la de desintegración $Q_{\beta+}$. Desde estos estados, a emisión de protones se ve favorecida respecto a la emisión γ , por ello, estos isótopos del Argon son los candidatos ideales para el estudio de la emisión de partículas cargadas tras la desintegración β . Para éstos isótopos, aproximadamente el 40% de la desintegración β va acompañada por emisión de partículas cargadas. Detectando estas partículas cargadas y conociendo el estado final del núcleo hijo, se obtiene un detallado conocimiento de la alimentación de los estados del núcleo emisor. Ésta es una herramienta muy sensible para conocer en detalle y completitud la *distribución de intensidad β Gamow-Teller*.

Los hijos de la desintegración β del ^{33}Ar y ^{32}Ar son el ^{33}Cl ($T_{1/2}=2.51\text{s}$) y el ^{32}S (estable). Ninguno de esos núcleos es emisor de protones tras desintegración β , hecho que facilita el estudio, ya que es seguro que cualquier emisión de protones es debida al proceso en estudio.

6.3 ^{32}Ar : Conocimiento previo

Uno de los primeros trabajos acerca de la desintegración β del ^{32}Ar [84] fue realizado en 1977. Este trabajo estaba enfocado a la comprobación de la *Fórmula de Masas IMME* y fue realizado en ISOLDE con una producción de aproximadamente 15 átomos por segundo. Como calibración del sistema se utilizaron los protones tras la desintegración β procedentes del ^{33}Ar [60]. Como cuarto miembro conocido del quintuplete isobárico de $T=2$, el ^{32}Ar era un buen candidato para estudiar la dependencia cuadrática de la fórmula IMME [21]. En este trabajo se determinó el exceso de masa del hijo β del ^{32}Ar , el ^{32}Cl , como $-8295.6(52)$ keV con un valor de $5033.0(10)$ keV para la energía de excitación del estado análogo isobárico (IAS). También se determinó la vida media del ^{32}Ar en $75(+70,-30)$ ms. A partir de estos resultados se pudo obtener un valor de $0.5(2.5)$ keV para el término cúbico de la fórmula IMME, que al ser compatible con 0, corrobora la expresión cuadrática de dicha fórmula.

Unos años más tarde, en 1985 se realizó un estudio más profundo de la desintegración del ^{32}Ar [85], también en ISOLDE, con una producción máxima de 500 átomos por segundo. En este trabajo se observaban no sólo las emisiones de protones tras la desintegración, sino también las emisiones γ , con el fin de estudiar la *distribución de intensidad Gamow-Teller* en los estados excitados del ^{32}Cl . Con la utilización de un cristal de CsI se pudo obtener la vida media del ^{32}Ar a partir de sus emisiones de protones, siendo el valor determinado $98(2)$ ms. Se utilizaron las

últimas determinaciones de las propiedades de desintegración ($Q_{EC}=11150(58)$ keV y $S_p=1574(23)$ keV [86]) y los dos niveles de excitación en ^{33}Cl mejor determinados [87], [88] (con energías de protón de 1643.4(12) keV y 3167.2(1) keV respectivamente) para calibrar. Con estos valores se pudo obtener un valor para la energía de excitación del IAS de 5036(12) keV con una alimentación de 40(4)%. Se determinó una alimentación del 57% a los estados ligados y se obtuvieron las intensidades relativas de las emisiones γ de esos estados. También se identificó la emisión de protones desde el IAS al primer estado excitado de ^{31}S a través de las coincidencias $p\gamma$ con una intensidad de 1.4%. Con estos resultados se pudo realizar el primer esquema completo de la desintegración del ^{32}Ar . De la distribución B(GT) obtenida en este trabajo se dedujo un *factor de quenching* de 0.49(5).

En 1993 se realizó, también en ISOLDE, un estudio conjunto de la desintegración β del ^{32}Ar y ^{33}Ar [89] con una producción de 260 átomos por segundo del primero. El sistema experimental se calibró usando los mismos valores de referencia que [85]. Utilizando un detector refrigerado de alta resolución se pudieron obtener espectros de protones de alta resolución (8 keV a 3 MeV). Gracias a esta alta resolución fue posible el estudio del ensanchamiento de los picos de protones producido por el retroceso del núcleo emisor en función de la energía disponible para la emisión del protón (que depende del estado final del núcleo hijo). Dada la dependencia de dicho retroceso en la energía de la desintegración, es posible deducir, en algunos casos, algunas propiedades de la emisión. De esta manera, se pudo determinar que las emisiones de protones a energías 1207(5) y 4518(6) keV eran transiciones al primer estado excitado del ^{31}S (aunque no fue posible la determinación de dicha emisión desde el IAS).

Recientemente, en 2008, se ha vuelto a estudiar este núcleo [49]. En este trabajo se han utilizado los datos tomados en dos experimentos, uno realizado en ISOLDE y otro en MSU. Los datos de los dos experimentos fueron utilizados para realizar ajustes de *Matriz R* con el fin de estudiar la mezcla de isoespín del IAS del ^{32}Ar . A partir de la implantación de los iones de ^{32}Ar en un detector de silicio y a partir del recuento de los iones implantados y de los productos de desintegración se obtuvieron razones de ramificación absolutas para las emisiones del núcleo de estudio. De esta manera se pudieron determinar independientemente de los resultados de los trabajos anteriores nuevas *razones de ramificación* para la alimentación del IAS (22.71(20)%) como resultado de la intensidad de las emisiones desde el IAS al estado fundamental del ^{31}S (20.50(12)%), su primer estado excitado (0.29(7)%), y por primera vez la desexcitación γ del IAS (1.92(10)%). Asimismo, se obtuvieron una vida media de 100.5(3) m, una energía de excitación del IAS en ^{32}Cl de 5046.3(4) keV, una energía de separación de protón $S_p=1581.3(6)$ keV y un exceso de masa para el ^{32}Cl de -13337.0(16) keV.

También se han realizado estudios de reacciones nucleares sobre el núcleo en cuestión.

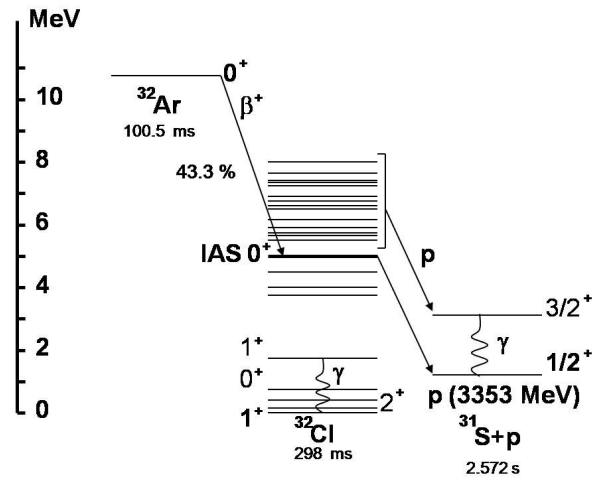


Figura 6.2: Esquema de niveles del ^{32}Cl estudiados a partir del proceso de la emisión de protones tras la β del ^{32}Ar .

En 1977 [90] se realizó un estudio de los niveles de excitación de ^{32}Cl a través de la reacción $^{32}\text{S}(p,n)^{32}\text{Cl}$ a 135 MeV. Con este estudio se pretendía obtener la *distribución de intensidad Gamow-Teller y M1* a altas energías de excitación.

En 1988, se realizó un experimento con el *Acelerador Tandem Van de Graaff* de Orsay [91] en el que se estudiaban los niveles de excitación del ^{32}Cl a través de la reacción $^{32}\text{S}(^3\text{He},t)^{32}\text{Cl}$. En este estudio se identifican hasta 34 niveles de excitación en ^{32}Cl y se realizan 23 asignaciones de espín y paridad con lo que se realizó un completo esquema de niveles.

Posteriormente, en 1994, [92], se realizó un estudio por la reacción de intercambio $^{31}\text{S}(p,\gamma)^{32}\text{Cl}$. Este estudio tenía como principal objetivo obtener las anchuras parciales de los niveles para determinar la influencia de la reacción en el ciclo SiP de la evolución estelar.

6.4 Desintegración β del ^{32}Ar

A continuación se detallan algunas magnitudes relevantes sobre los núcleos de estudio:

$$\begin{aligned}\Delta M(^{32}\text{Ar}) &= -2200.2(18)\text{keV} \quad [65] \\ \Delta M(\text{IAS},^{32}\text{Cl}) &= -8290.7(18)\text{keV} \quad [49] \\ \Delta M(^{32}\text{Cl}) &= -13337.0(16)\text{keV} \quad [49]\end{aligned}\tag{6.1}$$

Se puede calcular la energía de excitación del IAS en ³²Cl a partir de los dos últimos datos como:

$$E^*(IAS, {}^{32}\text{Cl}) = \Delta M(IAS, {}^{32}\text{Cl}) - \Delta M({}^{32}\text{Cl}) = 5046.3(4)\text{keV}$$

Si se tiene en cuenta además que:

$$\begin{aligned} S_p({}^{32}\text{Cl}) &= \Delta M({}^{31}\text{S}) + \Delta M(p) - \Delta M({}^{32}\text{Cl}) = 1581.3(6)\text{keV} \quad [49] \\ M({}^{31}\text{S}) &= -19044.6(15)\text{keV} \quad [65] \end{aligned} \quad (6.2)$$

Se puede calcular la energía de protón para la emisión desde el IAS al estado fundamental del ³¹S como:

$$E_p(IAS) = (E^*({}^{32}\text{Cl}) - S_p({}^{32}\text{Cl})) \times \frac{M({}^{31}\text{S})}{M({}^{31}\text{S}) + M(p)} = 3357.4(3)\text{keV}$$

Donde $\frac{M({}^{31}\text{S})}{M({}^{31}\text{S}) + M(p)} = 0.9684930(16)$ y $S_p({}^{32}\text{Cl}) = 1581.3(6)$ keV, $M({}^{31}\text{S}) = 30.9795547(16)$ uma y $M(p) = 1.00782503207(10)$ uma [65]. A partir de estos valores se puede obtener la energía de excitación del núcleo emisor a partir de la energía del protón en sistema laboratorio, la *energía de separación* y la energía del γ asociado al protón (si es el caso) a partir de la siguiente expresión:

$$E_{CM} = E_p \frac{M({}^{31}\text{S}) + M(p)}{M({}^{31}\text{S})} + S_p({}^{32}\text{Cl}) + E_\gamma \quad (6.3)$$

6.5 ³³Ar: Conocimiento previo

En 1971, se realizó un completo estudio de las emisiones tras la desintegración β del ³³Ar [60]. En este trabajo, se obtuvieron diversos resultados tanto del ³³Ar como del ¹⁷Ne. El experimento fue realizado en *Lawrence Radiation Laboratory* y se pudo determinar la vida media del ³³Ar en 173.0(20) ms a partir de las curvas de desintegración obtenidas a partir de las transiciones de protones más intensas. La calibración de los detectores de silicio se realizó a partir de las emisiones de protones desde el IAS del ³³Ar y del ²⁹P a energías 3170(4) y 5437(5) keV respectivamente. Las emisiones de protones observadas reproducían correctamente la información previa acerca de los niveles de excitación del ³³Cl. Se encontraron evidencias de la población

del primer estado excitado del ^{32}S a través de la emisión de protones, pero no pudieron observarse experimentalmente. Se determinó la alimentación del IAS en 26.7(27)% a partir de la relación de emisiones γ y de partículas cargadas.

Más de una década después, en 1987, se volvió a estudiar la desintegración β del ^{33}Ar [63] con un experimento realizado en ISOLDE con una producción de 2×10^4 átomos por segundo. El sistema experimental, consistente en detectores de silicio y germanio, estaba diseñado para la detección de las emisiones de partículas cargadas, radiación y las coincidencias entre ambas. A partir de la distribución temporal de los sucesos se obtuvo una vida media de 174.1(11) ms. El sistema experimental se calibró con los picos de protones a 1643.4(12) keV y 3167.2(10) keV procedentes de los niveles con energías de excitación procedentes de [93] y [88] respectivamente y con el pico α a 5804.9(6) keV procedente de una fuente de ^{244}Cm . Las propiedades de desintegración usadas fueron $Q_{EC}=11620(30)$ keV [86] y $S_p=2276.5(5)$ keV [94]. En este trabajo se obtuvo una completa lista de los protones emitidos tras la desintegración β , se determinó la alimentación del IAS con un valor de 30.7% (a partir del *valor ft* de la alimentación al IAS) y se identificaron tres líneas de protones que procedían de emisiones al primer estado excitado del ^{32}Si a energías de 1317(3) 1697(6) y 2883(6) keV. De la *distribución de intensidad Gamow-Teller* obtenida de los datos se dedujo un *factor de quenching* de 0.58(6).

En 1993 se realizó, también en ISOLDE, un estudio conjunto de la desintegración β del ^{32}Ar y ^{33}Ar [89] con una producción de 2×10^4 átomos por segundo del primero. Siendo el mismo sistema experimental y metodología la misma que para el estudio del ^{32}Ar , se pudo determinar que las emisiones de protones a energías 1321(2), 1697(2), 2364(2), 2882(2), 2948(2) y 3508(3) keV eran transiciones al primer estado excitado del ^{31}S .

En cuanto a estudios de reacciones nucleares destaca el completo estudio de los estados excitados del ^{33}Cl , realizado en 1976, a través de la reacción $^{32}\text{S}(p,\gamma)^{33}\text{Cl}$ [94]. El experimento se realizó en el *acelerador Van de Graff* de CENBG y se utilizaron detectores tanto de NaI como de Ge(Li). Se pudieron identificar nuevas resonancias en ^{33}Cl , así como sus vidas medias y espín y paridad, además de determinar una *energía de separación* de $S_p=2276.5(5)$ keV. Con este estudio se pudo obtener un esquema de excitación del ^{33}Cl de gran completitud.

6.6 Desintegración β del ^{33}Ar

A continuación se detallan algunos datos de interés sobre los núcleos de estudio:

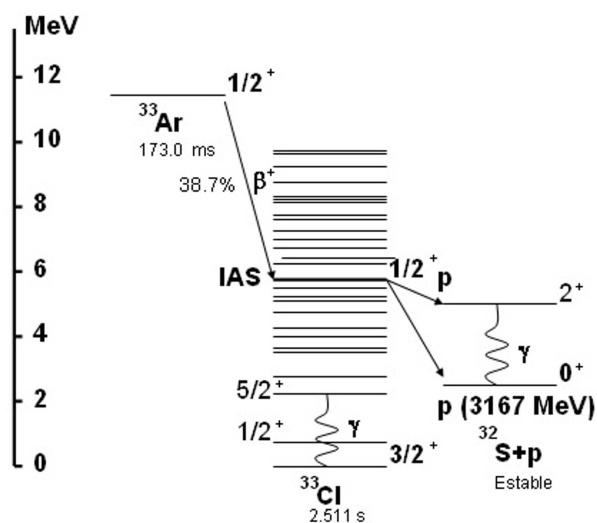


Figura 6.3: Esquema de niveles del proceso de la emisión de protones tras la desintegración β del ^{33}Ar .

$$\begin{aligned}\Delta M(^{33}\text{Ar}) &= -9384.08(44)\text{keV} \quad [95] \\ \Delta M(\text{IAS}, ^{33}\text{Cl}) &= -15455.6(8)\text{keV} \quad [47] \\ \Delta M(^{33}\text{Cl}) &= -21003.4(5)\text{keV} \quad [65]\end{aligned}\tag{6.4}$$

Se puede calcular la energía de excitación del ^{33}Cl a partir de los dos últimos datos como:

$$E^*(\text{IAS}, ^{33}\text{Cl}) = \Delta M(\text{IAS}, ^{33}\text{Cl}) - \Delta M(^{33}\text{Cl}) = 5547.8(9)\text{keV}$$

Si se tiene en cuenta además que:

$$\begin{aligned}S_p(^{33}\text{Cl}) &= \Delta M(^{32}\text{S}) + \Delta M(p) - \Delta M(^{33}\text{Cl}) = 2276.7(5)\text{keV} \quad [65] \\ \Delta M(^{32}\text{S}) &= -26015.70(14)\text{keV} \quad [65] \\ \Delta M(p) &= 7288.9705(1)\text{keV} \quad [65]\end{aligned}\tag{6.5}$$

Se puede calcular la energía de protón para la emisión desde el IAS al estado fundamental del ^{32}S como:

$$E_p(IAS) = (E^*(^{33}\text{Cl}) - S_p(^{33}\text{Cl})) \times \frac{M(^{32}\text{S})}{M(^{32}\text{S}) + M(p)} = 3171.5(10)\text{keV}$$

Donde $\frac{M(^{32}\text{S})}{M(^{32}\text{S}) + M(p)} = 0.96944123(15)$ y $S_p(^{33}\text{Cl}) = 2276.5(5)$ keV, $M(^{32}\text{S}) = 31.97207100(15)$ uma y $M(p) = 1.00782503207(10)$ uma [65]. A partir de estos valores se puede obtener la energía de excitación del núcleo emisor a partir de la energía del protón en sistema laboratorio, la *energía de separación* y la energía del γ asociado al protón (si es el caso) a partir de la siguiente expresión:

$$E_{CM} = E_p \frac{M(^{32}\text{S}) + M(p)}{M(^{32}\text{S})} + S_p(^{33}\text{Cl}) + E_\gamma \quad (6.6)$$

A continuación se detallan los resultados obtenidos en el estudio de la desintegración β del ^{33}Ar .

6.7 Espectro de protones

6.7.1 Procesado de los datos

Una vez obtenida la calibración para cada detector por el procedimiento ya explicado anteriormente, se procedió al procesado y posterior análisis de los espectros de protones.

Construyendo un diagrama bidimensional en el que se representa la energía depositada por las partículas en las bandas frontales frente a la depositada en las traseras (figura 6.4), se observa la necesidad de procesar los datos para limpiarlos de efectos indeseados ya que idealmente todos los sucesos deberían estar en la diagonal de la representación (para que sean sucesos cuya energía se ha medido correctamente).

A continuación se discute el origen de las estructuras que aparecen en la figura 6.4 y las condiciones que se han aplicado para el procesado de los datos.

- I Se observa que la mayor parte de los sucesos se encuentran en la diagonal de la representación, región correspondiente a las partículas que depositan la misma energía en las bandas frontales y en las traseras. Presumiblemente, esas partículas son protones, ya que los positrones (que son las únicas otras partículas cargadas que deberían aparecer en el experimento dada su naturaleza) no son suficientemente masivos como para depositar su energía completamente

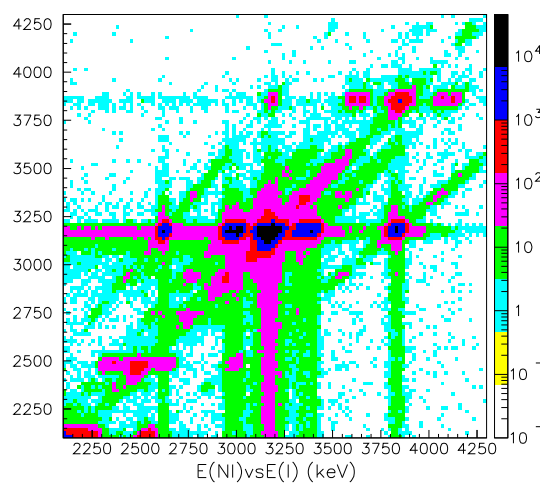


Figura 6.4: *Diagrama bidimensional, en escala logarítmica, que representa la energía depositada en las bandas delanteras frente a la energía depositada en las traseras de un DSSSD para dos horas y media de toma de datos. Se observa que parte de los datos se encuentran fuera de la diagonal del diagrama. Esto significa que no todos los sucesos corresponden a partículas que han generado la misma cantidad de carga que ha sido recogida por electrodos delanteros que en los traseros.*

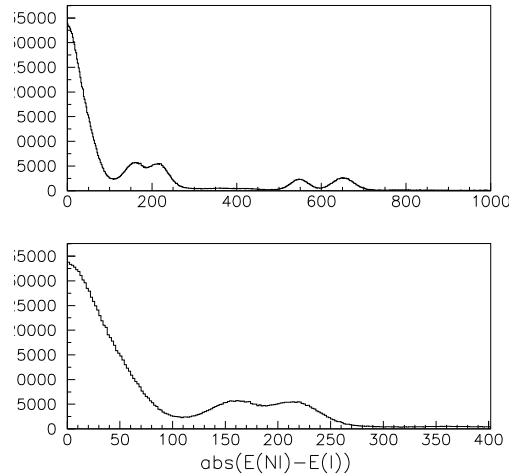


Figura 6.5: Arriba, histograma que representa, para cada impacto en el DSSSD 1, el valor absoluto de la diferencia entre la energía depositada en las bandas delanteras y traseras para un tiempo de toma de datos de dos horas y media. Abajo, detalle del histograma anterior.

y de manera uniforme en el detector. De esta manera, para un análisis adecuado de los datos, la región de estudio debería restringirse a la diagonal del diagrama.

Para identificar la condición energética que se debe imponer a los sucesos para reducir la estadística lo mínimo, pero que a la vez las componentes no deseadas se puedan reducir al mínimo, basta con observar la figura 6.5 que representa el perfil del diagrama bidimensional ($|E(\text{frontal}) - E(\text{trasera})|$). En la franja central (diferencia entre energías delantera y trasera menor de 100 keV) se encuentra la región de estudio, pero debido a que 100 keV es una diferencia excesiva, se considerará como valor de corte 50 keV. Al considerar sólo los datos que difieren entre 0 y 50 keV se conserva la mitad de la estadística global del detector (debido a que existen muchos sucesos fuera de la diagonal del diagrama de la figura 6.4), pero dicha región presenta el 90 % de los sucesos de la franja central (con lo que se pierde un 10 % de sucesos, pero se gana la seguridad de que los datos son válidos).

II La aparición de líneas horizontales y verticales en la figura 6.4, demuestra que hay partículas que depositan su energía repartiéndola a lo largo del detector, por ejemplo, un suceso deposita su energía en una banda delantera y dos traseras (ver figura 6.6). Un análisis más profundo de los datos, puede aclarar el motivo de éste fenómeno. Al realizar una selección de los sucesos

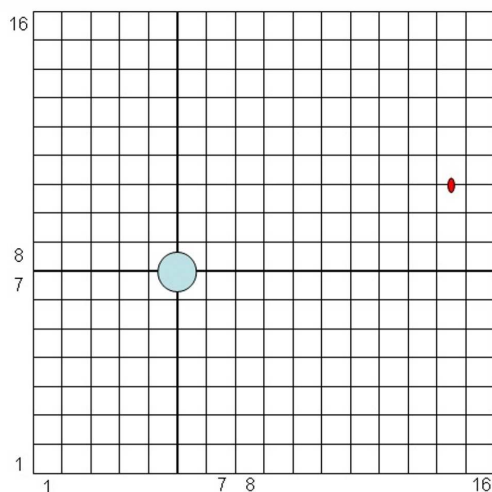


Figura 6.6: *Esquema de las bandas de un DSSSD. El suceso marcado en azul, corresponde a un impacto que deja su señal en una banda delantera (banda 6) y en una trasera (banda 7), El suceso marcado en rojo corresponde a un impacto que deja señal en dos bandas delanteras (14 y 15) y en una trasera (10).*

que alcanzan el detector y son registrados a la vez en más de una banda delantera, o en más de una banda trasera, se obtiene el diagrama de la figura 6.7. Se puede apreciar que la contribución de dichos sucesos es la aparición de las franjas verticales y horizontales. Dicho hecho es fácilmente explicable si se considera que la energía registrada para una partícula es directamente proporcional a la carga que genera en el silicio del detector (y que es recogida por los electrodos que delimitan las bandas), si ésta carga se reparte entre varias bandas, la energía registrada en cada banda será diferente a la energía total de la partícula (aunque la suma de todas las energías registradas si se corresponde con la energía de la partícula). Este reparto no ocurrirá en las bandas traseras, lo que provoca que dichos sucesos se alejen de la diagonal.

De esta manera, se ha identificado el origen uno de los fenómenos observados en la figura 6.4 y se ha identificado la condición que se debe imponer a los datos para eliminar los sucesos correspondientes. Puede parecer que al imponer la condición en energías con la que se seleccionan los sucesos de la diagonal del diagrama bidimensional (que deben ser protones exclusivamente), esta condición resulta innecesaria, pero siempre es posible la existencia de sucesos que se registren en más de una banda y que se encuentren lo suficientemente cerca de la diagonal del diagrama (ésto ocurrirá siempre que el reparto de carga entre bandas sea pequeño),

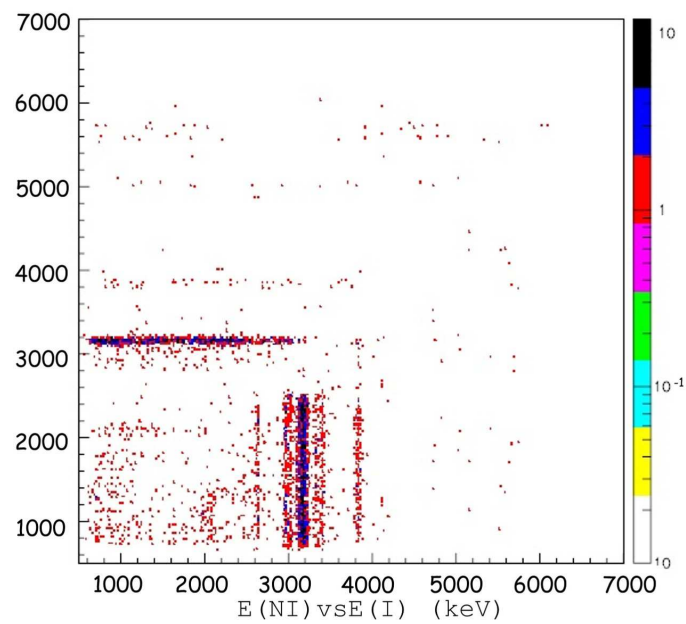


Figura 6.7: Diagrama bidimensional, con la estadística representada en escala logarítmica, que representa la energía depositada en las bandas delanteras frente a la energía depositada en las traseras, para sucesos en los que la partícula es detectada en más de una banda delantera a la vez. Se muestra el detector Silicio 1, para un tiempo de toma de datos de dos horas y media.

Tabla 6.1: Umbrales de ruido utilizados para los detectores delanteros y traseros. en el caso de los detectores delanteros (DSSSD) el ruido está claramente diferenciado de la respuesta β del detector a baja energía (ver figura 6.9(a)). El umbral para VETOS₄ (único calibrado en energía), corresponde a un valor de 350 keV.

| DSSSD | Umbral (keV) | Detector Trasero | Umbral (canales) |
|-------|--------------|------------------|------------------|
| 1 | 220 | 1 | 1000 |
| 2 | — | 2 | 2000 |
| 3 | 220 | 3 | — |
| 4 | 400 | 4 | 300 |
| 5 | — | 5 | 1000 |
| 6 | 220 | 6 | 200 |

III Es necesario asegurarse de que la partícula detectada sea un protón que no vaya acompañado de la señal del positrón emitido en la desintegración β del isótopo de Argon (β -*summing*). Para ello hay que considerar que los positrones, deberían dejar señal en el detector que se encuentra detrás de los DSSSD.

Para poder identificar la llegada de una partícula a dichos detectores, primero es necesario determinar el umbral a partir del cual, dichos detectores presentan ruido. Dicho valor es fácil de obtener a partir de los ficheros de calibración simplemente por observación de los histogramas de la figura 6.8. En dicha figura se puede ver la superposición de los datos de cada uno de los detectores traseros utilizados como VETO para los ficheros de ³³Ar y para las fuentes de calibración α (que se suponen carentes de emisiones de electrones o positrones) así como los umbrales determinados por la ausencia de señal de ruido en los datos de calibración. Si se observa el detector trasero del DSSSD 3, se observa la misma respuesta a las fuentes α y a los positrones del ³³Ar lo que parece indicar algún tipo de problema por lo que no es posible utilizar el umbral determinado con suficiente fiabilidad, por ese motivo no se va a considerar dicho detector trasero. De la figura, se puede obtener pues que los canales que serán utilizados como umbral de ruido para los detectores traseros son los indicados en la tabla 6.1.

Pudiendo determinar si se ha recibido un positrón en un detector trasero, se pueden imponer condiciones de anticoincidencia para asegurar que la partícula detectada en un DSSSD sea un protón y no un positrón o la señal conjunta de ambos.

Las figuras 6.9(a) y 6.9(b) muestran la evolución de los datos con las sucesivas

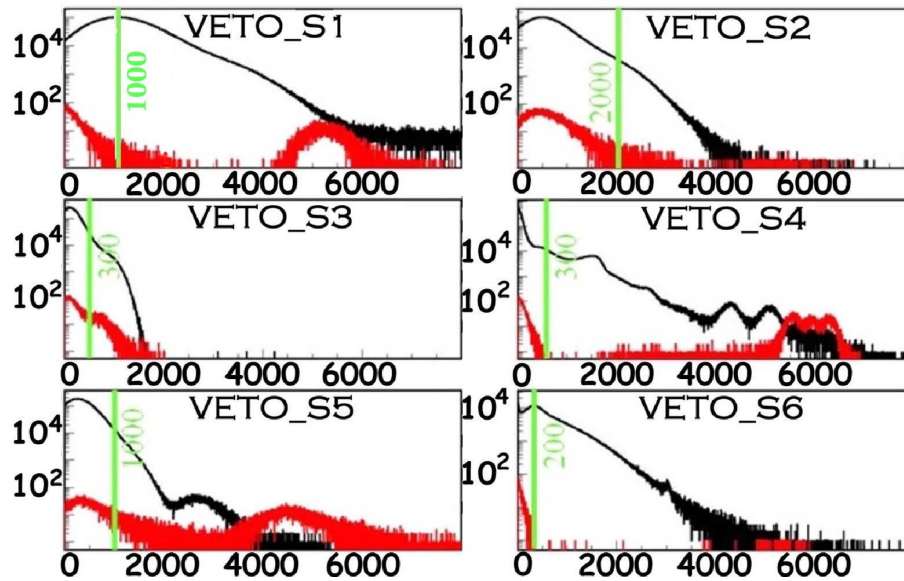


Figura 6.8: Espectro en canales de *VETO_S1*, *VETO_S2*, *VETO_S3*, *VETO_S4*; *VETO_S5* y *VETO_S6* para los ficheros del ^{33}Ar (en negro) y para la fuente de calibración triple α (rojo). En verde, los umbrales de ruido.

condiciones, de manera que puede verse el aumento de la resolución de los picos de protones de menor intensidad (pese a la reducción de estadística).

De ahora en adelante se denominará condición 1 al requerimiento de que cada partícula impacte en una sólo banda delantera y una trasera, condición 2 a que la diferencia de energías depositadas en las bandas frontales y traseras no difiera más de 50 keV ($|E(\text{banda frontal}) - E(\text{banda trasera})| < 50 \text{ keV}$) y condición 3 a la condición de coincidencia con alguno de los *VETO* de los otros detectores (con los umbrales anteriormente expuestos).

Nótese que las dos primeras condiciones se deben imponer, en general siempre que se use un DSSSD, ya que eliminan sucesos no válidos originados por la naturaleza del detectores. Para la obtención de unos espectro de protones finales, se utilizarán las 3 condiciones en todos los detectores.

Sumando los espectros procesados, tanto banda a banda, detector a detector, se han obtenido los espectros de protones finales cuyo análisis se describe a continuación.

6.7.2 Obtención de energías y áreas

Una vez obtenidos los espectros de protones finales, se han realizado dos procesos diferentes para la obtención de la posición (energía) de los picos y sus áreas.

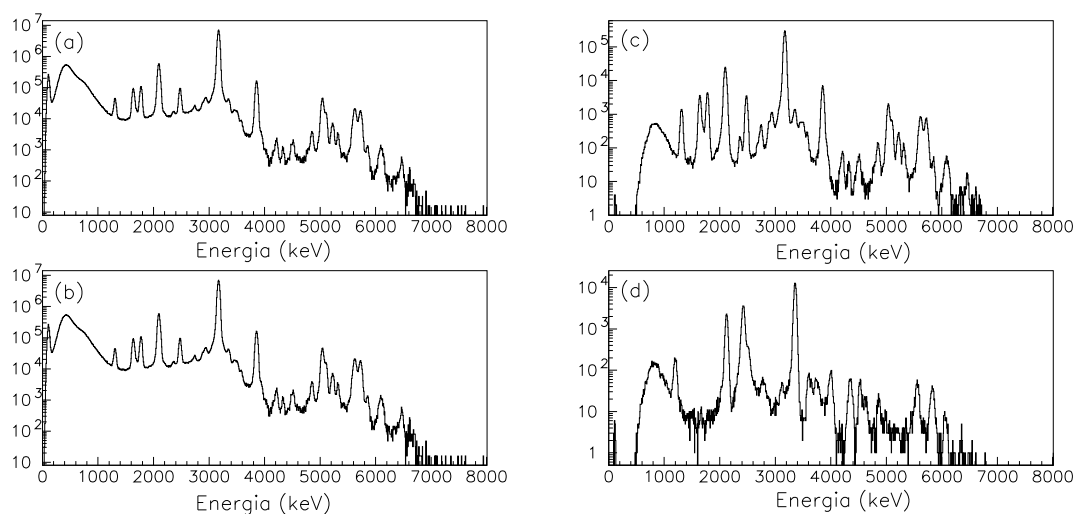


Figura 6.9: Espectros de energía β de la desintegración β del ^{33}Ar medido con los detectores Silicio 1, 3 y 6 correspondiente a toda la estadística (10 horas). (a) Espectro de protones sin condiciones. (b) Mismo espectro con la condición 1 (un impacto por banda). Nótese que no hay diferencia apreciable entre ellos. El ruido se encuentra bien definido a energías inferiores a 220 keV y se diferencia claramente de la respuesta beta del detector. (c) Mismo espectro con las condiciones 1 y 2, con las que se obtiene una reducción de la estadística al 57% con respecto a la inicial inicial. (d) Mismo espectro con la condición 1 (un impacto por banda), 2 ($|E(\text{banda frontal}) - E(\text{banda trasera})| < 50 \text{ keV}$) y 3 (coincidencia con VETO del resto de detectores) con las que se obtiene una reducción de la estadística al 12% con respecto a la inicial inicial. Obsérvese que con las condiciones 1 y 2 hay ya una enorme reducción de fondo β en un factor superior a 100 y el ruido de baja energía desaparece casi totalmente.

En primer lugar, se realizó el ajuste de los picos del espectro a distribuciones gaussianas por medio de programas de ajuste por *mínimos cuadrados* con el paquete PAW de CERN. Cuando los picos no se encontraban aislados o se encontraban sobre un fondo identificable se aumentaba el número de gaussianas del ajuste y se incluía un fondo (habitualmente lineal). De esta manera se pudo identificar tanto la posición del pico (centroide) como su área. Este método presenta un problema para las regiones de baja estadística o para picos de protones poco intensos respecto al fondo sobre el que se encuentra, ya que en estas situaciones parece sobreestimarse el área de los picos.

Debido a este hecho, se procedió a la obtención de la posición y área de los picos por un segundo método. Debido a que la mayoría de los picos presentes en el espectro presentan una anchura del orden de nuestra resolución (50 keV) o ligeramente superiores, es decir, no existen resonancias anchas, se puede identificar visualmente el centro de los picos con un pequeño margen de error. En general, los valores obtenidos por este método son perfectamente compatibles con los valores obtenidos por el ajuste gaussiano. Para la obtención de áreas se integró numéricamente el espectro sumando los contenidos de los canales del histograma del espectro de protones en el rango de canales que se consideraba que abarcaba el pico. Posteriormente se ha sustraído un fondo calculado en base de la forma del espectro (plano o lineal con una cierta pendiente). Este método presenta un mayor error que el anterior, sin embargo se obtienen unos valores muy similares para los picos intensos y permite ver una diferencia del 20% en el área del pico entre los valores gaussianos y la integración numérica para los picos con baja intensidad (siendo estos últimos menores).

En la figura 6.10 puede verse el resultado del ajuste a distribución gaussiana más fondo plano. La integral obtenida con esos parámetros es 5.46×10^6 mientras que la integral numérica obtenida para el mismo rango de canales con la sustracción del fondo lineal es 5.62×10^6 . La diferencia relativa entre valores es de 2,8%. Esta diferencia en áreas se ha incluido en el error de los valores, no obstante, se puede considerar más exacto el valor obtenido numéricamente ya que es la suma de eventos válidos detectados mientras que el valor obtenido a partir de la integral de la distribución gaussiana es el resultado de un ajuste estadístico y una interpolación de valores.

Debido a que los dos metodologías conducen a los mismos resultados para las energías, y para las áreas no hay diferencias significativas, salvo en las regiones de baja estadística (donde la integración numérica con sustracción de fondo lineal parece mucho más fiable), se ha utilizado el segundo método para la determinación de posición y área de todos los picos de protones para mantener un criterio homogéneo a la hora de obtener resultados.

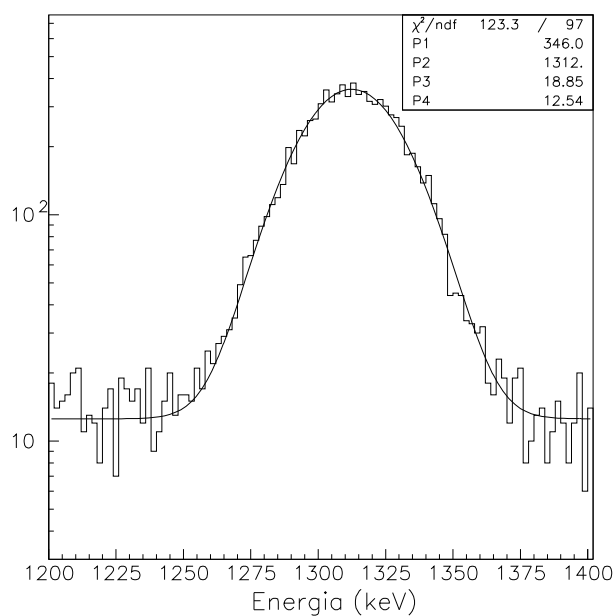


Figura 6.10: Ajuste a distribución gaussiana más fondo plano para el pico de protones a 1312 keV procedente de la desintegración β del ^{33}Ar . Los parámetros indicados son, de arriba a abajo, intensidad, centroide, anchura (σ) e intensidad del fondo.

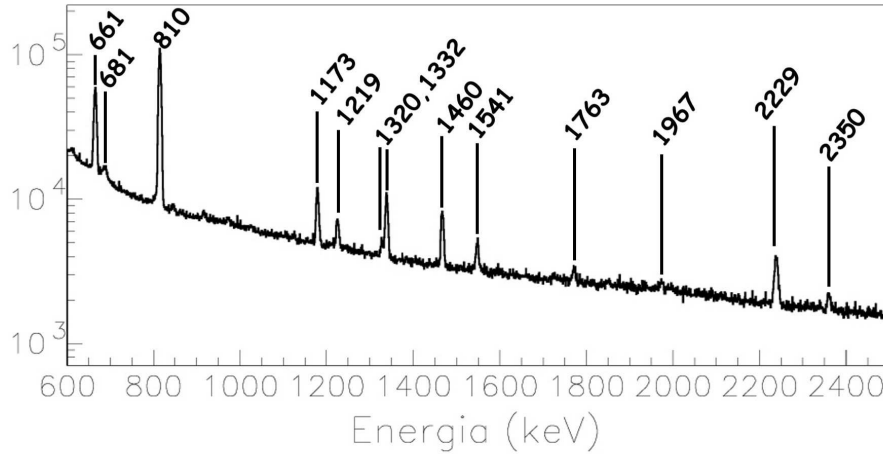


Figura 6.11: Espectro gamma del ^{33}Cl correspondiente a los tres detectores CLOVER para 10 horas de toma de datos.

6.8 Espectro γ

Una vez realizada la calibración en energía (y eficiencia) de los detectores de germanio CLOVER, se procedió a su análisis exhaustivo para identificar sus componentes. En las figuras 6.11 y 6.12 se pueden ver los espectros γ correspondientes a la desintegración β del ^{33}Ar y ^{32}Ar respectivamente con las principales contribuciones indicadas. En las tablas 6.2 y 6.3 se listan las contribuciones observadas así como su procedencia.

Para la obtención de la posición en energía y área de los picos, se han realizado los mismos procedimientos que en el caso de los espectros de protones y los valores finales se han determinado de la misma manera.

Los espectros γ presentan diversas contribuciones. En primer lugar, dado que las fuentes de calibración se mantuvieron cerca de la región de medida durante el experimento, se pueden observar las más intensas (^{60}Co , ^{137}Cs). Pueden observarse también las contribuciones de fondo (^{232}Th , ^{40}K). Existe una pequeña contaminación de ^{35}Ar que puede observarse en el espectro γ . Esta contaminación se debe a que el separador de masas utilizado no es de alta resolución y dado que la producción de ^{35}Ar es superior a la de $^{33,32}\text{Ar}$, la cola de la contribución de ^{35}Ar en la distribución de masas no es despreciable en las masas $A=32$ y $A=33$. Finalmente se pueden observar los rayos γ de nuestros núcleos de interés. En la desintegración del ^{33}Ar , las transiciones a 2351, 1541 y 810 keV proceden de la desexcitación del ^{33}Cl , las transiciones a 2230 y 1548 keV a la desexcitación del ^{32}S , que es el núcleo hijo del emisor de protones. En la desintegración del ^{32}Ar , las transiciones a 461, 707, 1078

Tabla 6.2: Rayos γ identificados en la desintegración del ^{33}Ar . En negrita se muestran los rayos γ relevantes en este estudio. Los picos de ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{232}Th aparecen en todos los espectros.

| E (keV) | Área Pico | Eficiencia | Intensidad relativa | Isótopo Asignado | E tabulada (keV) |
|------------------------------|--------------------|--------------|------------------------|------------------------------------|---------------------|
| 661(1) | 2.58×10^5 | 0.044 | 1000(10) | $^{137}\text{Cs}(\beta)$ | 661.657(3) |
| 681(4) | 1.89×10^5 | 0.043 | 262(5) | Reson. $^{72}\text{Ge}(n,n')$ | 691.43(50) [96] |
| 810.2(1) | 5.64×10^5 | 0.039 | 248(5) | ^{33}Cl | 810.5(3) |
| 1173.1(1) | 1.08×10^5 | 0.032 | 217(5) | $^{60}\text{Co}(\beta)$ | 1173.237(4) |
| 1219(1) | 5.54×10^5 | 0.030 | 93(2) | $^{35}\text{Ar}(\beta)$ | 1219.4(2) |
| 1320(1) | 3.58×10^4 | 0.029 | 46(2) | 511+810.2 keV | 1321.2(2) |
| 1332(1) | 6.37×10^4 | 0.029 | 189(4) | $^{60}\text{Co}(\beta)$ | 1332.501(5) |
| 1460(1) | 6.13×10^4 | 0.027 | 167(3) | $^{40}\text{K}(\beta)$ | 1460.830(2) |
| 1540.9(1)¹ | 5.22×10^4 | 0.026 | 19(1) | ^{33}Cl | 1541.2(8) |
| 1548.5(7)¹ | 1.59×10^4 | 0.026 | 28(1) | ^{32}S | 1547.9(8) |
| 1763(1) | 4.17×10^4 | 0.024 | 48(2) | $^{35}\text{Ar}(\beta)$ | 1763.10(8) |
| 1967(1) | 1.99×10^4 | 0.023 | 34(2) | $^{33}\text{Cl}(\beta)$ | 1967.1(2) |
| 2229.5(1) | 4.51×10^4 | 0.021 | 120(3) | ^{32}S | 2230.2(3) |
| 2350.1(5) | 2.44×10^4 | 0.020 | 24(1) | ^{33}Cl | 2351.7(8) |
| 2613(1) | 2.36×10^4 | 0.019 | 100(3) | $^{232}\text{Th}(\beta)$ | 2614.533(3) |

¹ Debido a que estos picos no se resuelven, las áreas se han obtenido a partir de un ajuste a dos gaussianas.

Tabla 6.3: Rayos γ identificados en la desintegración del ^{32}Ar . En negrita se muestran los rayos γ relevantes en este estudio. Sólo se muestran las líneas γ con una intensidad mayor de un 10 por mil. Los picos con intensidades menores aparecen con energías 1548(2), 1619(1), 1630(1), 1730(1), 2205(1), 2579(1), 2750(1), 3127(1) y 3744(1) keV.

| E (keV) | Área | Eficiencia | Intensidad relativa | Isótopo asignado | E tabulada (keV) |
|------------------|--------------------------------------|--------------|------------------------|---------------------|-----------------------|
| 461(1) | 5.6×10^4 | 0.055 | 66(2) | ^{32}Cl | 461.09(11) |
| 581(1) | 2.2×10^4 | 0.048 | 30(1) | | |
| 661(1) | 6.8×10^4 | 0.044 | 1000(10) | ^{137}Cs | 661.657(3) [96] |
| 707.3(6) | 5.010^4 | 0.042 | 77(2) | ^{32}Cl | 707.4 |
| 725(2) | 7.0×10^3 | 0.042 | 11(1) | | |
| 810(1) | 1.2×10^4 | 0.039 | 20(1) | ^{33}Cl | 810.5(3) |
| 910(1) | 2.9×10^4 | 0.036 | 53(2) | Resonancia Ge(n,n) | 912 |
| 1078.7(2) | 1.25×10^4 | 0.033 | 25(1) | ^{32}Cl | 1078.5 |
| 1119(2) | 6.5×10^3 | 0.032 | 13(1) | | |
| 1173.4(3) | 1.5×10^4 | 0.031 | 31(2) | ^{32}Cl | 1168.4 |
| 1173.4(3) | 9.1×10^4 | 0.031 | 190(4) ¹ | ^{60}Co | 1173.2 |
| 1219(1) | 8.2×10^3 | 0.030 | 17(1) | ^{35}Ar | 1219.3 |
| 1248.1(5) | 2.0×10^4 | 0.030 | 43(5) | ^{31}S | 1248.1(5) [48] |
| 1333(1) | 8.4×10^4 | 0.029 | 188(4) | ^{60}Co | 1332.5 |
| 1369(2) | 5.0×10^3 | 0.028 | 12(1) | ^{24}Na | 1368.633(5) |
| 1461(2) | 9.8×10^4 | 0.027 | 236(3) | ^{40}K | 1460 |
| 1590(1) | 5.0×10^3 | 0.026 | 12(1) | | |
| 1719(1) | 4.1×10^3 | 0.025 | 11(1) | | |
| 1763(1) | 8.0×10^3 | 0.024 | 22(1) | ^{35}Ar | 1763.1 |
| 2104(1) | 1.2×10^5 | 0.023 | 355(5) | | |
| 2230.1(1) | 4.4×10^3 | 0.022 | 13.5(3) | ^{31}S | 2230.1(5) [97] |
| 2230.1(1) | 402 | 0.021 | 1.24(2) ² | ^{33}Cl | 2230.1(3) |
| 2612(1) | 1.9×10^4 | 0.019 | 64(2) | ^{232}Th | 2611.2 |

¹ No se puede resolver del pico de 1173.1 keV. Intensidad relativa obtenida a partir de la del otro pico de la fuente de ^{60}Co ya que sus intensidades deben ser iguales.

² No se puede resolver del pico del ^{31}S . Intensidad relativa obtenida a partir de la del otro pico de ^{33}Cl a través de la relación de intensidades.

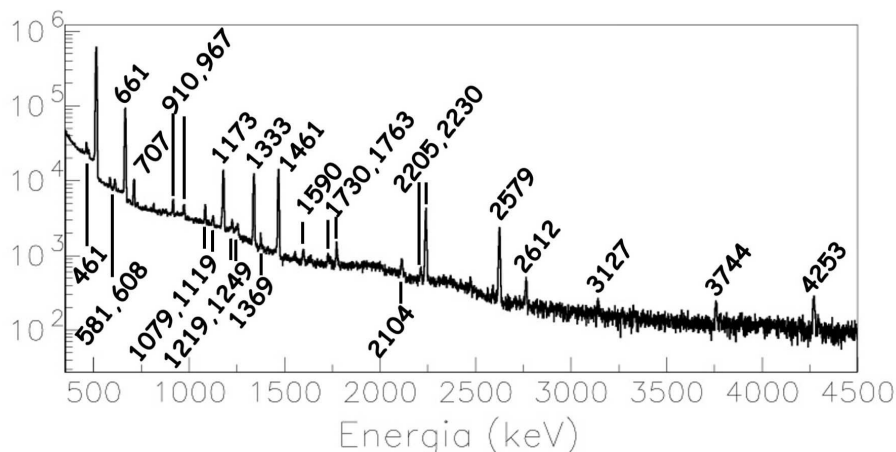


Figura 6.12: *Espectro gamma del ^{32}Cl obtenido por todos los detectores CLOVER en las 13 horas de toma de datos.*

y 1168 keV se deben a la desexcitación del ^{32}Cl y por último la transición a 1248 keV a la desexcitación del ^{31}S .

6.9 Espectro de coincidencias

Una vez identificados los rayos γ procedentes de la desintegración β de cada uno de los núcleos de estudio, dado que se han identificado líneas correspondientes a la desexcitación de niveles en los núcleos hijos de protones (^{32}S y ^{31}S) se puede estudiar el canal $\beta p \gamma$ a través de las coincidencias protón- γ .

Para ello se ha seleccionado una ventana energética estrecha centrada en cada uno de los rayos γ de interés y se han observado los protones que se obtienen en coincidencia con dicha ventana (espectro $\beta p \gamma(\text{total})$), Para eliminar las posibles coincidencias aleatorias protón-fondo(γ) se han tomado dos ventanas, una a cada lado de la ventana inicial con un ancho igual a la mitad de la primera, y se han realizado las coincidencias entre dicho fondo γ y los protones detectados (espectro $\beta p \gamma(\text{fondo})$). De esta manera, restando los dos espectros, se ha obtenido el espectro final de coincidencias (ver figuras 6.13 y 6.14).

Pese a haber realizado el proceso de sustracción del fondo, se ha juzgado que las pequeñas componentes remanentes a las energías de los IAS del ^{33}Ar y ^{32}Ar (3175 y 3358 keV respectivamente) son coincidencias aleatorias debido a la alta intensidad de las transiciones. Con esta suposición se ha podido estimar un factor de sucesos aleatorios en función del cociente de las áreas de dichos picos en el espectro directo

y el de coincidencia. En el caso del espectro $\beta p \gamma$ procedente de la desintegración β del ^{33}Ar dicho factor es 10^{-6} y en el caso del ^{32}Ar es 10^{-5} .

Teniendo en cuenta dichos factores, y la intensidad del resto de los picos de protones de cada espectro, esto situa el umbral de coincidencias aleatorias para los espectros de coincidencias en una cuenta por canal (como valor máximo). Este bajo umbral de aleatorios facilita la identificación de picos en coincidencia.

6.10 Comparación entre espectros directos y en coincidencia

Una vez obtenidos los espectros directo y de coincidencia deben compararse para poder identificar las componentes del segundo. Tras una rápida observación de los espectros de cada isótopo es evidente que existe, en cada uno, un pico de protones en coincidencia que domina el espectro. Dichos picos están a 1312(1) keV, en el caso de los espectros de coincidencia con los rayos γ procedentes del ^{32}S a 2230 keV, y a 1218(3) keV para la coincidencia con los rayos γ procedentes del ^{31}S a 1248 keV.

Escalando los espectros de protones en coincidencia a los correspondientes espectros directos utilizando como factor la eficiencia de detección de cada rayo γ , se observa que los picos de protones mencionados corresponden casi perfectamente tanto en energía como en área en los dos espectros (figuras 6.13 y 6.14). Las discrepancias se deben a la diferencia de imposición de condición de veto en los detectores traseros de los telescopios, que al ser demasiado restrictiva en la estadística (por la limitación en ángulo sólido), no se impuso en el proceso de coincidencia γp . Añadiendo la estimación de ángulo sólido de los detectores PIPS (Si-PAD), se obtuvo un factor que escalaba casi perfectamente los picos de protones en cuestión. Debido a ello, se llegó a la conclusión de que los picos de protones a 1312(1) keV y a 1218(3) keV, procedentes de los estados a 5860(1) y 4084(2) keV del ^{33}Cl y ^{32}Cl respectivamente, provienen en su totalidad de la emisión de un protón a los estados excitados del hijo (desde ahora p_1 y p_2 para transiciones al primer y segundo estado excitado del hijo respectivamente) y que carecen de una componente de emisión al estado fundamental del hijo (desde ahora p_0) coincidente a la misma energía en el sistema de laboratorio. Por coherencia con esta afirmación, y del cálculo, se obtuvieron factores de escala entre los espectros directo y en coincidencia de manera que las áreas de dichos picos coincidieran exactamente (siendo dichos factores muy similares a los obtenidos inicialmente), obteniendo unos factores de escala de 10.9(2) y 7.8(1) para las coincidencias $p\gamma$ de la desintegración β del ^{33}Ar y ^{32}Ar respectivamente.

En el caso del espectro de protones en coincidencia con el rayo γ del ^{32}S a 1548 keV (p_2) (ver figura 6.15), poblado tras la emisión de protones desde los estados excitados del ^{33}Cl , no se observa el pico de protones a 1312(1) keV usado para normalizar.

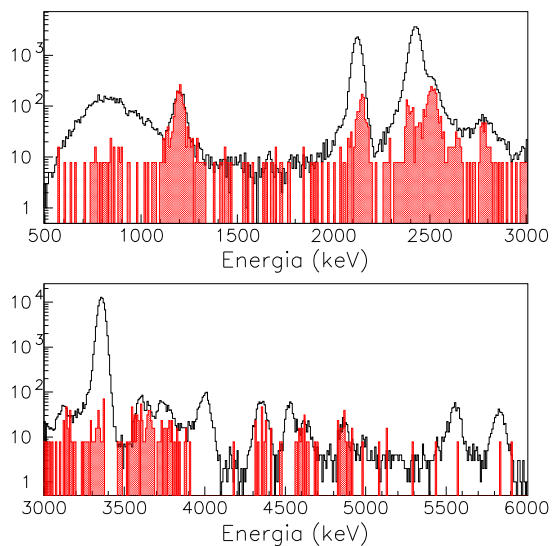


Figura 6.13: *En negro espectro directo de protones procedente de la desintegración β del ^{32}Ar . En rojo, espectro de coincidencias γp escalado.*

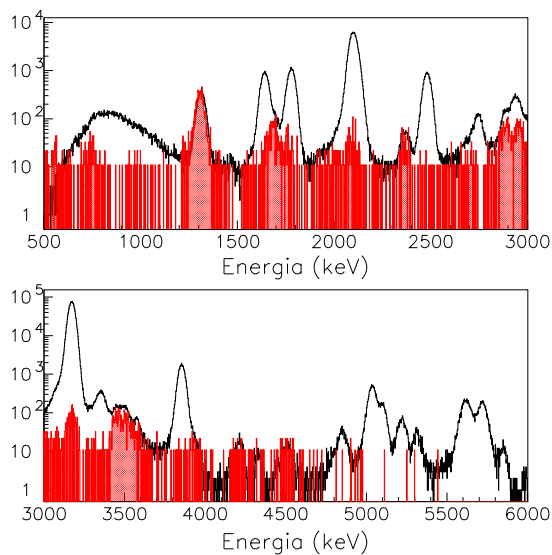


Figura 6.14: *En negro espectro directo de protones procedente de la desintegración β del ^{33}Ar . En rojo, espectro de coincidencias $\gamma p(2230)$ escalado.*

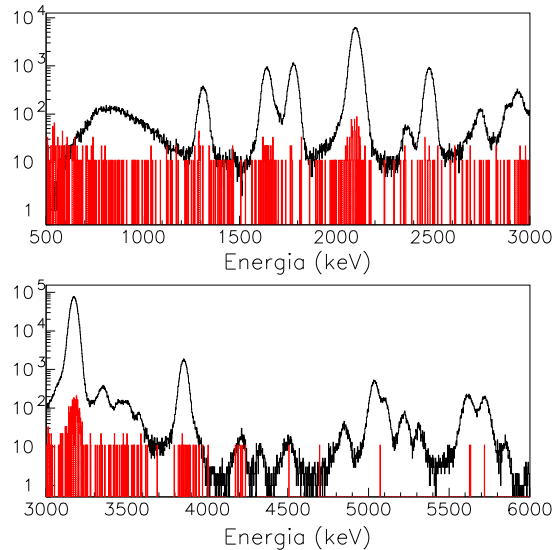


Figura 6.15: *En negro espectro directo de protones procedente de la desintegración β del ^{33}Ar . En rojo, espectro de coincidencias $\gamma p(1548)$ escalado.*

Dado que no hay ningún pico de referencia que se sepa (o pueda suponer) que es una componente p_2 exclusivamente (es decir, que no hay una componente p_0 a la misma energía), se ha aplicado el mismo factor de normalización obtenido en la coincidencia con el rayo γ a 2230 keV corregido con el cocientes de las eficiencias de detección de cada rayo γ , obteniendo así un nuevo factor para este espectro.

Una vez determinada la coincidencia total de dichos picos de protones se observan 3 situaciones diferentes en los epsectros:

- Otros picos de protones tomados como p_0 en un principio, son en realidad picos p_1 o p_2 al 100% de intensidad.
- Algunos picos de protones p_0 , presentan una componente p_1 o p_2 coincidente en energía, pero la intensidad de estas contribuciones es, en general, inferior al 60% de la intensidad total a esa energía.
- Ciertos picos de protones p_0 , poseen componentes p_1 o p_2 muy próximas en energía cuya intensidad se había asignado inicialmente a la transición p_0 . En estos casos, se sustrajeron las áreas de las componentes p_1 y p_2 de la componente p_0 para obtener su área correctamente.

Por tanto, se han podido identificar transiciones p_0 coincidentes en energía con

transiciones p_1 o p_2 y se han podido distinguir hasta el punto de obtener la intensidad de cada contribución por separado.

6.11 Cálculo de las *razones de ramificación*

Para obtener las *razones de ramificación* para cada transición observada (p_0 , p_1 y p_2), en primer lugar se han calculado las intensidades relativas de cada transición observada respecto a las transiciones p_0 desde el IAS.

En el caso de protones de energías superiores a 5.8 MeV, como se ha explicado anteriormente, las áreas utilizadas proceden del detector de 1000 μm tras aplicar el factor de escala.

Para convertir las intensidades relativas de las transiciones de protones observadas con el detector delgado de 64 μm se han normalizado dichas intensidades a las *razones de ramificación* obtenidas por los detectores de 300 μm para la transición a 1.2 MeV en el caso de la desintegración del ^{32}Ar y para la transición a 1.6 MeV en el caso de la desintegración del ^{33}Ar (transiciones que habían sido usadas utilizadas como punto relativo para el resto de transiciones en el detector delgado).

Una vez obtenidas las intensidades relativas sólo hay que determinar la *razón de ramificación* de dicha transición p_0 para obtener los valores definitivos.

En el caso de la *razón de ramificación* de la transición p_0 desde el IAS de ^{32}Ar en ^{32}Cl se usará un valor experimental obtenido recientemente con gran precisión, dicho valor es 20.50(13)% [49].

En el caso de la alimentación del IAS del ^{33}Ar en ^{33}Cl , a falta de un valor experimental reciente, se ha asumido que puede calcularse la alimentación a partir de su componente Fermi, dado que la componente Gamow-Teller es pequeña y posteriormente se incorporará dicha componente obtenida experimentalmente [98].

El valor del elemento de matriz se puede calcular como:

$$M_F = \sqrt{T(T+1) - T_z(T_z+1)} \quad (6.7)$$

Dado que el ^{33}Ar tiene $T = 3/2$ y $T_z = -3/2$ se obtiene un elemento de matriz igual a $\sqrt{3}$.

Por tanto, se ha deducido un *valor ft* de 2048 s. Como el cociente entre los *elementos de matriz Gamow-Teller y Fermi* para esta transición al IAS es 0.044(2) [98] y el cociente entre las *constantes de acoplo axial y vectorial* es 1.2695(29) [100] se puede utilizar una reexpresión de la ecuación 4.9 para calcular el *valor ft* final.

De esta manera se llega a un *valor ft* final de 1962(20) s para la alimentación del IAS del ^{33}Ar .

Teniendo en cuenta ahora la relación entre el *valor ft* de una transición y su *razón de ramificación* (ecuación 1.38), sólo es necesario conocer el *Factor de Fermi* para dicha transición. Dicho valor calculado utilizando la energía del IAS en ^{33}Cl ,

5.5478(9) MeV, es 3501(4) [79]. Utilizando la vida media del ^{33}Ar , 173.9(9) ms, el valor de la *razón de ramificación* para la transición p_0 desde el IAS es 31.0(14)%.

Normalizando las intensidades relativas de las transiciones de protones observadas en la desintegración β del ^{33}Ar y ^{32}Ar con los valores de la alimentación del IAS en cada caso, se obtienen las *razones de ramificación* para cada una de ellas. Al sumar las contribuciones se puede obtener una *razón de ramificación* total para el canal βp de cada desintegración. De esta manera se obtiene un valor de 36.9(17)% para la razón de ramificación del canal βp de la desintegración β del ^{33}Ar y de 35.3(2)% en el caso de la desintegración β del ^{32}Ar (dichos valores se pueden obtener como la suma de las alimentaciones de las tablas 7.2 y 7.4). Estos valores pueden compararse a los resultados de trabajos previos siendo 38.7(10)% el resultado de [63] para el canal βp de la desintegración del ^{33}Ar y 40(4)% el resultado de [85] para el canal βp de la desintegración del ^{32}Ar . En el primero de los casos los resultados son compatibles, pero para la *razón de ramificación* βp de la desintegración del ^{32}Ar los resultados son incompatibles pese a la gran barra de error que presenta el resultado de [63]. Este último resultado puede ser comparado también con el valor obtenido recientemente en el trabajo [49], en él se obtiene un valor de 35.58(22)%, valor perfectamente compatible con el obtenido en este trabajo. Cabe destacar no obstante, que dado que se han normalizado las intensidades relativas con la alimentación del IAS procedente de [49], es de esperar que los resultados de este trabajo sean comparables.

6.11.1 Eficiencia de detección en el detector de 64 μm

Al comparar con trabajos previos la intensidad obtenida en este trabajo para la transición de protón a 600 keV en la desintegración β del ^{32}Ar , se ha observado que el valor obtenido es significativamente inferior. Mientras que en trabajos previos [85], [89] y [49] se han obtenido valores de 0.42(21)%, 0.35(6)% y 0.385(8)% respectivamente, en este trabajo se ha obtenido el valor 0.094(5)%. Dada la coherencia entre los valores previos, se ha decidido comprobar la eficiencia de detección a baja energía del detector delgado de 64 μm utilizado para la determinación de esta transición.

Para realizar la comprobación de la eficiencia de detección, se ha procedido a la obtención del área de los picos de protones a 603(4), 1218(3) y 2123(3) keV del espectro de protones procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar individualmente para cada banda del detector. A continuación se han realizado los cocientes de las áreas y se ha observado la existencia de dependencia en la banda en la que se detecta el protón en el caso del pico de protones a 603(4) keV (no así para el caso de la transición a 1218(3)). Dichos cocientes de áreas pueden observarse en las figuras ?? y ??.

El origen aparente de la reducción de eficiencia de detección es un elevado umbral

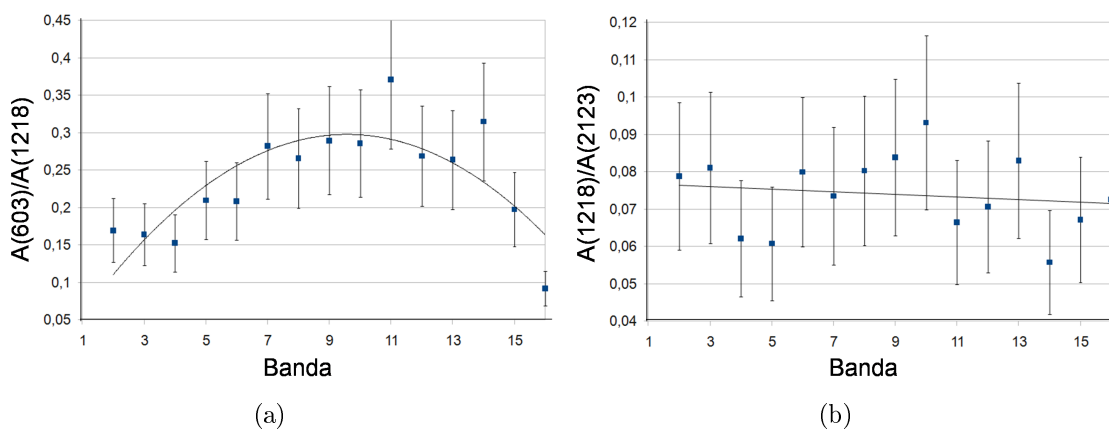


Figura 6.16: Análisis de la eficiencia de detección a baja energía del detector Silicio 4 de $64 \mu\text{m}$. (a) Cociente de áreas de los picos a 603(4) y 1218(3) keV procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar para cada banda del detector de $64 \mu\text{m}$ respecto a cada banda. (b) Cociente de áreas de los picos a 1218(3) y 2123(3) keV procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar para cada banda del detector de $64 \mu\text{m}$ respecto a cada banda.

electrónico de detección en el proceso de adquisición de los datos. Dado que este efecto no puede ser evaluado de manera precisa. Se ha decidido utilizar el valor medio de los resultados previos para la *razón de ramificación* de la transición a 603(4) keV. Dicho valor medio es 0.38(1) %.

6.11.2 Cálculo de la alimentación de estados fundamentales

Dado que en nuestro experimento sólo podemos observar la población de estados a través de las emisiones de protones o radiación γ desde éstos, los estados fundamentales son inaccesibles en este estudio. Sin embargo, utilizando la simetría de isoespín y dado que las desintegraciones de los núcleos espejo ^{33}P y ^{32}Si presentan datos sobre la población de los estados fundamentales de sus hijos β (^{33}S y ^{32}P), se ha podido calcular la *razón de ramificación* de la población de los estados fundamentales de nuestros núcleos de estudio.

En el caso de la desintegración β ^{33}Ar , la desintegración del núcleo espejo del ^{33}Cl , $^{33}\text{P} \rightarrow ^{33}\text{S}$, se puebla el estado fundamental del hijo con una razón de ramificación del 100%, con vida media de desintegración de 25.34(12) días y valor $Q_\beta = 248.5(11)$ keV [65]. A partir de la expresión 1.38 se puede obtener un *valor ft* de $107.3(22) \cdot 10^3$ s. Utilizando este valor en la expresión 1.38 de nuevo, suponiendo el mismo *valor ft* de la desintegración espejo para la desintegración β del ^{33}Ar , se obtiene una *razón de ramificación* para la población del estado fundamental del ^{33}Cl de 18.7(4) %.

En el caso de la desintegración β ^{32}Ar , la desintegración del núcleo espejo del

| Núcleo | E_γ | $I_{rel\gamma}$ % | $I_{rel\gamma}$ % [85] |
|------------------|------------|-------------------|------------------------|
| ^{32}Cl | 89.9(1) | – | 36.5 |
| | 461.1(1) | 83(17) | 100 |
| | 707.4(2) | 100(3) | 100 |
| | 1078.7(2) | 31(5) | 36.5 |
| | 1168.5(2) | 39(5) | 37.0 |
| ^{31}S | 1248.4(3) | | 1.9(2) |

Tabla 6.4: Lista de los rayos γ de la desintegración del ^{32}Ar . Los valores de energía dados son valores de referencia [48], no los obtenidos en este trabajo.

^{32}Cl , $^{32}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{P}$ también se puebla el estado fundamental del hijo con una *razón de ramificación* del 100%, con vida media de desintegración de 150(10) años y valor $Q_\beta=224.5(22)$ keV [65]. De estos valores se obtiene un *valor ft* de $1.51(10) \times 10^8$ s del que se deduce una alimentación al estado fundamental del ^{32}Cl de $5.9(3) \times 10^{-3}\%$. Este valor es claramente compatible con la cota superior experimental de 2% obtenida en [85].

6.11.3 Cálculo de la alimentación de los estados ligados

Obtenida la alimentación de los estados excitados emisores de protones y de los estados fundamentales de cada núcleo de estudio, sólo queda obtener la alimentación de los estados excitados ligados, es decir, los estados cuya desintegración es a través de la emisión de rayos γ .

Las intensidades relativas de los rayos γ procedentes de la desintegración del ^{33}Ar y ^{32}Ar pueden verse en las tablas 6.2 y 6.3 (intensidades relativas a la transición γ más intensa observada en cada espectro).

Al comparar dichas intensidades con los valores adoptados en [85] y [63] (ver tablas 6.5 y 6.4) se observa que los valores obtenidos presentan algunas discrepancias. Además, la calidad del espectro γ es reducida (además de poseer baja resolución) ya que se encuentra contaminado por la presencia de las fuentes de calibración de energías cercanas a alguno de los rayos γ procedentes de la desintegración. Debido a estos hechos, se ha decidido usar la información obtenida por los detectores CLOVER sólo en lo referente a las coincidencias p- γ , como era el propósito del experimento, y usar las intensidades tabuladas (de mayor precisión) para las emisiones $\beta\gamma$.

Se ha considerado que los estados emisores de protones sólo presentan ese tipo de desintegración y que, por tanto, no sufren desintegración γ (a excepción del IAS de ^{32}Ar en ^{32}Cl como se tratará en la siguiente sección). Con esa aproximación, si se considera que se han detectado todas las emisiones de protones desde estados excitados y dado que se ha calculado la alimentación del estado fundamental en

| Núcleo | E_γ | $I_{rel\gamma}$ % | $I_{rel\gamma}$ % [63] |
|------------------|------------|-------------------|------------------------|
| ^{33}Cl | 810.5(1) | 100(1) | 100 |
| | 1547.9(8) | 3.6(2) | 2.4(5) |
| | 2351.7(2) | 1.3(2) | 1.7(5) |
| ^{32}S | 2230.2(3) | 6.1(2) | 1.7(5) |
| | 1547.9(8) | 0.6(1) | 2.4(5) |

Tabla 6.5: Lista de los rayos γ de la desintegración del ^{33}Ar . Los valores de energía dados son valores de referencia [48], no los obtenidos en este trabajo.

cada caso, se puede obtener la alimentación de estados excitados ligados como la diferencia de 100% y las *razones de ramificación* del estado fundamental y los estados emisores de protones.

Sumando las *razones de ramificación* totales para la emisión de protones procedentes de la desintegración del ^{33}Ar (36.9(17)%, valor que se puede obtener sumando todas las *razones de ramificación* de la tabla 7.2) y del estado fundamental (18.7(4)%) se obtiene un valor total de 55.6(17)%. A partir de este valor se deduce que la *razón de ramificación* de los estados excitados ligados es 44.4(17)%. Utilizando este mismo proceso de cálculo, en [63] se obtiene un resultado de 42.8(15)%, valor en claro acuerdo con el resultado de este trabajo.

Por el mismo procedimiento, se obtiene que la *razón de ramificación* total para la emisión de protones procedentes de la desintegración del ^{32}Ar es 35.3(2)% y la alimentación del estado fundamental es $5.9(3) \times 10^{-3}\%$, por lo que la *razón de ramificación* de los estados excitados ligados es 64.7(3)%. Este resultado puede ser comparado con el resultado previo procedente de [85] cuyo valor es 57(3)%. Dado que el resultado de este trabajo se ha obtenido a partir de la diferencia del total de la intensidad y la intensidad medida para el canal βp (además de la contribución del estado fundamental) y puesto que en [85] se obtiene un valor de 40(4)% (frente a 35.3(2)% en este trabajo), la diferencia entre resultados está justificada en el reparto entre canales. Hay que tener en cuenta también, que en [85] no se consideró que parte de la alimentación del IAS se desexcita por emisión γ lo que afecta también a la diferencia entre resultados.

6.11.4 Emisión γ desde el IAS

En el caso de la desintegración β del ^{33}Ar no hay constancia previa de emisión γ desde el IAS.

En el caso de la desintegración β del ^{32}Ar se ha observado la desexcitación γ desde el IAS [49] al estado a 1168(5) KeV, por tanto, para obtener la alimentación final del IAS de dicho estado hay que tener en cuenta esta desintegración. En la

6.12 Cálculo de la *distribución de intensidad* β Gamow-Teller B(GT) 209

| E_{IAS} (keV) | E_γ (keV) | Estado final en ^{32}Cl (MeV) | $I_{rel\gamma}$ % [49] |
|-----------------|------------------|--|------------------------|
| 5046.3(4) | 5046 | 0 | 0.10(2) |
| | 3878 | 1168(5) | 1.58(8) |
| | 2838 | 2213(3) | 0.24(3) |

Tabla 6.6: Lista de los rayos γ procedentes de la desintegración del IAS de ^{32}Ar en ^{32}Cl .

tabla 6.6 se muestran las transiciones γ desde el IAS de ^{32}Ar en ^{32}Cl y sus razones de ramificación.

De esta manera se obtiene una intensidad de 1.92(10)% para la desintegración γ desde el IAS que debe descontarse de la intensidad obtenida para las emisiones $\beta\gamma$ del ^{32}Ar , 64.7(3)%, ya que dicha intensidad no procede de los estados ligados sino de los emisores de protones. De esta manera se obtiene la alimentación total del nivel a 1168(5) keV en ^{32}Cl con un valor de 62.78(3)%.

6.12 Cálculo de la *distribución de intensidad* β Gamow-Teller B(GT)

Para calcular la *distribución de intensidad* β Gamow-Teller (B(GT)) para cada transición, se ha obtenido en primer lugar el *valor ft* de cada transición utilizando la expresión 1.38 a partir de su *razón de ramificación* (BR_λ), de la vida media de cada isótopo de Argon (173.9(9) ms para ^{33}Ar y 100.5(3) ms para ^{32}Ar) y del *factor de fase de Fermi* [79]. Obtenidos los *valores ft*, se ha considerado que no hay componente Fermi para las transiciones observadas (salvo para los IAS, hecho que se discutirá más adelante), hecho que es sólo una aproximación ya que pueden existir *componente prohibidas* de tipo Fermi, aunque su contribución se supondrá despreciable.

En el caso de la alimentación del IAS del ^{33}Ar , su componente Gamow-Teller se ha tomado de [98] ya que su valor no se ha podido determinar en este trabajo. En el caso del IAS del ^{32}Ar , como es una transición $0^+ \rightarrow 0^+$ es una *transición prohibida* Gamow-Teller, así que en este caso, no hay contribución al B(GT) desde este estado.

Como en el caso de la desintegración β del ^{17}Ne , se ha utilizado la ecuación 1.55 para realizar el cálculo del B(GT). Las distribuciones de B(GT) obtenidas pueden verse en las figuras 6.17 y 6.18.

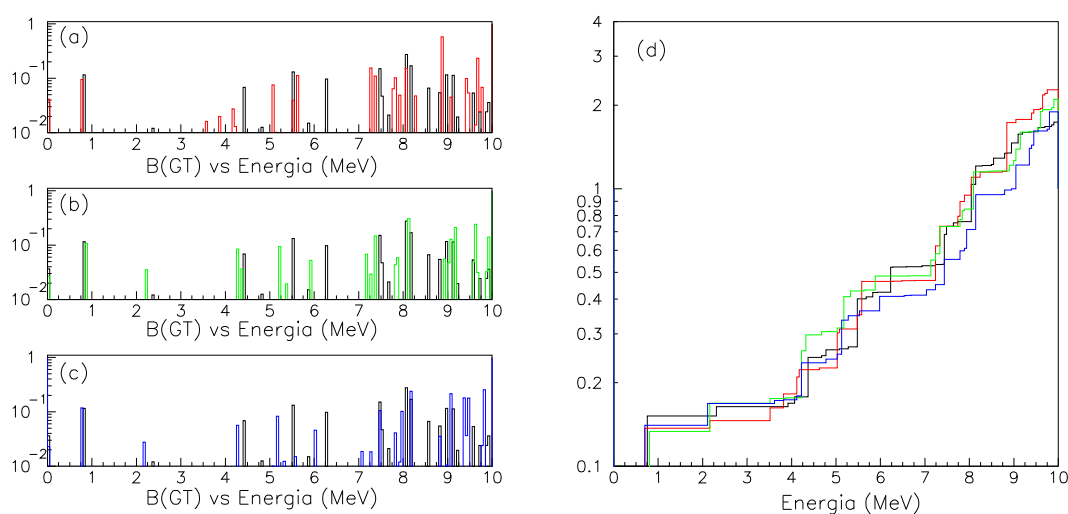


Figura 6.17: (a) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales de la desintegración β del ^{33}Ar respecto a los cálculos de modelo de capas USD [81] (rojo). (b) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales respecto a los cálculos de modelo de capas USDa [82] (verde). (c) Misma comparación con respecto a los cálculos de modelo de capas USDb [82] (azul). (d) Comparación del valor acumulado $B(GT)$ experimental con respecto al valor acumulado para los modelos teóricos anteriores.

6.12 Cálculo de la *distribución de intensidad* β Gamow-Teller $B(GT)$ 211

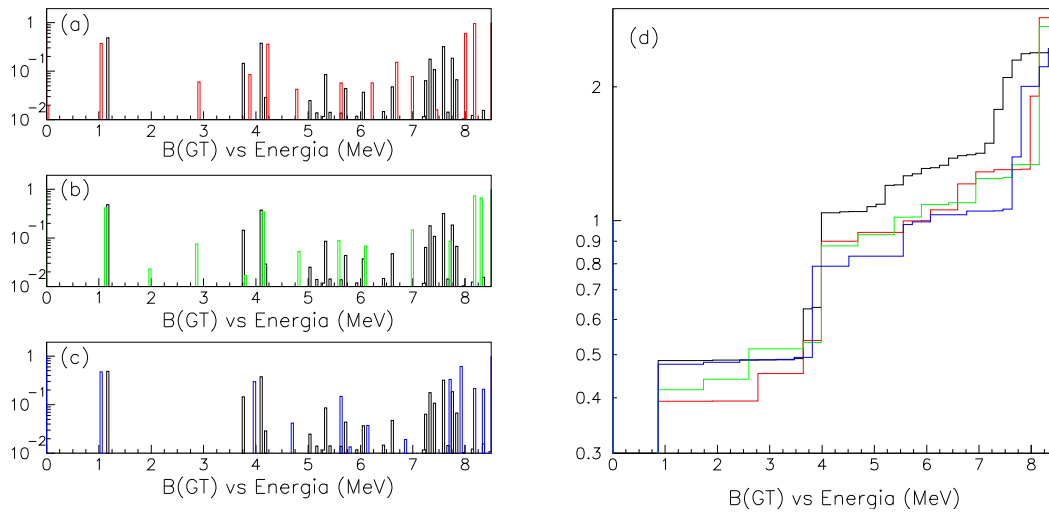


Figura 6.18: (a) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales de la desintegración β del ^{32}Ar respecto a los cálculos de modelo de capas USD [81] (rojo). (b) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales respecto a los cálculos de modelo de capas USDa [82] (verde). (c) Misma comparación con respecto a los cálculos de modelo de capas USDb [82] (azul). (d) Comparación del valor acumulado $B(GT)$ experimental con respecto al valor acumulado para los modelos teóricos anteriores.

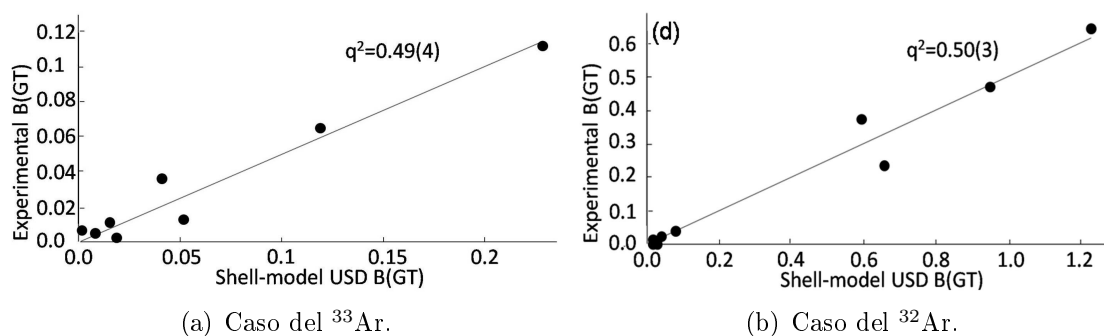


Figura 6.19: Cálculo del factor de *quenching* obtenido a partir de los resultados de las tablas 7.3,7.5.

6.13 Cálculo del *factor de quenching*

Para los núcleos de la capa *sd* como los isótopos de Argon, el valor típico del *factor de quenching* se encuentra entre 0.5 y 0.6 [101]. A partir de los valores obtenidos para el B(GT) comparando con las predicciones del modelo de capas para estos núcleos, puede calcularse dicho factor.

A partir de los resultados obtenidos para el B(GT) a partir de los datos de la desintegración β del ^{33}Ar se ha podido calcular el *factor de quenching*. Para ello se han elegido las transiciones en las que la posición del nivel experimental se aproxima a la teórica. Con este argumento se han utilizado las 8 transiciones que son mejor reproducidas por el modelo de capas, con valores de B(GT) entre 0.01 y 0.22 en un rango energético entre 0.8 y 9.9 MeV. A partir de dichos valores, si se representan los valores experimentales frente a los teóricos y se realiza un ajuste lineal de los mismo, dado que el *factor de quenching* es el factor de escala entre ambos, la pendiente de dicho ajuste será el *factor de quenching* que se busca. El resultado de dicho ajuste (que puede verse en la figura 6.19(a)) conduce a un valor de 0.49(4).

En el caso del ^{32}Ar , utilizando las 9 transiciones mejor reproducidas por los cálculos teóricos que se encuentran en una amplia región energética (desde 1 hasta 8 MeV) y para un amplio rango de valores del B(GT) (desde 0.01 hasta 1.2), de nuevo se puede realizar un ajuste lineal de los valores B(GT)(experimental) frente a B(GT)(teórico) y obtener así el *factor de quenching*. El resultado de dicho ajuste, que conduce a un valor de 0.50(3) puede verse en la figura 6.19(b). En el cálculo se ha excluido la contribución del nivel a 3771(3) keV, que pese a tener una alta razón de ramificación (y un alto valor B(GT)), dicha transición no se ve reproducida por los cálculos de *Modelo de Capas*, no pudiendo ser posible la correspondencia entre un nivel experimental y predicción teórica por falta de un candidato similar en un rango de más de 1 MeV.

Los dos valores obtenidos son consistentes entre sí y se encuentran en el rango

esperado de valores [101].

Capítulo 7

Resultados $^{32,33}\text{Ar}$

Para poder comparar los resultados obtenidos con los trabajos previos, en primer lugar se debe tener en cuenta que los valores de energía de los picos de protones observados tienen que ser sensiblemente diferentes. El motivo de esta diferencia es la variación de la energía de uno de los principales puntos de calibración. Como se ha explicado en diversas ocasiones, se ha utilizado (entre otros) el pico de protones procedente del IAS de ^{33}Ar en ^{33}Cl a 3171.5(8) keV para calibrar, pero este mismo pico se utilizó en trabajos previos para calibrar con una energía de 3167.6(12) keV. Esta diferencia en la relación lineal canal-energía supone una pequeña diferencia entre valores a baja energía, pero a energías cerca de 5 MeV, los valores presentan grandes discrepancias. Para tener en cuenta este hecho, se han proyectado los valores de trabajos anteriores (principalmente [89]) para una fácil identificación de los picos observados en común. Dicha proyección se ha realizado a través de una recta que pasa por nuestros dos puntos de calibración y los relaciona con los puntos usados en [89]. Dichos puntos son 1643.4(14) y 3171.5(8) keV en nuestro caso y 1643.4(14) y 3167.6(12) keV en el caso de [89]. La presencia del punto común a baja energía hace que las principales diferencias se encuentren a alta energía. Una comparativa de valores se puede ver en la tabla 7.1. Este proceso de proyección de valores se ha realizado para las energías de los picos de protones procedentes tanto de la desintegración β del ^{33}Ar como del ^{32}Ar de las referencias [89, 85, 63] ya que en todas ellas se usaba el la energía del pico de protones del IAS de ^{33}Ar a 3167.6(12) keV para calibrar. Los resultados de dicha proyección para los valores de las referencias no se incluyen en las tablas de resultados ya que se trata de números manipulados para propósitos de identificación de picos y no con fines comparativos.

Para la comparación de las *razones de ramificación* obtenidas en este trabajo con respecto a los trabajos citados, de nuevo es necesario realizar una corrección de los valores publicados, pero esta vez sólo en el caso de las *razones de ramificación* de los picos de protones procedentes de la desintegración β del ^{32}Ar . En este caso, los resultados de [89] y [85] se encuentran normalizados a 1000 y 229 respectivamente

Tabla 7.1: Listado de las energías de los protones observados tras la desintegración beta de ^{33}Ar y su correspondiente corrección con la nueva determinación del IAS del ^{33}Cl [47].

| E_p (keV) D. Schardt et al [89] | E_p (keV) Valores corregidos | E_p (keV) D. Schardt et al [89] | E_p (keV) Valores corregidos |
|--------------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|
| 1321(2) | 1320(2) | 2948(2) | 2951(2) |
| 1643,4(14) | 1643,4(14) | 3167,6(12) [89] | 3171,5(0,8) [47] |
| 1665(4) | 1665(4) | 3347(3) | 3351(3) |
| 1697(2) | 1697(2) | 3508(3) | 3513(3) |
| 1750(2) | 1750(2) | 3850(3) | 3855(3) |
| 1780(2) | 1780(2) | 4846(4) | 4854(4) |
| 2096(2) | 2097(2) | 5033(5) | 5042(5) |
| 2121(2) | 2122(2) | 5098(5) | 5107(5) |
| 2364(2) | 2366(2) | 5219(5) | 5228(5) |
| 2478(2) | 2480(2) | 5312(5) | 5321(5) |
| 2740(2) | 2743(2) | 5613(6) | 5623(6) |
| 2882(2) | 2885(2) | 5719(6) | 5729(6) |
| 2927(2) | 2930(2) | | |

(siendo el segundo la razón de ramificación del IAS de ^{32}Ar en tanto por mil). Como en este trabajo se ha usado el valor reciente de [49] (20.50(13)%) para normalizar y se trata de un valor significativamente diferente al usado en [85], las dos series de valores se han normalizado al valor usado en este trabajo para poder comparar directamente los resultados. Los valores renormalizados son los presentes en las tablas 7.2 y 7.4.

7.1 Resultados: ^{33}Ar

Una vez obtenidos los resultados del análisis de los espectros directo y en coincidencias (resultados que pueden verse en las tablas 7.2 y 7.3) es necesaria una comparación con los resultados obtenidos en los trabajos anteriores para una correcta evaluación de la información obtenida. En los dos trabajos en esta misma línea ([89] y [63]) se analizan las emisiones de protones al estado fundamental del ^{32}S y la población del primer estado excitado, ya sea por obtención directa del espectro de coincidencias o por métodos indirectos. En este trabajo se han podido identificar todas las líneas observadas en estos trabajos previos además de ampliar la información acerca de las transiciones de protones p_0 , p_1 y p_2 .

Al considerar los picos p_0 que se han obtenido en este trabajo, podemos observar un gran número de nuevas líneas de protones a altas energías. Dado que la intensidad de dichos picos es reducida, en trabajos anteriores no fueron capaces de detectarlas o su asignación era demasiado arriesgada. Asimismo, la utilización en este trabajo de un detector grueso para la detección de protones de alta energía ha contribuido a la obtención de información en esta región. Las *razones de ramificación* que se obtienen para los protones p_0 son, en general, compatibles con los valores de [89] y [63], sin embargo, estos últimos tienden a ser superiores a los nuestros, sobretudo en las asignaciones de picos p_0 de estos trabajos con componentes p_1 y p_2 según este texto.

En la emisión de protones en transiciones p_1 y p_2 se ha podido obtener abundante información nueva. Mientras que en [89] y [63] se observaban 5 y 3 transiciones p_1 respectivamente, en este trabajo se han podido identificar hasta 20 transiciones p_1 y 3 transiciones p_2 y en 19 de ellas se han podido asociar dichas transiciones a estados excitados con transiciones p_0 procedentes del mismo nivel excitado en ^{33}Cl . En unos pocos casos de asignación de transiciones p_1 se ha podido separar una componente p_0 a la misma energía, como los picos a 3571(2) y 4202(2) keV. Este hecho es mucho más evidente en los resultados del ^{32}Ar que se discutirán más adelante.

7.1.1 Energías de excitación

Se ha utilizado la ecuación 6.6 para realizar la conversión de energía en sistema de laboratorio (E_p) a sistema centro de masas ($E(^{33}\text{Cl})$). Los niveles resultantes de esta conversión para las transiciones al estado fundamental del ^{33}Cl se han comparado con las transiciones a los estados excitados. Cuando la energía reconstruida a partir de una transición p_0 se diferencia en menos de 20 keV de la energía reconstruida a partir de una transición p_1 o p_2 , se ha considerado que se trata del mismo nivel. En estos casos, se ha decidido mantener la energía obtenida a partir de la transición p_0 . Ésto se debe a que en las transiciones a estados excitados (p_1 y p_2) la energía se ha determinado con una barra de error mayor debido a su intensidad reducida frente a las transiciones observadas en los espectros directos.

Gracias a la detección de las nuevas líneas de protones, no sólo se han podido observar nuevos modos de desintegración procedentes de niveles de excitación en ^{33}Cl ya conocidos, sino que se han podido identificar nuevos niveles. Hasta una energía de excitación 8 MeV, los niveles habían sido previamente identificados, sin embargo, al subir en energía se han podido identificar nuevos niveles gracias al uso del detector Silicio 5 de 1000 μm (que ha permitido detectar protones de energías por encima de 6 MeV con gran eficiencia). Varios de estos niveles están confirmados no sólo por la detección de sus emisiones p_0 sino también por sus emisiones p_1 asociadas. Estos niveles a alta energía de excitación con emisiones p_0 y p_1 asociadas son aquellos a 8557(8), 8841(2), 8957(10), 9145(8) y 9581(8) keV de energía de excitación.

A continuación se discuten algunas transiciones con aspectos destacables.

7.1.2 Transiciones desde el estado a 4.7 MeV

Se ha deducido la población del estado a 4723(1) keV en ³³Cl a partir de la detección de una línea de protones a energía 2372(1) keV asociada a una transición p_0 con una intensidad de 0.12(1)% según este trabajo. Además, se han podido asociar transiciones p_1 y p_2 de intensidades 0.012(1)% y 0.0015(3)%. En [89] se obtiene un valor de 0.016(3) para una componente p_1 y un valor de 0.019(3)% en [63] con una asignación p_0 . Es evidente que la componente p_0 detectada en este trabajo es un orden de magnitud superior a las intensidades de trabajos previos. Sin embargo, las *razones de ramificación* obtenidas para las componentes p_1 y p_2 son perfectamente compatibles con resultados anteriores. Tras un análisis exhaustivo de los resultados no se ha encontrado explicación para la discrepancia en los resultados.

7.1.3 Transiciones desde el estado a 4.4 MeV

Se ha considerado la población de un nivel a 4443(1) keV a partir de la detección a un pico de protones a 2101(1) keV con intensidad 2.70(13)%. Este pico es el resultado de la no resolución de dos líneas de protones detectadas en [89] a 2121 y 2096 keV, con intensidades 2.27(2)% y 0.35(1)%. El resultado obtenido en este trabajo es compatible con la suma de las intensidades del trabajo de [89].

7.1.4 Transiciones desde el estado a 8.1 MeV

Se han detectado dos emisiones de protones desde el nivel a 8077(2) keV. La emisión p_0 con energía 5624(2) keV tiene una intensidad de 0.13(1)% y la emisión p_1 a 3467(8) keV con intensidad 0.061(3)%. En [89] se asigna una transición p_1 con intensidad 0.065(2)% a una energía de 3511(8) keV. A dicha energía se ha podido detectar en este trabajo una contribución p_0 de una intensidad de 0.018(2)%. Por comparación de intensidades y asignación del carácter de la transición, se puede considerar que la asignación p_1 de este trabajo y la de [89] proceden del mismo nivel y que las diferencias energéticas pueden deberse a la diferencia de resolución u otros factores.

7.1.5 Transiciones desde el estado a 9.1 MeV

La alimentación β de un estado a energía 9145(8) keV se ha podido determinar a través de la observación de las tres transiciones de protón, p_0 , p_1 y p_2 a energías 6659(8), 4499(8) y 3016(10) keV, siendo este estado el único en el que se han podido observar las tres emisiones de protones pese a que la alimentación total del estado es tan sólo 0.003(1)%.

7.1.6 Transiciones desde los estados a 7.7 y 8.5 MeV

Se han podido determinar las transiciones p_0 y p_2 desde los estados a 7759(2) keV y 8501(1) keV con energías en sistema de laboratorio 5315(2) y 1665(8) keV para el primero y 6012(10) y 2372(1) para el segundo. La ausencia de transiciones p_1 puede deberse a que tanto el estado fundamental del ^{32}S como el segundo estado excitado (a 3.78 MeV) son estados 0^+ accesibles con la emisión de un protón de momento angular $l=0$, mientras que para alcanzar el primer estado excitado del ^{32}S (estado 2^+) será necesario un momento angular $l=2$ por lo que el protón debe vencer la barrera centrifuga, reduciendo la probabilidad de emisión.

7.1.7 Emisiones de protones a 3571(2) keV y 4202(2) keV

A diferencia del caso de la desintegración β del ^{32}Ar , en la que se han podido identificar un gran número de transiciones de protones p_1 coincidentes en energía con transiciones p_0 (dentro de la resolución de este trabajo), en la desintegración del ^{33}Ar sólo se han podido encontrar dos casos en las que las transiciones p_0 y p_1 coinciden. Dichas líneas de protones se encuentran a energías 3571(2) keV y 4202(2) keV. En el caso del pico de protones a 4202(2) keV corresponde a la transición p_1 desde el nivel de excitación a 6611(2) keV, nivel desde el que también se ha observado una transición p_0 . En el caso de la línea de protones a 3571(2) keV procede de un nivel con una energía de excitación de 5960(2) keV desde el que no se ha observado transición p_0 alguna.

7.1.8 Distribución B(GT)

Utilizando el *factor de quenching* obtenido previamente (figura 6.19(a)) a partir de las transiciones individuales (marcadas con un asterisco en la tabla 7.3) se han escalado los resultados teóricos a los experimentales y comparado las distribuciones B(GT) acumuladas (figura 7.2).

Si se observan las distribuciones acumuladas de B(GT) de la figura 7.2 se puede concluir que tanto la interacción USD [81] como las nuevas interacciones (USDa y USDb [82]) parecen reproducir los resultados experimentales de forma correcta. A diferencia de los resultados del ^{32}Ar que se verán más adelante, la forma de la distribución acumulada parece bien reproducida por el *Modelo de Capas* a lo largo de todo el rango energético y no hay discrepancias importantes en el comportamiento de la distribución B(GT). La interacción clásica USD parece subestimar el valor total acumulado en el rango de energías accesible por la desintegración (unos 10 MeV) mientras que las nuevas interacciones lo sobreestiman. Sin embargo las diferencias entran dentro de una variación razonable con lo que se concluye que el acuerdo entre resultados experimentales y los cálculos de *Modelo de Capas* es bueno.

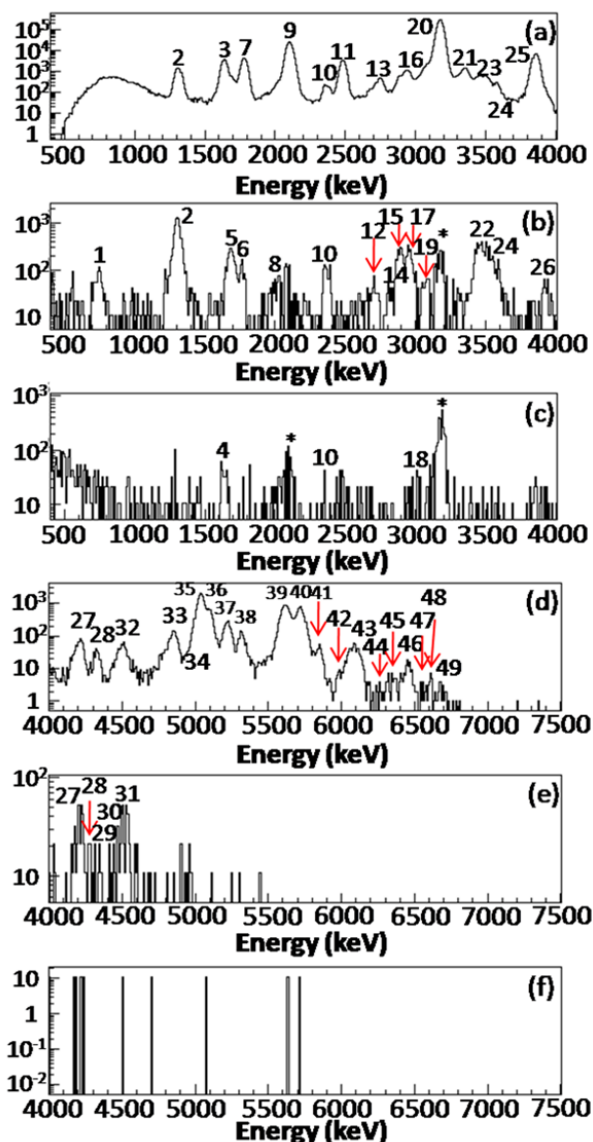


Figura 7.1: (a) Espectro de protones procedente de la desintegración β del ^{33}Ar hasta 3.5 MeV. (b) Mismo espectro a partir de 3.5 MeV. (c) Espectro de protones en coincidencia con el rayo γ del ^{32}S a 2230 keV hasta 3.5 MeV. Las coincidencias aleatorias con el pico a 2100 keV y el IAS se marcan con un asterisco. (d) Mismo espectro a partir de 3.5 MeV. (e) Espectro de protones en coincidencia con el rayo γ del ^{32}S a 1548 keV hasta 3.5 MeV. Las coincidencias aleatorias con el pico a 2100 keV y el IAS se marcan con un asterisco. (f) Mismo espectro a partir de 3.5 MeV. Todos los picos se numeran como se muestra en la tabla 7.2. Los picos numerados que no aparecen en la figura sólo se han podido observar en el detector grueso número 5.

| Número Pico | E_p (keV) | BR (%) | BR (%) [89] | BR (%) [63] |
|----------------|----------------|---|---------------------|---------------------|
| 1 | 746(8) | -0.015(1) γ^1 | | |
| 2 | 1312(1) | -0.16(1) γ^1 | 0.18(3) γ^1 | 0.19(1) γ^1 |
| 3 | 1643(1) | 0.40(2) | 0.39(1) | 0.34(1) |
| 4 | 1665(8) | -, -, 0.0037(14) γ^2 | 0.010(2) | |
| 5 | 1688(8) | -0.017(1) γ^1 | 0.032(2) γ^1 | 0.046(6) γ^1 |
| 6 | 1767(8) | -0.007(1) γ^1 | 0.022(3) | |
| 7 | 1781(1) | 0.46(2) | 0.46(1) | 0.43(1) |
| 8 | 2025(8) | -, 0.0034(4) γ^1 | | |
| 9 | 2101(1) | 2.70(13) | 2.27(2)+0.35(1) | 2.37(2) |
| 10 | 2372(1) | 0.12(1), 0.012(1) γ^1 , 0.0015(3) γ^2 | 0.016(3) γ^1 | 0.019(3) |
| 11 | 2481(1) | 0.36(2) | 0.35(1) | 0.33(1) |
| 12 | 2700(10) | -, 0.0023(3) γ^1 | | |
| 13 | 2743(1) | 0.054(3) | 0.040(3) | 0.045(5) |
| 14 | 2810(10) | -, 0.0014(1) γ^1 | | |
| 15 | 2880(10) | -, 0.036(2) γ^1 | 0.034(3) | 0.065(6) γ^1 |
| 16 | 2935(5) | 0.069(3) | 0.071(3) | 0.122(8) |
| 17 | 2956(10) | -, 0.033(2) γ^1 | 0.043(3) γ^1 | |
| 18 | 3016(10) | -, -, 0.0013(3) γ^2 | | |
| 19 | 3067(8) | -, 0.0045(6) γ^1 | | 0.07(2) |
| 20 | 3172(1) | 31.0(4) | 31.0 | 31.0 |
| 21 | 3348(2) | 0.079(4) | 0.031(6) | 0.76(4) |
| 22 | 3467(8) | -, 0.061(3) γ^1 | | 0.41(4) |
| 23 | 3511(8) | 0.018(2) | 0.065(2) γ^1 | |
| 24 | 3571(2) | 0.014(1), 0.009(1) γ^1 | | 0.10(1) |
| 25 | 3857(2) | 0.75(4) | 0.72(1) | 0.81(2) |
| 26 | 3927(8) | -, 0.004(1) γ^1 | | 0.019(4) |
| 27 | 4202(2) | 0.0029(7), 0.0074(4) γ^1 | | 0.017(3) |
| 28 | 4315(10) | -, 0.0003(1) γ^1 | | 0.008(2) |
| 29 | 4347(0) | -, 0.0007(1) γ^1 | | |
| 30 | 4475(8) | -, 0.0043(4) γ^1 | | |
| 31 | 4499(8) | -, 0.0011(4) γ^1 | | 0.018(5) |
| 32 | 4719(10) | 0.0008(1) | | |
| 33 | 4866(2) | 0.011(1) | 0.015(3) | 0.023(3) |
| 34 | 4920(8) | -, 0.0004(1) γ^1 | | |
| 35 | 5039(2) | 0.23(1) | 0.22(1) | 0.33(1) |
| 36 | 5099(2) | 0.042(2) | 0.059(3) | 0.11(1) |
| 37 | 5227(2) | 0.023(1) | | 0.05(4) |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior...

| Número Pico | E_p (keV) | BR (%) | BR (%) [89] | BR (%) [63] |
|----------------|----------------|------------|----------------|----------------|
| 38 | 5315(2) | 0.0084(4) | 0.013(1) | 0.018(3) |
| 39 | 5624(2) | 0.13(1) | 0.12(2) | 0.22(1) |
| 40 | 5722(2) | 0.086(4) | 0.062(15) | 0.17(1) |
| 41 | 5858(8) | 0.0029(4) | | 0.012(2) |
| 42 | 6012(10) | 0.0010(1) | | 0.021(4) |
| 43 | 6100(10) | 0.013(1) | | |
| 44 | 6347(5) | 0.0006(1) | | 0.005(2) |
| 45 | 6394(10) | 0.0003(1) | | |
| 46 | 6480(10) | 0.011(1) | | 0.016(2) |
| 47 | 6629(10) | 0.0017(2) | | 0.004(2) |
| 48 | 6659(8) | 0.0005(1) | | 0.004(2) |
| 49 | 6716(8) | 0.0010(1) | | |
| 50 | 6885(10) | 0.0003(1) | | |
| 51 | 6920(10) | 0.00009(1) | | |
| 52 | 7063(10) | 0.0003(1) | | |
| 53 | 7211(10) | 0.0001(1) | | |
| 54 | 7350(10) | 0.0001(1) | | |
| 55 | 7400(10) | 0.0001(1) | | |

Tabla 7.2: Lista de los protones emitidos tras la desintegración β del ³³Ar numerados como en la figura 7.1. Las transiciones con el rayo γ del ³²S a 2230 keV están marcadas como γ^1 . Las transiciones con el rayo γ del ³²S a 1548 keV están marcadas como γ^2 . Las razones de ramificación de los picos sin contribución p_0 se representan como -. La *razón de ramificación* del IAS no presenta error ya que se ha usado como referencia. Las *razones de ramificación* se comparan con las de las referencias [89] y [63], valores que se han renormalizado nuestro valor del IAS para una mejor comparación.

| E_x (keV) | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | \sum B(GT) |
|----------------|---------------|------------------|--------------------------|-----------|---------|--------------|
| 0 | 0 | 3/2 ⁺ | | 18.7(4) | 0.0363 | 0.0363 |
| 811(1) | 810.5(2) | 1/2 ⁺ | 811(1) | 42.6(8) | 0.1155* | 0.1518 |
| 2352(1) | 2352.5(4) | 3/2 ⁺ | 1541(1) | 1.0(2) | 0.0121* | 0.1639 |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior...

| E_x (keV) | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | $\sum B(\text{GT})$ |
|----------------|------------------|----------------|--------------------------|------------|---------|---------------------|
| | | | 2352(1) | 0.71(20) | | |
| 3971(1) | 3971.9(12) | $3/2^+$ | 1643(1) | 0.40(2) | 0.0073 | 0.1712 |
| 4114(1) | 4112.8(13) | $1/2^+, 3/2^+$ | 1781(1) | 0.46(2) | 0.0091 | 0.1802 |
| 4443(1) | 4438.2(15) | $1/2^+$ | 2101(1) | 2.70(13) | 0.0687* | 0.2489 |
| 4723(1) | 4722(6) | $3/2^+$ | 2372(1) | 0.12(1) | 0.0036 | 0.2526 |
| 4835(1) | 4832(2) | $3/2^+$ | 2481(1) | 0.36(2) | 0.0126* | 0.2651 |
| 5106(1) | 5105(2) | | 2743(1) | 0.054(3) | 0.0024 | 0.2675 |
| 5304(5) | 5305(12) | $3/2^+$ | 746(8) | 0.015(1) | 0.0043 | 0.2718 |
| | | | 2935(5) | 0.069(3) | | |
| 5549(1) | 5544(1) | $1/2^+$ | 3172(1) | 31.0(16) | 0.1320 | 0.4038 |
| 5730(2) | 5738(5) | $3/2^+$ | 3348(2) | 0.079(4) | 0.0060 | 0.4098 |
| 5860(1) | 5866(3) | $3/2^+$ | 1312(1) | 0.16(1) | 0.0151 | 0.4249 |
| | | | 3511(8) | 0.018(2) | | |
| 5960(2) | 5949(6) | | 3571(2) | 0.014(1) | 0.0013 | 0.4262 |
| 6255(2) | 6257(5) | $1/2^+, 3/2^+$ | 1688(8) | 0.017(1) | 0.0976* | 0.5238 |
| | | | 3857(2) | 0.75(4) | | |
| 6329(8) | 6307(6) | | 1767(8) | 0.007(1) | 0.0010 | 0.5248 |
| 6611(2) | 6610(12) | | 2025(8) | 0.0034(4) | 0.0012 | 0.5259 |
| | | | 4202(2) | 0.0028(7) | | |
| 6953(1) | 6921(3), 6984(3) | | 2372(1) | 0.012(1) | 0.0037 | 0.5293 |
| 7144(10) | 7177(8) | | 4719(10) | 0.0008(1) | 0.0003 | 0.5296 |
| 7295(2) | 7302(3) | $3/2^+$ | 2700(10) | 0.0023(3) | 0.0058 | 0.5354 |
| | | | 4866(2) | 0.011(1) | | |
| 7405(10) | 7399(3) | | 2810(10) | 0.0014(1) | 0.0007 | 0.5361 |
| 7474(2) | 7471(3) | $1/2^+, 3/2^+$ | 2880(10) | 0.036(2) | 0.1510 | 0.6871 |
| | | | 5039(2) | 0.23(1) | | |
| 7536(2) | 7505(7) | $1/2^+, 3/2^+$ | 2956(10) | 0.033(2) | 0.0472 | 0.7342 |
| | | | 5099(2) | 0.042(2) | | |
| 7668(2) | 7625(7) | $1/2^+, 3/2^+$ | 3067(8) | 0.0045(6) | 0.0212 | 0.7554 |
| | | | 5227(2) | 0.023(1) | | |
| 7759(2) | 7721(9) | $1/2^+$ | 5315(2) | 0.0084(4) | 0.0073* | 0.7660 |
| | | | 1665(8) | 0.0037(14) | | |
| 8077(2) | 8032(11) | $1/2^+, 3/2^+$ | 3467(8) | 0.061(3) | 0.2756 | 1.0416 |
| | | | 5624(2) | 0.13(1) | | |
| 8178(2) | 8134(11) | $1/2^+$ | 5722(2) | 0.086(4) | 0.1700 | 1.2116 |
| | | | 3571(2) | 0.009(1) | | |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior...

| E_x (keV) | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | \sum B(GT) |
|----------------|---------------|------------------------------------|--------------------------|------------|---------|--------------|
| 8319(8) | | 1/2 ⁺ ,3/2 ⁺ | 5858(8) | 0.0029(4) | 0.0066 | 1.2182 |
| 8501(1) | 8514(17) | 1/2 ⁺ | 2372(1) | 0.0015(3) | 0.0081* | 1.2263 |
| | | | 6012(10) | 0.0010(1) | | |
| 8557(8) | | 3/2 ⁺ | 3927(8) | 0.0040(3) | 0.0666 | 1.2928 |
| | | | 6100(10) | 0.013(1) | | |
| 8841(2) | | 3/2 ⁺ | 4202(2) | 0.0074(4) | 0.0546 | 1.3475 |
| | | | 6347(5) | 0.0006(1) | | |
| 8872(10) | 8882(15) | | 6394(10) | 0.0003(1) | 0.0022 | 1.3496 |
| 8957(10) | | 1/2 ⁺ | 4315(10) | 0.0003(1) | 0.1066 | 1.4562 |
| | | | 6480(10) | 0.011(1) | | |
| 8990(1) | 9028(15) | 1/2 ⁺ | 4347(0) | 0.0007(1) | 0.0095 | 1.4657 |
| 9122(8) | 9104(15) | 3/2 ⁺ | 4475(8) | 0.0043(4) | 0.0874 | 1.5531 |
| | | | 6629(10) | 0.0017(2) | | |
| 9145(8) | | 3/2 ⁺ | 4499(8) | 0.0011(4) | 0.0262 | 1.6002 |
| | | | 6659(8) | 0.0005(1) | | |
| | | | 3016(10) | 0.0013(3) | | |
| 9204(8) | | 1/2 ⁺ ,3/2 ⁺ | 6716(8) | 0.0010(1) | 0.0196 | 1.6198 |
| 9378(10) | | 3/2 ⁺ | 6885(10) | 0.0003(1) | 0.0087 | 1.6285 |
| 9414(10) | | | 6920(10) | 0.00009(1) | 0.0039 | 1.6324 |
| 9581(8) | | 3/2 ⁺ | 4920(8) | 0.0004(1) | 0.0537 | 1.6861 |
| | | | 7063(10) | 0.0003(1) | | |
| 9714(10) | | 3/2 ⁺ | 7211(10) | 0.0001(1) | 0.0160 | 1.7021 |
| 9858(10) | | 3/2 ⁺ | 7350(10) | 0.0001(1) | 0.0243 | 1.7264 |
| 9909(10) | | 3/2 ⁺ | 7400(10) | 0.0001(1) | 0.0361* | 1.7625 |

Tabla 7.3: Lista de niveles de excitación en ³³Cl poblados por la desintegración β del ³³Ar. Se comparan los valores obtenidos con los valores de referencia [48] y se incluyen los valores J^π conocidos. En la columna de energía de partícula, las emisiones γ se marcan como γ , el resto son emisión de protones. Los valores de B(GT) marcados como * son los utilizados para el cálculo del *factor de quenching* (6.19(a)). El valor B(GT) se ha calculado para cada transición individual. La emisión de protones desde el IAS presenta una pequeña componente Gamow-Teller obtenida en [98].

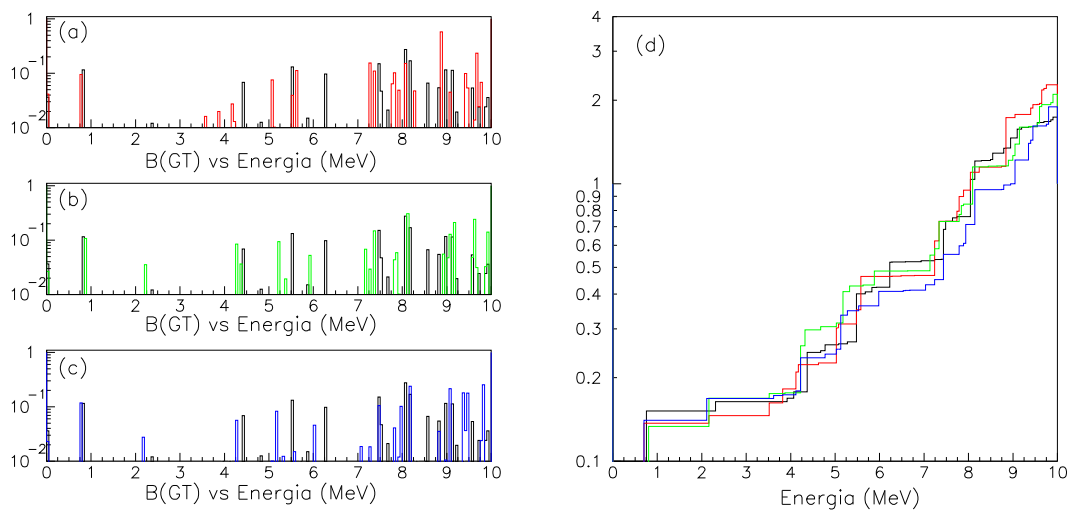


Figura 7.2: (a) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales de la desintegración β del ^{33}Ar respecto a los cálculos de Modelo de Capas USD [81] (rojo). (b) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales respecto a los cálculos de Modelo de Capas USDa [82] (verde). (c) Misma comparación con respecto a los cálculos de Modelo de Capas USDb [82] (azul). (d) Comparación del valor acumulado $B(GT)$ experimental con respecto al valor acumulado para los modelos teóricos anteriores.

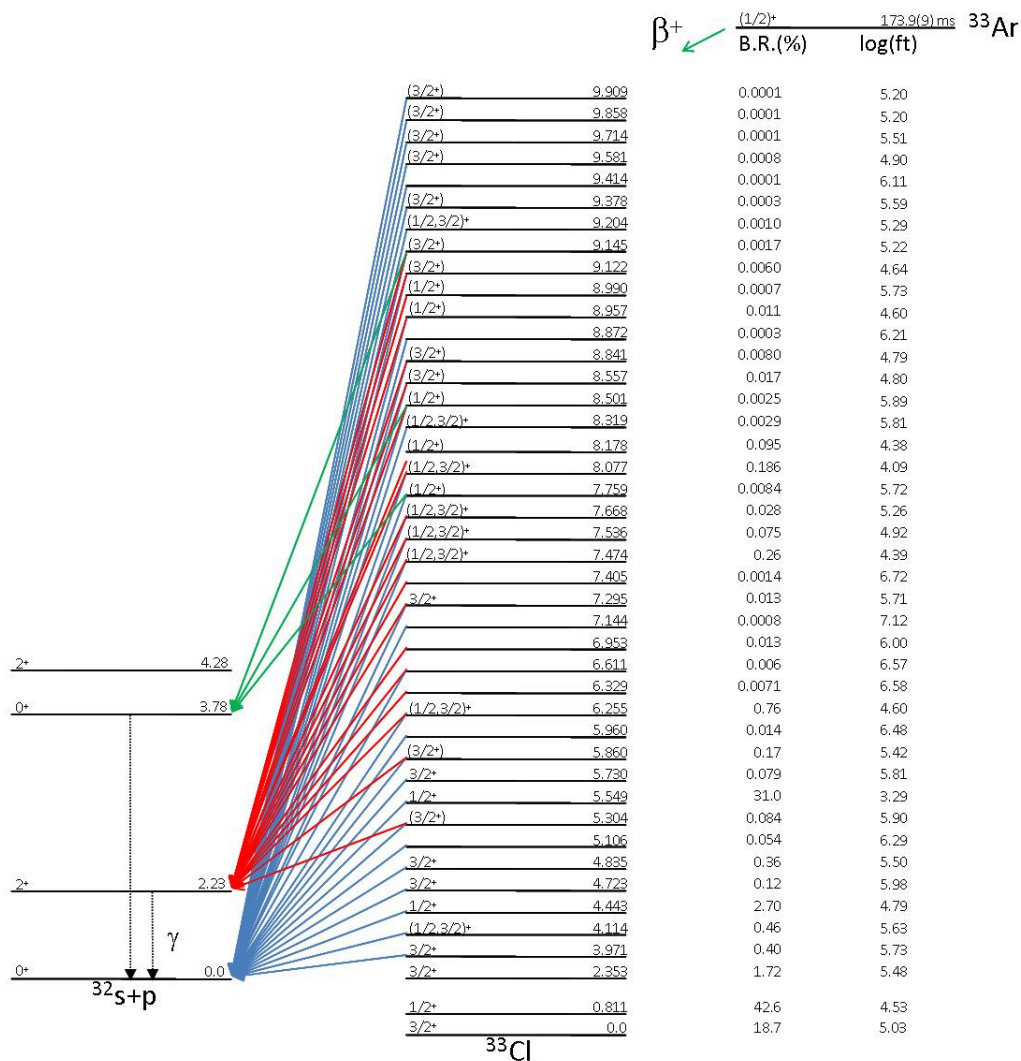


Figura 7.3: Esquema de la desintegración β del ³³Ar. Las transiciones al estado fundamental del ³²S se marcan con flechas azules y las transiciones al primer y segundo estado estado excitado con flechas rojas y verdes. Las razones de ramificación y los valores ft se muestran en cada nivel. Pueden observarse las asignaciones de espín y paridad, estando entre paréntesis las asignaciones tentativas.

7.1.9 Asignación de espín y paridad

Es posible asignar el espín y paridad de los niveles observados y listados en la tabla 7.3 si se consideran que las transiciones observadas son transiciones permitidas. En ese caso, todos los niveles poblados deben ser $1/2^+$ ó $3/2^+$.

La emisión desde un nivel dado depende de la superposición espacial de la función de ondas del estado y de la penetrabilidad de la partícula a través de la barrera. Este segundo efecto depende de la altura de la barrera (que es fija para un núcleo dado) y de la energía disponible para la desintegración por emisión de una partícula. La emisión con momento angular $l=0$ se verá favorecida (siempre que sea posible) dado que la partícula no tiene que vencer el potencial centrífugo en ese caso. Invirtiendo el argumento, si una emisión de menor energía se ve favorecida frente a otra con mayor energía disponible, es probable que se deba a la influencia de una emisión con menor momento angular con respecto a la necesaria para la emisión de la partícula desde el estado con mayor energía disponible (siempre suponiendo que la superposición espacial de las funciones de onda no es muy diferente en cada caso). Con este argumento, se puede asignar un espín y paridad $3/2^+$ a todos aquellos estados en los que se han observado únicamente transiciones p_1 , ya que el primer estado excitado del ^{32}S es un estado $(2)^+$, mientras que el estado fundamental es 0^+ . En este caso, una emisión p_1 será posible con un momento angular $l=0$ que se ve favorecida con respecto a la emisión al estado fundamental, que sucedería con $l=2$ como mínimo. Si el nivel en cuestión fuese $1/2^+$, el momento angular favorecería las emisiones p_0 .

Según esta misma línea de razonamiento, los niveles en los que se ha observado la componente p_0 serán niveles $1/2^+$ con alta probabilidad. Como se ha dicho anteriormente los niveles a energías 7759(2) keV y 8501(1) keV se desintegran por emisiones p_0 y p_2 pero no p_1 (dentro de la sensibilidad de detección de este trabajo). Por este motivo, dichos niveles tienen una asignación $1/2^+$ que favorece la emisión con baj momento angular orbital.

Para una asignación tentativa de los niveles en los que la discusión no es tan clara, en el trabajo [104] se realizaron cálculos de penetrabilidad de la barrera coulombiana con los dos posibles valores de espín y paridad de cada nivel. Se compararon los cocientes de vida media para cada tipo de emisión obtenidos en el cálculo con los resultados experimentales, y en los casos en los que los resultados era claramente similares, se asignó un valor de espín y paridad al nivel en cuestión.

Gracias a esta argumentación se puede deducir que el estado a 9145(8) keV, que presenta desintegraciones p_0 , p_1 y p_2 es probablemente un estado $3/2^+$ ya que los cálculos para un valor de $1/2^+$ para el estado, muestran una intensidad de la transición p_0 10 veces mayor que las otras dos, hecho que se contradice con las observaciones experimentales, en las que las intensidades para las transiciones p_0 , p_1 y p_2 son 0.0005(1)%, 0.0011(4)% y 0.0013(3)% respectivamente. Los cálculos

realizados bajo la suposición de que el estado es un estado $3/2^+$ llevan a resultados en los que la transición p_1 es la más probable. Si bien este resultado no es del todo coherente con los resultados experimentales, no es incompatible con ellos.

En el esquema de la figura 7.3 pueden verse las asignaciones realizadas según estos argumentos para aquellos niveles con un *valor* $\log(ft)$ inferior a 6, ya que aquellos con un valor superior a 6 son, con alta probabilidad, transiciones prohibidas en las que los valores de espín y paridad posibles aumentan en número. Los valores entre paréntesis son aquellos en los que la asignación realizada con los argumentos anteriores no es completamente determinante.

7.2 Resultados: ³²Ar

Tras comparar los picos de protones observados, tanto en el espectro directo como en coincidencia con el espectro γ , se puede afirmar que se han podido observar todas las componentes de los trabajos anteriores de Björnstad *et al.* [85], Schardt *et al.* [89] y Bhattacharya *et al.* [49]. Al igual que en el caso del ³³Ar, se debe a la mejora de los sistemas experimentales.

En la región de baja energía, donde estos estudios presentaban una gran componente β que dificultaba la observación de picos de protones de baja energía, se han podido observar numerosos picos de protones (con un total de hasta seis nuevas identificaciones por debajo de 2.1 MeV). Es en la región de energías intermedias donde se han podido identificar más líneas de protones. A partir de 2.1 MeV y hasta 5 MeV se encuentra la mayor densidad de transiciones del espectro y pese a que se identificaron numerosas transiciones en el trabajo de Björnstad *et al.* [85], se han podido identificar numerosos nuevos picos de protones. Las *razones de ramificación* de las transiciones en esta densa zona han supuesto un gran reto. Pese a la complejidad de asignación y tratamiento de los picos, los valores obtenidos están en perfecto acuerdo con los resultados de trabajos anteriores. A energías superiores a 6 MeV, se han podido identificar nuevas transiciones de protones de baja intensidad gracias a la utilización de detectores gruesos, de manera que se amplía la información a altas energías de excitación.

Es la información obtenida en el espectro de coincidencias $\beta\gamma p$ donde este trabajo proporciona una mayor cantidad de información respecto a sus predecesores. En el trabajo de Björnstad *et al.* [85] se pudieron identificar 6 componentes p_1 , siendo dos de ellas confirmadas en el trabajo posterior de Schardt *et al.* [89] basado en la observación del ensanchamiento de los picos de protones por el retroceso del núcleo hijo. En este trabajo, que se enfocaba en la obtención del espectro en coincidencias, se han podido observar esas 6 componentes entre un total de 18 repartidas entre 0.9 y 4.8 MeV. Este incremento en el número de picos de protones asignados a transiciones p_1 permite una drástica modificación del B(GT). En el trabajo de Björnstad

et al. [85], por la falta de suficiente eficiencia en detección la detección γ , se asumía que todas las componentes eran p_0 , en este trabajo, gracias a los argumentos explicados en el capítulo anterior, se han podido separar las componentes p_1 y p_0 con energías muy próximas (o irresolubles). En el trabajo de Bhattacharya *et al.* [49] se dan sólo transiciones de protones por encima de 4 MeV debido a la gran componente β que presentan sus espectros, ya que la implantación de los iones en el detector hacía imposible la separación entre protones y positrones, así que la comparación de resultados se restringirá principalmente a las transiciones p_1 dadas por ese trabajo. Como con los trabajos anteriores, en este trabajo se han podido observar todas las componentes p_1 de [49] además de varias adicionales y los resultados son perfectamente compatibles salvo dos excepciones. Cabe destacar que sólo en 5 de las 18 transiciones p_1 detectadas no se ha podido asociar la correspondiente transición p_0 desde el mismo nivel de excitación.

Dado que se ha utilizado el valor de Bhattacharya *et al.* [49] para la *razón de ramificación* de la componente p_0 desde el IAS del ^{32}Ar , es razonable comparar la razón de ramificación total del canal βp . Sumando los valores de la *razón de ramificación* de cada transición (que aparecen en la tabla 7.5) se obtiene un valor de 35.3(2)% valor en acuerdo con el valor de Bhattacharya *et al.* [49], 35.58(22)%.

7.2.1 Energías de excitación

Se ha seguido el mismo criterio que en el caso de la desintegración del ^{33}Ar para el cálculo de las energías de excitación en ^{32}Cl y para la elección de las energías de excitación finales. Las energías de excitación en ^{32}Cl calculadas a partir de las energías de protones de la tabla 7.4 (con la ecuación 6.6) pueden verse en la tabla 7.5. Debido a que los trabajos previos basados en la desintegración β del ^{32}Ar se basan en un valor diferente de la energía de excitación del IAS (pasando de 5038(7) keV [88] a 5046.3(4) keV [47]), lo que redefine la posición del estado fundamental del ^{32}Cl y la *energía de separación* del protón. Puesto que la *energía de separación* de un protón en este núcleo se ha vuelto a obtener desde la realización de dichos trabajos (pasando de 1574(23) keV [86] a 1581.3(6) keV [49]), los valores obtenidos se compararán, siempre que sea posible, con trabajos de reacciones nucleares [108] (o valores recientes [91]), ya que los valores obtenidos son independientes de los parámetros citados.

El nivel a 4788(29) keV de [108] está basado en la detección de un protón a 3123 keV en el trabajo de Björnstad *et al.* [85] y su asignación a una transición p_0 . Dado que dicha transición se ha determinado como p_1 en este trabajo, dicho nivel pasa a estar a 6066(2) keV, nivel desde el que también se observa una transición p_0 como se ha comentado anteriormente. En el trabajo [91] el nivel a 4080(7) keV posee una asignación de espín y paridad $(1-3)^+$. Como dicho nivel se puebla de manera permitida a través de la desintegración β del ^{32}Ar (deducido a partir del

valor ft), se puede concluir con una alta seguridad que dicho nivel es un nivel 1^+ . Otros niveles del mismo trabajo no tienen espín y paridad asignados, como aquellos a 2665(10), 4002(6), 5466(6), 5813(7) y 6680(15) keV, igualmente al caso anterior, se puede afirmar que existe una alta probabilidad de que dichos niveles sean 1^+ .

7.2.2 Asignación de espín y paridad

En la figura 7.4 se puede ver el esquema de niveles construido a partir de la información obtenida en este trabajo. En dicha figura, puede observarse la alimentación β de cada estado así como su *valor log(ft)*. En función de dichos *valores log(ft)* se han asignado espín y paridad 1^+ a aquellos niveles que se pueblan a través de transiciones permitidas. Según [82], menos del 1% de las transiciones con *valor log(ft)* inferior a 5.9 son *prohibidas*, por ello, se han considerado *transiciones permitidas* aquellas con *valor log(ft)* menor de 5 y aquellas con valores entre 5 y 5.9 se las ha considerado como posibles *transiciones permitidas*. Las emisiones de protones p_0 y p_1 son posibles con $l=0$, así que dichas emisiones no se ven afectadas por la barrera de momento angular y debido a ello no es posible realizar argumentaciones similares a las del caso de la desintegración del ³³Ar.

A continuación se discuten alguna de las transiciones observadas que presentan aspectos reseñables.

7.2.3 Transición desde el nivel a 2.2 MeV

En este trabajo se ha podido observar la emisión de protones desde el nivel situado a una energía de excitación en ³²Cl de 2204(4) keV, cuyo valor en el sistema de laboratorio es 603(4) keV. Este pico de protones de baja energía había sido observado en los trabajos anteriores sobre un gran fondo β . Gracias a la utilización de un detector de 64 μm , con una baja respuesta β , se ha podido determinar la posición de este pico en ausencia de fondo. Pese a que éstas son las circunstancias ideales para determinar el área del pico de protones con un error reducido, como se ha explicado anteriormente, la reducción de eficiencia de detección por el umbral electrónico durante la adquisición ha reducido la intensidad relativa observada. Debido a ello, no ha sido posible una nueva determinación de la alimentación β a este estado.

7.2.4 Transiciones desde el nivel 5.4 MeV

Se han observado dos transiciones desde el estado a 5432(3) keV, la emisión p_0 con una energía de 3735(3) keV y la emisión p_1 a 2514(5) keV. La razón de ramificación observada para para la transición p_0 es 0.049(4)% siendo las observadas por [85] y [49] 0.22(2)% y 0.11(1)% respectivamente. El valor de [49] está asociado a una transición completamente p_1 mientras que el valor de [85] lo está a una transición puramente

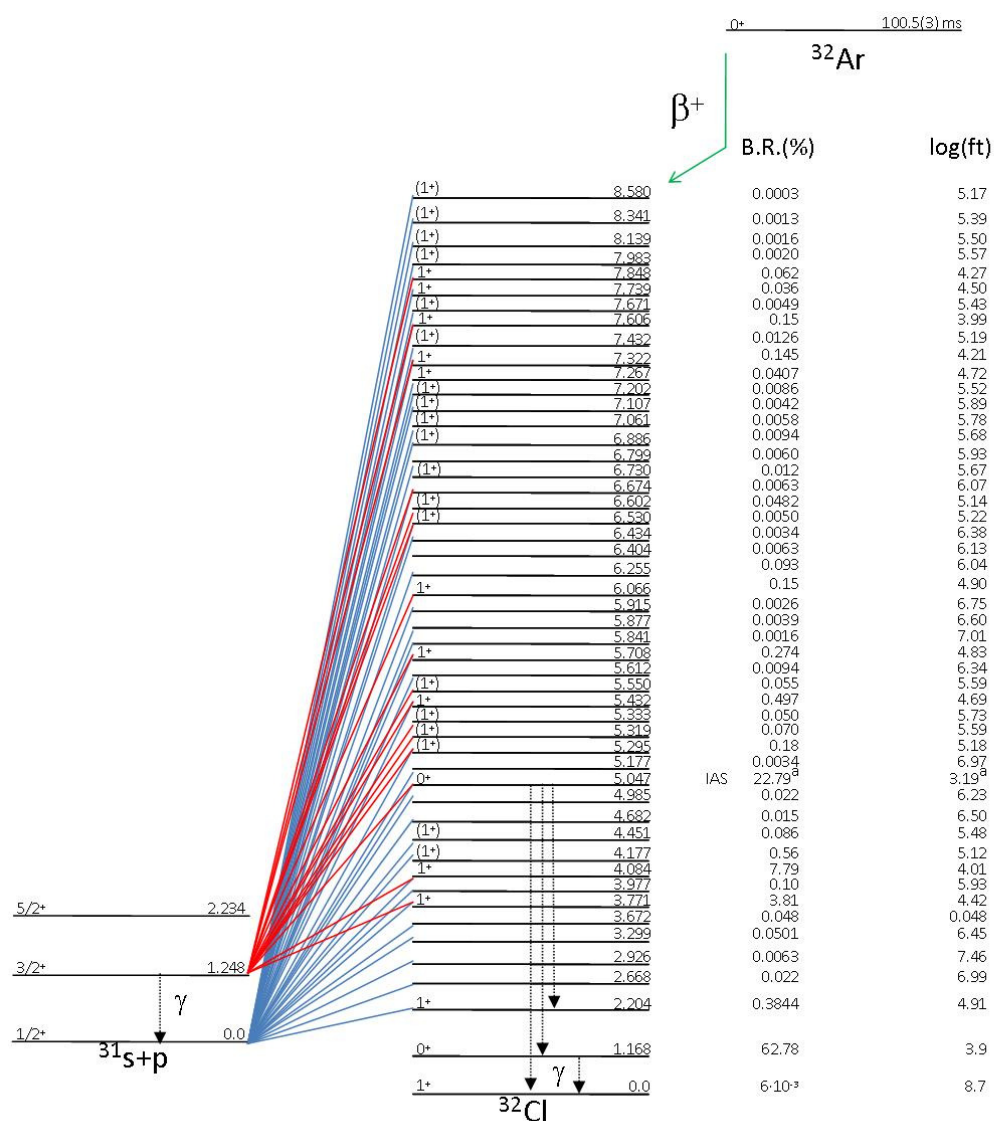


Figura 7.4: Esquema de la desintegración β del ^{32}Ar . Las transiciones al estado fundamental del ^{31}S se marcan con flechas azules y las transiciones al primer estado excitado con flechas rojas. Las razones de ramificación y los valores ft se muestran en cada nivel. En el caso de las transiciones desde el IAS, se dan por separado los valores ft para la transición al estado fundamental y el primer excitado del ^{31}S .

p_0 . El resultado obtenido en este trabajo es claramente inferior. Si se tiene en cuenta que a la misma energía se ha detectado una componente p_1 de intensidad 0.031(1)% (procedente de la emisión desde el nivel a 6674(3) keV), se obtiene un máximo de 0.080(5)% para la intensidad de un pico de protones a esta energía con las contribuciones p_0 y p_1 . Incluso en este caso, el valor obtenido es sensiblemente inferior.

7.2.5 Transiciones desde el nivel 5.7 MeV

Desde el nivel con energía de excitación 5708(3) keV en ³²Cl se han podido observar las transiciones de protones a 4006(3) y 2779(7) keV. La componente p_1 a 2779(7) keV parece corresponderse a 2870(5) keV en [49], donde además no aparece contribución alguna a la energía de este trabajo. Como se especifica en la referencia [49], el pico es suficientemente ancho para que la asignación no sea del todo correcta. Debido a ésto y a que en [85] se observa la contribución a 2.7 MeV en lugar de a 2.8 (pese a que se observa como transición p_0), es razonable pensar que se trata de la misma línea de protones.

7.2.6 Transiciones desde el nivel 6.1 MeV

Las emisiones p_0 y p_1 desde el nivel a 6066(2) keV en ³²Cl se han determinado con intensidades 0.12(1)% para la emisión p_0 con 4352(3) keV y 0.0375(5)% para la emisión p_1 a 3125(2) keV. Si se observa la intensidad relativa obtenida en [85] para la transición a esa energía (considerada completamente p_0 en ese trabajo) se obtiene 0.15(2)%. Dicho valor está en perfecto acuerdo con la suma de los valores obtenidos en este trabajo para las dos componentes asociadas a la misma energía. Ésto mismo sucede con otras transiciones (a 2424(2), 2514(5), 2779(7), 2514(5) y 3603(4) keV) lo que demuestra que en trabajos previos se habían sobreestimado las intensidades de varias transiciones. Sólo en el caso citado de las transiciones asociadas a la energía 3735(3) keV la suma de las dos componentes no es compatible con los resultados anteriores.

Además, la transición p_1 a la energía 3125(2) keV había sido asociada anteriormente [85] a una transición p_0 por lo que se consideraba un nivel de excitación a 4788(29) keV que ahora ha desaparecido.

7.2.7 Transición desde el nivel 6.3 MeV

El nivel a 6255(3) keV presenta una desintegración p_0 de 4527(3) keV de intensidad 0.092(4)%. Dicha componente ha sido detectada en los trabajos previos. En [89] se considera que dicha transición es íntegramente p_0 con intensidad 0.10(2)%, en [85] se considera que toda su intensidad se debe a una transición p_1 (consideración

dada a todas las coincidencias $p\gamma$ de ese trabajo) de intensidad 0.11(1)% y en [49] se asigna una componente p_0 de intensidad 0.11(1)% y una componente p_1 de intensidad inferior a 0.0062%. Los resultados son compatibles entre sí en cuanto al valor de la intensidad, la asignación p_0 o p_1 no parece clara. A la vista de los resultados parece evidente que existe una componente p_0 intensa a esta energía y que puede existir una pequeña componente p_1 cuya contribución está por debajo del límite de detección de este trabajo.

7.2.8 Distribución B(GT)

Utilizando el *factor de quenching* obtenido (figura 6.19(b)) a partir de las transiciones individuales (marcadas con un asterisco en la tabla 7.5) se han escalado los resultados teóricos a los experimentales y comparado las distribuciones B(GT) acumuladas (figura 7.5). El modelo que se ajusta mejor a los resultados experimentales es el de interacción USD [81], sin embargo, para energías superiores a 4 MeV, la forma de la distribución acumulada tiende a diferir. Las nuevas interacciones (USDa y USDb [82]) parecen reproducir mejor la forma de la distribución, sin embargo, el valor acumulado se subestima por debajo de 4 MeV y se sobreestima por encima del mismo valor. Pese a la existencia de ciertas diferencias entre los modelos teóricos y los resultados experimentales, se puede concluir que la predicción del modelo de capas es adecuada.

Las principales discrepancias entre los resultados experimentales se encuentran por encima de 4 MeV, tanto en valor acumulado como en la forma de la distribución. En esa región energética es donde se encuentran el mayor número de transiciones p_1 , así que una posible explicación para las discrepancias es la posibilidad de que algunas de esas transiciones sean de hecho transiciones p_2 (transiciones al segundo estado excitado del ^{31}S a 2233.7(4) keV [105, 106]). Si este fuera el caso, parte de la *intensidad de intensidad Gamow-Teller* se vería desplazada a 1.1 MeV energías superiores. Como las diferencias en forma y valor de las distribuciones parecen depender de la energía, se ha calculado el valor acumulado de la distribución para diferentes límites energéticos y se ha calculado el *factor de quenching* en cada caso. El resultado puede verse en la tabla 7.6. Como puede verse en dicha tabla, los valores predichos por los diferentes modelos están de acuerdo con el valor esperado (0.5) hasta energías entorno a 4 MeV. A energías superiores, los valores tienden a incrementarse, sin embargo al alcanzar el rango máximo de energía accesible se recupera un valor próximo a los obtenidos para bajas energías y al obtenido a partir de las 9 transiciones individuales.

Como se ha dicho, una posible explicación para esta dependencia es la falta de detección de transiciones p_2 . Estas transiciones al segundo estado excitado del ^{31}S a 2233.7(4) keV [105, 106] serían observables en el espectro γ a través de un rayo γ a 2234 keV, ya que el principal modo de desexcitación al estado fundamental [107].

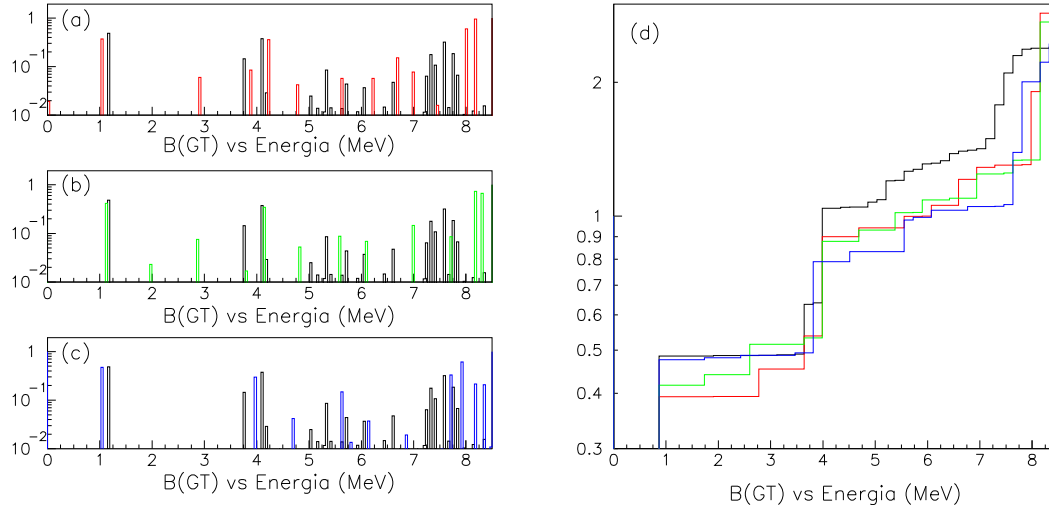


Figura 7.5: (a) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales de la desintegración β del ^{32}Ar respecto a los cálculos de Modelo de Capas USD [81] (rojo). (b) Comparación de los valores $B(GT)$ calculado para transiciones individuales respecto a los cálculos de Modelo de Capas USDa [82] (verde). (c) Misma comparación con respecto a los cálculos de Modelo de Capas USDb [82] (azul). (d) Comparación del valor acumulado $B(GT)$ experimental con respecto al valor acumulado para los modelos teóricos anteriores.

Se puede evaluar un límite para la componente p_2 del espectro respecto a la p_1 a partir del área del espectro a 1248 y 2234 keV (calculada para el mismo número de canales) y las eficiencias a dicha energía. Con este método se obtiene un cociente entre las dos componentes N_{p_2}/N_{p_1} de 0.36(18)%. Dado que el segundo estado excitado tiene un espín y paridad $5/2^+$ y puesto que los estados no ligados poblados en la desintegración β permitida del ^{32}Ar son 0^+ (IAS) o 1^+ , todas las emisiones de protones p_2 serían posibles con un valor de momento angular de $l=2$. En igualdad de condiciones, la emisión dominante sería la emisión desde el IAS. Aplicando el límite calculado se puede obtener un límite superior para la contribución p_2 del IAS, siendo este valor $8(4)\times 10^{-4}\%$. Se observa que este límite superior se encuentra en el umbral de detección del experimento. Otra posible explicación para la dependencia en la energía de la distribución acumulada de $B(GT)$ es que el modelo de capas no reproduzca correctamente las transiciones por encima del IAS, hecho que se ve apoyado por las diferencias entre los modelos teóricos por encima de 6 MeV.

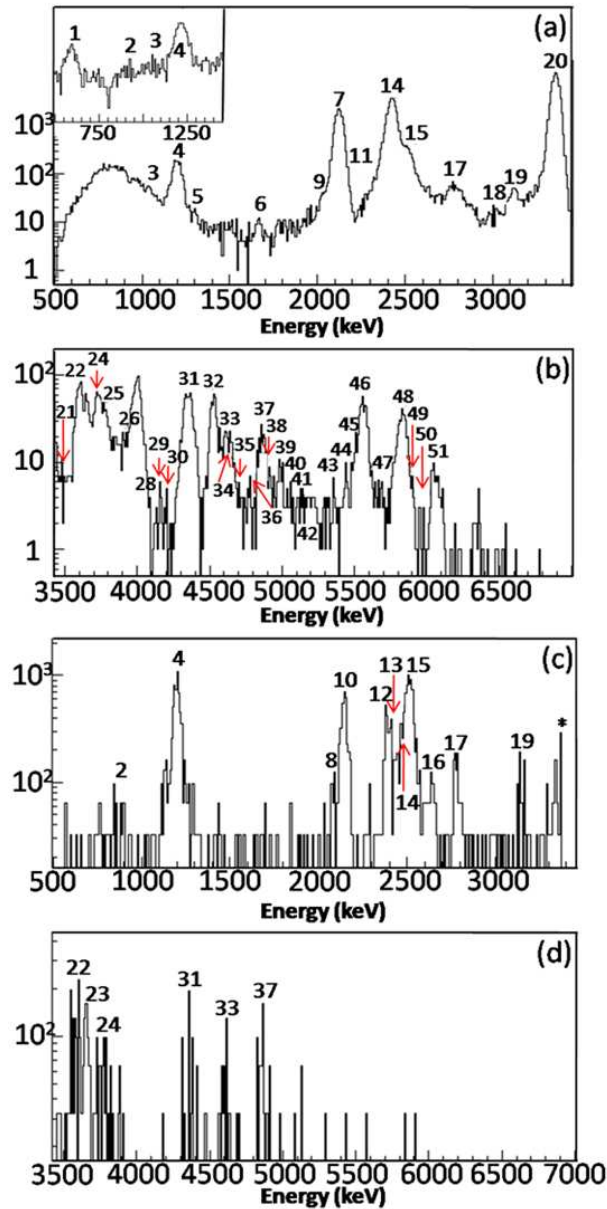


Figura 7.6: (a) Espectro de protones procedente de la desintegración β del ^{32}Ar hasta 3.5 MeV. (b) Mismo espectro a partir de 3.5 MeV. (c) Espectro de protones en coincidencia con el rayo γ del ^{31}S a 1248 keV hasta 3.5 MeV. Las coincidencias aleatorias con el IAS se marcan con un asterisco. (d) Mismo espectro a partir de 3.5 MeV. Todos los picos se numeran como se muestra en la tabla 7.4.

| Número Pico | E_p (keV) | BR (%) (this work) | BR (%) [89] | BR (%) [85] | BR (%) [49] |
|----------------|----------------|--------------------------------|-----------------------|----------------------|------------------------------|
| 1 | 603(4) | 0.094(5) | 0.42(21) | 0.35(6) | 0.385(8) |
| 2 | 909(10) | 0.011(1) ^γ | | | 0.014(8) ^γ |
| 3 | 1052(2) | 0.022(1) | | | |
| 4 | 1218(3) | 0.35(1) ^γ | 0.46(10) ^γ | 0.37(4) ^γ | 0.39(4) ^γ |
| 5 | 1302(2) | 0.006(1) | | | |
| 6 | 1664(3) | 0.051(2) | | | |
| 7 | 2025(7) | 0.048(2) | | | |
| 8 | 2087(2) | 0.022(5) ^γ | | | |
| 9 | 2123(3) | 3.8(2) | 3.7(10) | 3.9(4) | |
| 10 | 2146(3) | 0.23(2) ^γ | 0.21(10) | | 0.26(1) ^γ |
| 11 | 2320(7) | 0.101(5) ^γ | | | |
| 12 | 2380(3) | 0.10(1) ^γ | | | 0.11(2) ^γ |
| 13 | 2410(3) | 0.070(8) ^γ | | | |
| 14 | 2424(2) | 7.45(36),0.050(1) ^γ | 7.84(12) | 7.4(8) | |
| 15 | 2514(5) | 0.56(5),0.45(1) ^γ | 0.7(2) | 0.8(2) | 0.60(2) ^γ |
| 16 | 2638(3) | 0.037(5) ^γ | | | |
| 17 | 2779(7) | 0.086(7),0.064(1) ^γ | | 0.12(2) | 0.6(2) ^γ |
| 18 | 3003(3) | 0.015(1) | | | |
| 19 | 3125(2) | 0.037(5) ^γ | | 0.05(1) | |
| 20 | 3358(2) | 20.50(13) | 20.50(13) | 20.50(13) | |
| 21 | 3483(3) | 0.003(1) | | | |
| 22 | 3603(4) | 0.085(6),0.044(1) ^γ | | 0.17(2) ^γ | 0.049(8) ^γ |
| 23 | 3653(3) | 0.048(1) ^γ | | 0.08(2) ^γ | 0.066(6) ^γ |
| 24 | 3735(3) | 0.049(4),0.031(1) ^γ | | 0.22(2) | 0.11(1) ^γ |
| 25 | 3841(3) | 0.018(1) | | | |
| 26 | 3904(3) | 0.009(1) | | | |
| 27 | 4006(3) | 0.21(1) | 0.21(4) ^γ | 0.25(2) | 0.22(2) |
| 28 | 4126(3) | 0.002(1) | | | |
| 29 | 4161(3) | 0.004(1) | | | |
| 30 | 4197(3) | 0.003(1) | | | |
| 31 | 4352(3) | 0.12(1),0.035(1) ^γ | | 0.15(2) | 0.15(1) |
| 32 | 4527(3) | 0.092(4) | 0.10(2) | 0.11(1) ^γ | 0.11(1),<0.0062 ^γ |
| 33 | 4631(4) | 0.028(5) ^γ | | 0.04(1) ^γ | 0.03(1) ^γ |
| 34 | 4671(3) | 0.006(1) | | | |
| 35 | 4700(3) | 0.003(1) | | | |
| 36 | 4775(3) | 0.006(1) | | | |
| 37 | 4864(3) | 0.042(5) ^γ | | 0.05(1) ^γ | 0.053(6) ^γ |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior. . .

| Número Pico | E_p (keV) | BR (%) (this work) | BR (%) [89] | BR (%) [85] | BR (%) [49] |
|----------------|----------------|-----------------------|----------------|----------------|----------------|
| 38 | 4920(3) | 0.006(1) | | | |
| 39 | 4987(3) | 0.012(1) | | 0.013(4) | 0.021(4) |
| 40 | 5054(3) | 0.006(1) | | | |
| 41 | 5138(3) | 0.009(1) | | | |
| 42 | 5307(3) | 0.006(1) | | | |
| 43 | 5352(3) | 0.004(1) | | | |
| 44 | 5444(3) | 0.009(1) | | | |
| 45 | 5507(3) | 0.005(1) | | | |
| 46 | 5559(4) | 0.110(5) | 0.15(2) | 0.12(1) | 0.16(2) |
| 47 | 5667(3) | 0.013(1) | | 0.010(6) | 0.04(2) |
| 48 | 5828(3) | 0.124(6) | | 0.09(1) | 0.11(1) |
| 49 | 5898(3) | 0.005(1) | | | |
| 50 | 5964(3) | 0.004(1) | | | |
| 51 | 6066(8) | 0.020(1) | | 0.020(4) | 0.023(4) |
| 52 | 6200(15) | 0.002(1) | | | |
| 53 | 6351(15) | 0.002(1) | | 0.010(4) | 0.012(4) |
| 54 | 6547(15) | 0.001(1) | | | |
| 55 | 6879(15) | 0.0003(1) | | | |

Tabla 7.4: Lista de los protones emitidos tras la desintegración β del ^{32}Ar numerados como en la figura 7.6. Las transiciones con el rayo γ del ^{32}S a 1248 keV están marcadas como γ . Las *razones de ramificación* de los picos sin contribución p_0 se representan como $-$. La *razón de ramificación* del IAS no presenta error ya que se ha usado como referencia. Las *razones de ramificación* se comparan con las de las referencias [89], [85] y [49], valores que se han renormalizado nuestro valor del IAS para una mejor comparación.

| E_x | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | \sum B(GT) |
|-------|---------------|---------|--------------------------|-----------|------------|--------------|
| 0 | 0 | 1^+ | $-$ | $<2\%$ | <0.00003 | <0.00003 |
| 1168 | 1168(5) | 0^+ | 707 γ | 36.9(18) | 0.4705* | 0.4705 |
| | | | 1078 γ | 11.4(19) | | |

Continúa en la página siguiente. . .

Continúa desde la página anterior...

| E_x | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | \sum B(GT) |
|---------|------------------------|-------------------|--------------------------|-----------|----------------------|--------------|
| | | | 1168 γ | 14.4(12) | | |
| 2204(4) | 2213(3) | 1 ⁺ | 603(4) | 0.38(1) | 0.0052 | 0.4757 |
| 2668(2) | 2665(10) ^a | | 1052(2) | 0.022(1) | 0.00040 | 0.4761 |
| 2926(2) | 2952(5) | | 1302(2) | 0.0063(3) | 0.00013 | 0.4762 |
| 3299(3) | 3301(10) | | 1664(3) | 0.051(2) | 0.00137 | 0.4776 |
| 3672(7) | 3703(7) | | 2025(7) | 0.048(2) | 0.00170 | 0.4793 |
| 3771(3) | 3764(7) | 1 ⁺ | 909(10) | 0.011(2) | 0.14436 ^e | 0.6136 |
| | | | 2123(3) | 3.8(2) | | |
| 3977(7) | 4002(6) ^a | | 2320(7) | 0.10(1) | 0.00449 | 0.6281 |
| 4084(2) | 4080(7) ^a | 1 ⁺ | 1218(3) | 0.35(1) | 0.37449* | 1.0026 |
| | | | 2424(2) | 7.45(36) | | |
| 4177(5) | 4165(9) | (1 ⁺) | 2514(5) | 0.56(5) | 0.02889 | 1.0315 |
| 4451(7) | 4432(20) | (1 ⁺) | 2779(7) | 0.086(7) | 0.00551 | 1.0370 |
| 4682(3) | | | 3003(3) | 0.015(1) | 0.00121 | 1.0382 |
| 4985(2) | | | 2087(2) | 0.022(5) | 0.00224 | 1.0405 |
| 5047(2) | 5046.3(4) ^c | 0 ⁺ | 2146(3) | 0.23(2) | – | 1.0405 |
| | | | 2838(1) γ | 0.24(3) | | |
| | | | 3358(2) | 20.5 | | |
| | | | 3878(1) γ | 1.58(8) | | |
| | | | 5046(1) γ | 0.10(2) | | |
| 5177(3) | 5177(5) | | 3483(3) | 0.003(1) | 0.00041 | 1.0409 |
| 5295(3) | | (1 ⁺) | 2380(3) | 0.10(1) | 0.02527 | 1.0661 |
| | | | 3603(4) | 0.085(6) | | |
| 5319(3) | | 1 ⁺ | 2410(3) | 0.070(8) | 0.00979 | 1.0759 |
| 5333(2) | 5340(50) | (1 ⁺) | 2424(2) | 0.05(1) | 0.00712 | 1.0831 |
| 5432(3) | 5466(6) ^a | 1 ⁺ | 2514(5) | 0.45(4) | 0.07641 | 1.1595 |
| | | | 3735(3) | 0.049(4) | | |
| 5550(3) | 5589(8) | (1 ⁺) | 2638(3) | 0.037(5) | 0.00975* | 1.1692 |
| | | | 3841(3) | 0.018(1) | | |
| 5612(3) | | | 3904(3) | 0.009(1) | 0.00177 | 1.1710 |
| 5708(3) | 5695(10) | 1 ⁺ | 2779(7) | 0.064(1) | 0.05571 | 1.2267 |
| | | | 4006(3) | 0.21(1) | | |
| 5841(3) | 5813(7) ^a | | 4126(3) | 0.0016(1) | 0.00037 | 1.2271 |
| 5877(3) | | | 4161(3) | 0.0040(2) | 0.00095 | 1.2280 |
| 5915(3) | 5905(7) ^a | | 4197(3) | 0.0026(1) | 0.00067 | 1.2287 |
| 6066(2) | 6087(8) | 1 ⁺ | 3125(2) | 0.037(5) | 0.04805* | 1.2767 |
| | | | 4352(3) | 0.12(1) | | |

Continúa en la página siguiente...

Continúa desde la página anterior...

| E_x | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | $\sum B(\text{GT})$ |
|----------|------------------------|-------------------|--------------------------|-----------|----------------------|---------------------|
| 6255(3) | 6290(100) ^b | | 4527(3) | 0.092(4) | 0.00353 | 1.2803 |
| 6404(3) | 6371(15) | | 4671(3) | 0.0063(3) | 0.00284 | 1.2831 |
| 6434(3) | | | 4700(3) | 0.0034(2) | 0.00160 | 1.2847 |
| 6530(3) | | (1 ⁺) | 3603(4) | 0.044(6) | 0.01608 | 1.3008 |
| | | | 4775(3) | 0.0058(3) | | |
| 6602(3) | | (1 ⁺) | 3653(3) | 0.048(1) | 0.02763 | 1.3284 |
| 6674(3) | 6680(15) ^a | | 3735(3) | 0.031(6) | 0.02372 | 1.3521 |
| | | | 4920(3) | 0.0063(3) | | |
| 6730(3) | | (1 ⁺) | 4987(3) | 0.012(1) | 0.00811* | 1.3602 |
| 6799(3) | 6820(15) ^a | | 5054(3) | 0.0060(3) | 0.00454 | 1.3648 |
| 6886(3) | 6831(15) | (1 ⁺) | 5138(3) | 0.009(1) | 0.00796 | 1.3727 |
| 7061(3) | | (1 ⁺) | 5307(3) | 0.0058(3) | 0.00630 | 1.3790 |
| 7107(3) | | (1 ⁺) | 5352(3) | 0.0042(2) | 0.00490 | 1.3839 |
| 7202(3) | | (1 ⁺) | 5444(3) | 0.009(1) | 0.01159 | 1.3955 |
| 7267(3) | | 1 ⁺ | 5507(3) | 0.0047(3) | 0.00703 | 1.4025 |
| 7322(3) | 7360(100) ^b | 1 ⁺ | 4352(3) | 0.035(5) | 0.23428* | 1.6368 |
| | | | 5559(4) | 0.110(5) | | |
| 7432(3) | 7488(10) | (1 ⁺) | 5667(3) | 0.013(1) | 0.02437 | 1.6612 |
| 7606(3) | 7617(20) | 1 ⁺ | 4631(4) | 0.028(5) | 0.40207 ^d | 2.0633 |
| | | | 5828(3) | 0.124(6) | | |
| 7671(3) | 7720(100) ^b | (1 ⁺) | 5898(3) | 0.0049(2) | 0.01433 | 2.0776 |
| 7739(3) | 7720(100) ^b | 1 ⁺ | 5964(3) | 0.0036(2) | 0.01188 | 2.0895 |
| 7848(3) | 7867(20) | 1 ⁺ | 4864(3) | 0.042(5) | 0.23996 ^d | 2.3295 |
| | | | 6066(8) | 0.020(1) | | |
| 7983(15) | | (1 ⁺) | 6200(15) | 0.002(1) | 0.01037 | 2.3398 |
| 8139(15) | 8174(30) | (1 ⁺) | 6351(15) | 0.002(1) | 0.01223 | 2.3521 |
| 8341(15) | 8300(100) ^b | (1 ⁺) | 6547(15) | 0.001(1) | 0.01553* | 2.3676 |
| 8648(15) | 8600(100) ^b | (1 ⁺) | 6879(15) | 0.0003(1) | 0.02584 | 2.3934 |

Continúa en la página siguiente...

| E límite (MeV) | Exp. | $\sum B(\text{GT})$ | | | q^2 | | | Media |
|-------------------|----------|---------------------|------|------|---------|---------|---------|---------|
| | | USD | USDa | USDb | USD | USDa | USDb | |
| 3.6 | 0.49(6) | 0.91 | 1.03 | 0.97 | 0.54(7) | 0.47(6) | 0.50(6) | 0.50(7) |
| 4 | 0.64(7) | 1.071 | 1.06 | 1.58 | 0.59(6) | 0.60(6) | 0.40(4) | 0.53(6) |
| 7 | 1.41(12) | 2.56 | 2.45 | 2.10 | 0.55(5) | 0.57(5) | 0.67(6) | 0.59(5) |
| 7.6 | 2.10(13) | 2.61 | 2.56 | 2.12 | 0.80(5) | 0.82(5) | 0.99(6) | 0.87(6) |
| 8 | 2.37(14) | 2.61 | 2.67 | 4.01 | 0.91(5) | 0.89(5) | 0.59(3) | 0.80(5) |
| 8.6 | 2.40(15) | 5.23 | 5.47 | 4.87 | 0.46(3) | 0.44(3) | 0.49(3) | 0.46(3) |

Tabla 7.6: Valor acumulado de la distribución B(GT) teórica y experimental calculado hasta los valores límites indicados. Los *factores de quenching* obtenidos en cada caso, tanto para cada modelo como los valores medios, coinciden con el valor esperado para la capa *sd* por debajo de 4 MeV y para el rango completo de energía.

Continúa desde la página anterior...

| E_x | E_x [48] | J^π | $E_{particula}$ (keV) | BR (%) | B(GT) | $\sum B(\text{GT})$ |
|-------|---------------|---------|--------------------------|-----------|-------|---------------------|
|-------|---------------|---------|--------------------------|-----------|-------|---------------------|

Tabla 7.5: Lista de niveles de excitación en ³²Cl poblados por la desintegración β del ³²Ar. Se comparan los valores obtenidos con los valores de referencia [48] y se dan los valores J^π conocidos. En la columna de energía de partícula, las emisiones γ se marcan como γ , el resto son emisión de protones. La emisión de protones desde el IAS no presenta contribución porque es *prohibida Gamow-Teller* (por ser una transición $0^+ \rightarrow 0^+$). Los valores de B(GT) marcados como * son los utilizados para el cálculo del *factor de quenching* (6.19(b)). Los valores marcados como ^a provienen de la referencia [91]. Los valores marcados como ^b provienen de la referencia [90]. El valor marcado como ^c se ha usado en la calibración. Los valores marcados como ^d se han sumado para la comparación de una transición individual predicha por el modelo de capas. Los valores marcados como ^e no se han incluido en el cálculo del *factor de quenching* (ver texto).

Capítulo 8

Conclusiones

Este texto recoge el trabajo de análisis, resultados e interpretación de la información obtenida en dos experimentos realizados en GANIL (2005) e ISOLDE (2007). Los dos experimentos parten de la detección de partículas cargadas emitidas tras la desintegración β como herramienta de gran sensibilidad para determinar la estructura del núcleo hijo y de los estados involucrados en el proceso de emisión. La utilización de diversas técnicas de análisis han permitido obtener una gran cantidad de información a partir de los procesos estudiados.

En Julio de 2005 se realizó un experimento en GANIL, Francia, en el que se estudiaron los isótopos ligeros de argón, ^{32}Ar y ^{33}Ar , en la misma línea que experimentos previos. El objetivo principal del nuevo estudio se centraba en la detección en coincidencia de las emisiones de protones y de la radiación γ para obtener un completo esquema de desintegración y poder obtener la *distribución de intensidad β Gamow-Teller* en un amplio rango energético. Para ello se utilizó el dispositivo experimental *Silicon Cube*, que combina una alta granularidad con una gran cobertura angular, junto con tres detectores de Germanio de alta pureza CLOVER.

En Octubre de 2007, se realizó el estudio de la desintegración del último isótopo ligero ligado de Neon, ^{17}Ne , en ISOLDE (CERN), Suiza. El principal objetivo del experimento era utilizar la *Silicon Ball* de ISOLDE para separar los diferentes canales de desintegración por la técnica de *Tiempo de Vuelo* y aplicar, por primera vez, la técnica de *Matriz R* a los espectros de emisión del ^{17}F para obtener información acerca de los niveles involucrados en la desintegración.

El análisis de los datos obtenidos de la desintegración β^+ del ^{32}Ar y ^{33}Ar ha conducido a la obtención de cuantiosa información acerca de los dos isótopos de Argón. Gracias al dispositivo experimental utilizado se han podido obtener espectros de protones de gran calidad en los que se ha minimizado la contribución β en gran medida, tanto en el fondo de baja energía como en la contribución de los sucesos suma β -protón que reducen la resolución y adulteran los resultados de distribución de intensidad del espectro de protones. Esto ha permitido un mejor estudio de la región

de baja energía, una mejor resolución de los picos de protones y de la distribución de intensidad del espectro de protones. El dispositivo experimental, de gran cobertura angular y eficiencia de detección γ ha permitido obtener un espectro en coincidencia entre protones y radiación γ de una intensidad superior a la de trabajos anteriores. La gran calidad de los espectros de coincidencias $p\gamma$ ha permitido la obtención de la *distribución de intensidad β Gamow-Teller* de manera exhaustiva. Los resultados han permitido confirmar y ampliar la información obtenida en los trabajos realizados durante los últimos 25 años y marca la dirección de futuros experimentos.

A continuación se detallan los principales resultados obtenidos en el análisis de la desintegración β^+ del ^{32}Ar y ^{33}Ar :

- Tanto en el caso de la desintegración β^+ del ^{32}Ar como la del ^{33}Ar se han podido identificar y caracterizar un gran número de transiciones de protones, que en ambos casos superan en cantidad en un factor 2 al número de transiciones caracterizadas en trabajos previos.
- Mientras que en los trabajos previos se habían podido identificar 6 emisiones de protones al primer estado del núcleo hijo (p_1) en ^{32}Ar y otras 6 en ^{33}Ar , en este trabajo se han podido identificar 17 y 23 transiciones a estados excitados de los núcleos hijo respectivamente.
- De las 23 transiciones $p\gamma$ identificadas en la desintegración del ^{33}Ar , se ha podido determinar, por primera vez, que 3 de ellas son transiciones al segundo estado excitado del núcleo hijo (p_2), ^{32}S .
- En el caso de transiciones p_0 coincidentes en energía con transiciones p_1 ó p_2 , se han podido aislar, por primera vez, cada una de las componentes obteniendo la intensidad de cada una de ellas por separado. Los resultados obtenidos son perfectamente compatibles y coherentes con los obtenidos en los trabajos previos en los que la intensidad de las transiciones coincidentes se asignaba a una transición única.
- Gracias a la información obtenida de los espectros de coincidencia, se ha podido obtener la *distribución de intensidad β Gamow-Teller* en el caso de los dos isótopos de Argón, lo que ha permitido la comparación de los cálculos de *Modelo de Capas* con los resultados experimentales. De dicha comparación se han obtenido *factores de quenching* cuyos valores son compatibles con los valores esperados para los núcleos de la capa *sd* como son el ^{32}Ar y el ^{33}Ar .

El análisis de los datos obtenidos de la desintegración β^+ del ^{17}Ne ha permitido caracterizar el espín y paridad de los niveles excitados del núcleo hijo de la desintegración, ^{17}F , así como las anchuras parciales y totales de dichos estados. Esto ha

sido posible gracias a la combinación de la técnica de *tiempo de vuelo* junto con el uso de telescopios para obtener la separación de los espectros de los canales βp y $\beta\alpha$. La obtención por separado de los dos espectros y su ajuste conjunto por medio de la técnica de *Matriz R*, realizado por primera vez en todo el rango energético de las partículas detectadas, ha permitido la caracterización de los diversos canales de desintegración así como de los estados de los núcleos involucrados en la desintegración. Se han podido separar los dos canales de desintegración por emisión de partículas cargadas del ^{17}F , βp y $\beta\alpha$, permitiendo la obtención de las *razones de ramificación* de dichos canales, siendo los valores obtenidos compatibles con los valores de referencia y más precisos que éstos. Además, los diversos resultados obtenidos en este trabajo han permitido unificar y mejorar los resultados obtenidos por trabajos previos.

A continuación se detallan los principales resultados obtenidos en el análisis de los datos obtenidos de la desintegración β^+ del ^{17}Ne :

- Se ha podido obtener el espectro de protones del canal βp con una considerable reducción del fondo β , lo que ha permitido identificar transiciones de protones de baja energía a estados de alta energía de excitación en el núcleo hijo (^{16}O).
- Se ha identificado una transición entre el IAS de ^{17}Ne en ^{17}F y al estado a 9.84 MeV en ^{16}O por medio de las coincidencias protón- α , transición que no había sido observada previamente. Esto ha sido posible gracias a la detección de transiciones de baja energía previamente comentada.
- La aplicación de la *Matriz R* a los espectros de partículas ha permitido caracterizar diversas resonancias cuyas características (energía, anchura e intensidad) no pueden ser determinadas directamente debido a la gran influencia de las interferencias entre niveles.
- El análisis de la presencia y ausencia de interferencias entre niveles, así como de sus características, ha permitido asignar el espín y paridad de los estados excitados del ^{17}F cuya asignación era tentativa en trabajos previos.
- Gracias al análisis de interferencias se han podido explicar estructuras que previamente no habían podido ser explicadas, hecho que ha permitido unificar los resultados discrepantes entre trabajos previos en la región entre 8 y 9 MeV.
- Se ha determinado un límite superior para la transición desde el IAS en ^{17}F al tercer estado excitado de ^{16}O a 6.92 MeV, límite superior que se ha reducido considerablemente respecto a los umbrales determinados en trabajos previos.

Los resultados obtenidos muestran como el desarrollo de nuevos sistemas de detección y técnicas experimentales así como el uso de los métodos de análisis más

sofisticados y avanzados han permitido un gran avance en el conocimiento de los núcleos estudiados. Asimismo, la nueva información adquirida abre nuevos interrogantes y líneas de estudio. Una de estas líneas podría ser la detección de transiciones de protón al segundo estado excitado del ^{31}S en el caso de la desintegración β del ^{32}Ar , transiciones energéticamente permitidas pero que no han podido ser detectadas, posiblemente por su reducida intensidad. Igualmente, la obtención de espectros de baja energía sin fondo β , tanto de protones como de partículas α , en el caso de la desintegración β del ^{17}Ne , permitiría la identificación de las transiciones asociadas a los estados excitados de mayor energía en los núcleos hijos (^{16}O y ^{13}N).

Bibliografía

- [1] E. Rutherford y A. B. Wood, *Long-range alpha particles from thorium*, Philos. Mag. 31 (1916)
- [2] V.A. Karnaukhov, G.M. Ter-Akopian y V. Subbotin, *Search for proton emitters among the products of heavy ion induced reactions*, Proc. Asilomar Conf. Reactions between complex Nuclei (1963)
- [3] R. Barton, R. McPherson, Bull. Am. Phys. Soc. 8, 347 (1963); R. Barton, R. McPherson, R. E. Bell, W. R. Frisken, W. T. Link y R. B. Moore, *Observation of delayed proton radioactivity*, Can. J. Phys. 41 (2007,1963)
- [4] V.I. Goldanskii, *Modes of radioactivite decay invloving proton emission*, Annu. Rev. Nucl. Sci. 1 (1966)
- [5] B. Jonson y G. Nyman, *Nuclear Decay Modes*, D. N. Poenaru Institut of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 102 (1996)
- [6] L.W. Álvarez, *The Capture of Orbital Electrons by Nuclei*, Phys. Rev. 52 (1937) 134 y Phys. Rev. 54 (1938)
- [7] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw Hill (1955)
- [8] K.S., Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and sons, New York (1988)
- [9] T. Teichmann y E. P. Wigner, *Sum Rules in the Dispersion Theory of Nuclear Reactions*, Phys. Rev. 87 (1952)
- [10] S. Raman y N. B. Gove, *Rules for Spin and Parity Assigments Based on logft Values*, Phys. Rev. C 7 (1995)
- [11] K. Ikeda, S. Fujii y J. I. Fujita, *The (p,n) reactions and beta decays* Phys. Rev. Lett. 3 (1963)
- [12] A. Bohr y B.R. Mottelson, *Nuclear structure*, New York, Benjamin Vol. 1 (1969)

- [13] J. Suhonen y O. Civitarese, *Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay*, Phys. Rep. 300 (1998)
- [14] A. Krasznahorkay, H. Akimune, M. Fujiwara, M. N. Harakeh, J. Jänecke, V. A. Rodin, M. H. Urin y M. Yosoi, *Distribution of the Gamow-Teller strength in ^{90}Nb and ^{208}Bi* Phys. Rev. C 64 (2001)
- [15] T. Wakasa, K. Hatanaka, H. Sakai, S. Fujita, T. Nonaka, K. Yako, K. Sekiguchi, H. Okamura, T. Uesaka, H. Otsu, S. Ishida, N. Sakamoto, Y. Satou, T. Ohnishi, y M.B. Greenfield, *Gamow-Teller strength in the continuum and quenching problem* Nucl. Phys. A687 (2001)
- [16] J. C. Hardy, I. S. Towner, *Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model*, Phys. Rev. C 79 (2009)
- [17] R. J. De Meijer, C. Delaune, D. McShan y J. W. Nelson *β decay of ^{17}N to unbound states of ^{17}O* , Nucl. Phys. A 209 (1973)
- [18] J. Blachot y G. Marguier, *Nuclear data sheets update for $A = 115$* , Nucl. Data Sheets 67 Vol. 1 (1992)
- [19] J. Genevey-Rivier, A. Charvet, G. Marguier, C. Richard-Serre, J. D'Auria, A. Huck, G. Klotz, A. Knipper y G. Walter, *Level structure of light even xenon nuclei populated in the decays of isomeric and ground states of $^{118,120,122}\text{Cs}$* , Nucl. Phys. A 283 (1977)
- [20] D. N. Poenaru y M. Ivascu, *Particle emission from nuclei*, CRC Press, Boca Raton, Florida (1988)
- [21] E. P. Wigner, *Proc. of the Robert A. Welch foundation conference on chemical research* Houston, Ed. W. O. Milikan Vol. 1 (1957)
- [22] A. M. Lane y R. G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*, Rev. Mod. Phys. Vol. 30 (1958)
- [23] F. C. Barker, *2^+ states of ^8Be* , Aust. J. Phys. 22 (1969)
- [24] E. Vogt, *R-Matrix School lectures*, Joint Institute for Nuclear Astrophysics (2004)
- [25] P. G. Burke y W. D. Robb, *The R-Matrix theory of atomic processes*, Advances in Atomic and Molecular Physics Vol. 11 (1976)

- [26] F. C. Barker y P. B. Treacy, *Nuclear levels near thresholds*, Nuclear Physics 38 (1962)
- [27] <http://public.web.cern.ch/public/>
- [28] <http://isolde.web.cern.ch/isolde/>
- [29] E. Kugler, *The ISOLDE facility*, Hyperfine Interactions 129 (2000)
- [30] D. Habs, O. Kester, T. Sieber, H. Bongers, S. Emhofer, P. Reiter, P.G. Thirolf, G. Bollen, J. Aystö, O. Forstner, H. Ravn, T. Nilsson, H. Simon, J. Cederkall, F. Ames, P. Schmidt, G. Huber, M. Oinonen, L. Liljeby, O. Skeppstedt, K.G. Rensfelt, F. Wenander, B. Jonson, G. Nyman, R. von Hahn, H. Podlech, R. Repnow, C. Gund, D. Schwalm, A. Schempp, K.U. Kühnel, C. Welsch, U. Ratzinger, G. Walter, A. Huck, M. Huyse, P. Van den Bergh, P. Van Duppen, L. Weissman, K. Kruglov, A.C. Shotter, A.N. Ostrowski, T. Davinson, P.J. Woods, J. Cub, A. Richter, G. Schrieder y REX-ISOLDE Collaboration, *The REX-ISOLDE project*, Hyperfine Interactions 129 (2000)
- [31] <http://hie-isolde.web.cern.ch/hie-isolde/>
- [32] M. Lidroos, P. A. Butler, M. Huyse y K. Riisager, *HIE-ISOLDE*, Nucl. Inst. Meth. B 266 (2008)
- [33] <http://saferib.web.cern.ch/saferib/welcome.html>
- [34] <http://www.ganil-spiral2.eu/>
- [35] B. Jacquot, F. Chautard y A. Savalle, *Ganil Status Report*
- [36] M. H. Moscatello, *Status and Future Developments at GANIL in the Frame of HIBS*, (2004)
- [37] G. Auger y A. Peghaire, *Nouvelles du GANIL*, Vol. 68 (2001)
- [38] S. Gales, *SPIRAL2 at GANIL: Next Generation of ISOL Facility for Intense Secondary Radioactive Ion Beams*, Nucl. Phys. A 834 (2010)
- [39] <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam>
- [40] F. Azaiez y W. Korten, *Exogam: a gamma-spectrometer for nuclear structure studies at SPIRAL*, Nucl. Phys. News 7 (1997)
- [41] J. Simpson, F. Azaiez, G. deFrance, J. Fouan, J. Gerl, R. Julin, W. Korten, P.J. Nolan, B.M. Nyako, G. Sletten, P.M. Walker y la colaboración EXOGAM, *The EXOGAM Array: A radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer*, Acta Physica Hungarica, New Series, Heavy Ion Physics 11 (2000)

- [42] H. Spieler, *Introduction to Radiation Detectors and Electronics*, Lecture Notes - Physics 198 (1999)
- [43] M. Alcorta, O. Kirsebom, M.J.G. Borge, H.O.U. Fynbo, K. Riisager y O. Tengblad, *A complete kinematics approach to study multi-particle final state reactions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 605 (2009)
- [44] J. B. Birks, *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press 662 (1964)
- [45] L. M. Fraile y J. Äystö, *The ISOLDE Silicon Ball*, Nucl. Inst. Meth. A 513 (2003)
- [46] I. Matea, N. Adimi, B. Blank, G. Cachel, J. Giovinazzo, M.J.G. Borge, R. Domínguez-Reyes, O. Tengblad y J. C. Thomas, *The Silicon Cube detector*, Nucl. Inst. Meth. A 607 (2009)
- [47] M. C. Pyle, A. García, E. Tatar, J. Cox, B. K. Nayak, S. Triambak, B. Laughman, A. Komives, L. O. Lamm, J. E. Rolon, T. Finnessy, L. D. Knutson y P. A. Voytas, *Revalidation of the Isobaric Multiple Mass Equation*, Phys. Rev. Lett. 88 (2002)
- [48] P.M. Endt, *Energy levels of A=21-44 Nuclei (VII)*, Nucl. Phys. A 521 (1990)
- [49] M. Bhattacharya, D. Melconian, A. Komives, S. Triambak, A. García, E. G. Adelberger, B. A. Brown, M. W. Cooper, T. Glasmacher, V. Guimaraes, P. F. Mantica, A. M. Oros-Peusquens, J. I. Prisciandaro, M. Steiner, H. E. Swanson, S. L. Tabor y M. Wiedeking, *ft values of the $0^+ \rightarrow 0^+ \beta^+$ decay of ^{32}Ar : A measurement of isospin breaking in a superallowed decay*, Phys. Rev. C 77 (2008)
- [50] F. K. Röpké y W. Hillebrandt, *The case against the progenitor's carbon-to-oxygen ratio as a source of peak luminosity variations in type Ia supernovae*, Astronomy and Astrophysics 420 (2004)
- [51] E. G. Adelberger, A. B. McDonald y C. A. Barnes, *A study of low-lying Image and $T = 2$ states in some light nuclei (I)* Nuclear Physics A Vol. 124 (1969)
- [52] M. N. Harakeh, P. Paul y K. A. Snover, *E1 transitions in ^{17}F . I. The low-lying $T=3/2$ states*, Phys. Rev. C 11 (1975)
- [53] H. J. Hausman, S. L. Blatt, T. R. Donoghue, J. Kalen, W. Kim, D. G. Marchlinski, T. W. Rackers y P. Schmalbrock, *Ground state proton capture reactions from 20 to 100 MeV*, Phys. Rev. C 37 (1987)

- [54] P. W. Lisowski, R. C. Byrd, G. Mack, W. Tornow y R. L. Walter, *Polarization transfer in (d,n) reactions on light nuclei at $\hat{I}_i=0^\circ$* , Phys. Rev. C 24 (1981)
- [55] C. E. Waltham, S. H. Chew, J. Lowe, J. M. Nelson y A. R. Barnett, *A study of ^3He capture in light nuclei*, Nuclear Physics A Volume 395, Issue 1 (1983)
- [56] M. Wiescher, V. Harms, J. Gorres, F. K. Thielemann y L. J. Rybarcyk, *Alpha-burning of O-14*, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 316 (1987)
- [57] C. Funck y K. Langanke, *Microscopic study of the $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ reaction at stellar energies*, Nuclear Physics A 480 (1988)
- [58] C. Funck, B. Grund y K. Langanke, *Improved Study of the $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ Reaction at Stellar Energies*, Z.Phys. A 332 (1989)
- [59] S. W. Kitwanga, P. Leleux y P. Lipnik, *Production of ^{13}N radioactive nuclei from $^{13}\text{N}(p, n)$ or $^{16}\text{O}(p, \alpha)$ reactions*, Phys. Rev. C 40 (1989)
- [60] J. C. Hardy, J.E. Esterl, R.G. Sextro y J. Cerny, *Isospin Purity and Delayed-Proton Decay*, Phys. Rev. C 3 (1971)
- [61] <http://www.lbl.gov/>
- [62] M. J. G. Borge, H. Cronberg, M. Cronqvist, H. Gabelmann, P. G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, S. Mattsson, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, O. Tengblad y M. Tomaselli, *β -delayed proton and alpha emission in the decay of ^{17}Ne* , Nucl. Phys. A 490 (1988)
- [63] M. J. G. Borge, P. Dessagne, G. T. Ewan, P. G. Hansen, A. Huck, B. Jonson, G. Klotz, A. Knipper, S. Mattsson, G. Nyman, C. Richard-Serre, K. Riisager, G. Walter e ISOLDE Collaboration, *Study of the Giant Gamow-Teller Resonance in Nuclear β decay: The case of ^{33}Ar* , Phys. Scr. 36 (1987)
- [64] M. J. G. Borge, J. Deding, P. G. Hansen, B. Jonson, G. Martínez Pinedo, P. Møller, G. Nymand, A. Poves, A. Richter, K. Riisager y O. Tengblad, *β -decay to the proton halo state in ^{17}F* , Phys. Lett. B 317(1993)
- [65] G. Audi, A. H. Wapstra y C. Thibault, *The AME 2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*, Nuc. Phys. A 729 (2003)
- [66] A. C. Morton, J. C. Chow, J. D. King, R. N. Boyd, N. P. T. Bateman, L. Buchmann, J. M. D'Auria, T. Davinson, M. Dombisky, W. Galster, E. Gete, U. Giesen, C. Iliadis, K. P. Jackson, J. Powell, G. Roy y A. Shotter, *β -delayed particle decay of ^{17}Ne* , Nucl. Phys. A 706 (2002)

- [67] J. C. Chow, A. C. Morton, R. E. Azuma, N. Bateman¹, R. N. Boyd, L. Buchmann, J. M. DâAuria, T. Davinson, M. Dombisky, W. Galster, E. Gete, U. Giesen, C. Iliadis, K. P. Jackson, J. D. King, G. Roy, T. Shoppa, y A. Shotter, *Three-particle breakup of the isobaric analog state in ^{17}F* , Phys. Rev. C 57 (1998)
- [68] D. R. Tilley, H. R. Weller y C. M. Cheves, *Energy Levels of Light Nuclei A=16-17*, Nucl.Phys. A 564 (1993)
- [69] U. C. Bergmann, G. Auböck, R. Catherall, J. Cederkäll, C. Aa. Diget, L. Fraile, S. Franchoo, H. Fynbo, H. Gausemel, U. Georg, T. Giles, H. Jeppesen, O. C. Jonsson, U. Köster, J. Lettry, T. Nilsson, K. Peräjärvi, H. Ravn, K. Riisager, L. Weissman, J. Äystö e ISOLDE Collaboration, *Production yields of noble-gas isotopes from ISOLDE UC/graphite targets*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 204 (2003)
- [70] U. Köster, U.C. Bergmann, D. Carminati, R. Catherall, J. Cederkäll, J.G. Correia, B. Crepieux, M. Dietrich, K. Elder, V.N. Fedoseyev, L. Fraile, S. Franchoo, H. Fynbo, U. Georg, T. Giles, A. Joinet, O.C. Jonsson, R. Kirchner, Ch. Lau, J. Lettry, H.J. Maier, V.I. Mishin, M. Oinonen, K. Peräjärvi, H.L. Ravn, T. Rinaldi, M. Santana-Leitner, U. Wahl, L. Weissman e ISOLDE Collaboration, *Oxide fiber targets at ISOLDE*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 204 (2003)
- [71] S. R. Salisbury y H. T. Richards, *F^{17} level parameters*, Phys. Rev. 126 (1962)
- [72] F. Ajzenberg-Selove, *Energy levels of light nuclei A=16-17*, Nucl. Phys. A 166 (1971)
- [73] J. Cerny, *High-Isospin Nuclei and Multiplets in the Light Elements* Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968)
- [74] M.G. Silbert y J. C. Hopkins, *Beta Decay of ^{17}N to Bound States in ^{17}O* , Phys. Rev. 134 B16-B22 (1964)
- [75] D. J. Millener, *First forbidden β -decay of ^{17}Ne and ^{17}N* , Phys. Rev. C 55 (1997)
- [76] I. S. Towner y J. C. Hardy, *First-forbidden non-unique β -transitions and mirror comparisons in light nuclei* Nucl. Phys. A179 (1972)
- [77] A. Ozawa, M. Fujimaki, S. Fukuda, S. Ito, T. Kobayashi, S. Momota, T. Suzuki, I. Tanihata, K. Yoshida, G. Kraus y G. Münzenberg, *Measurement of the β -decay branching ratio of ^{17}Ne into the first excited state of ^{17}F* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 24 (1998)

- [78] F. Hinterberger, P. Von Rossen, B. Schüller, J. Bisping y R. Jahna, *The Image $^{16}O+p \rightarrow ^{17}F(T=3/2)$ resonances at $E_p = 11.26, 12.71$ and 14.57 MeV*, Nucl. Phys. A 263 (1976)
- [79] D. H. Wilkinson y B. E. F. Macefield, *A parametrization of the phase space factor for allowed β -decay*, Nucl. Phys. A 232 (1974)
- [80] E. G. Adelberger, A. B. McDonald, C. L. Cocke, C. N. Davids, A. P. Shukla, H. B. Mak y D. Ashery, *Isospin-Forbidden Particle Decays of $T=3/2$ Levels in Mirror Nuclei*, Phys. Rev. C 7 (1973)
- [81] B. A. Brown y B. H. Wildenthal, *Status of the nuclear shell model* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988)
- [82] B. Singh, J. L. Rodriguez, S. S. M. Wong y J. K. Tuli, *Review of $\log(ft)$ values in β decay*, Nucl. Data Sheets 84 (1998)
- [83] D. H. Wilkinson, *Renormalization of the Axial-Vector Coupling Constant in Nuclear β Decay*, Phys. Rev. C 7 (1973); Nucl. Phys. A 209 (1973)
- [84] E. Hagberg, P. G. Hansen, J. C. Hardy, A. Huck, B. Jonson, S. Mattsson, H. L. Ravn, P. Tidemand-Petersson y G. Walter, *Decay of a $T_z = -2$ Nucleus: Argon-32*, Phys. Rev. Lett. 39 (1977)
- [85] T. Björnstad, M. J. G. Borge, P. Dessagne, R. D. Von Dincklage, G. T. Ewan, P. G. Hansen, A. Huck, B. Jonson, G. Klotz, A. Knipper, P. O. Larsson, G. Nyman, H. L. Ravn, C. Richard-Serre, K. Riisager, D. Schardt y G. Walter, *Study of the Giant Gamow-Teller Resonance in Nuclear β decay: The case of ^{32}Ar* , Nucl. Phys. A 443 (1985)
- [86] A. H. Wapstra, G. Audi y C. Thibault, *The AME2003 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, adjustment procedures*, Nuc. Phys. A 729 (2003)
- [87] P. M. Endt y C. Van der Leun, *Energy levels of $A=21-44$ Nuclei (VI)*, Nuc. Phys. A 310 (1978)
- [88] U. Abbondanno, M. Lagonegro, G. Pauli, G. Poiani y R. A. Ricci, *Isospin-forbidden analogue resonances in ^{33}Cl II: Levels of ^{33}Cl and higher $T=3/2$ resonances* Nuovo Cim. 13 A 321 (1973)
- [89] D. Schardt y K. Riisager, *β -neutrino Recoil Broadening in β -delayed Proton Emission of ^{32}Ar and ^{33}Ar* , Zeit. Phys. A 345 (1993)

- [90] B. D. Anderson, T. Chittarakarn, A. R. Baldwin, C. Lebo, R. Madey, P. C. Tandy, J. W. Watson, C. C. Foster, B. A. Brown y B. H. Wildenthal, *Gamow-Teller and M1 strength in the $^{32}\text{S}(p,n)^{32}\text{Cl}$ reaction at 135 MeV* Phys. Rev. C 36 (1987)
- [91] C. Jeanperrin, H. Rosier, Ramstein y I. Obiajunwa, *Spectroscopy of ^{32}Cl nucleus via the $^{32}\text{S}(^3\text{He,t})^{32}\text{Cl}$ reaction at 34.5 MeV*, Nucl. Phys. A 503 (1989)
- [92] S. Vouzoukas, C. P. Browne, U. Giesen, J. Görres, S. M. Graff, H. Herndl, C. Iliadis, L. O. Lamm, J. Meissner, J. G. Ross, K. Scheller, L. van Wormer, M. Wiescher y A. A. Rollefson, *Reaction rate for $^{31}\text{S}(p,\gamma)^{32}\text{Cl}$ and its influence on the SiP cycle in hot stellar hydrogen burning* Phys. Rev. C 50 (1994)
- [93] C. M. Lederer, V. S. Shirley, E. Browne, R. E. Doebler, J. M. Dairiki, A. Shihab-Eldin, L. J. Jardine, J. K. Tuli, y A. B. Buyrn, *Table of Isotopes, 7th edition.*, New York: Wiley (1978)
- [94] M. M. Aleonard, Ph. Hubert, L. Sarger y P. Mennrath, *Étude des États excités du ^{33}Cl à l'aide de la réaction $^{32}\text{S}(p,\gamma)^{33}\text{Cl}$* Nucl. Phys. A 257 (1976)
- [95] K. Blaum, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H. J. Kluge, E. Sauvan y S. Schwarz, *Masses of ^{32}Ar and ^{32}Ar for fundamental tests*, Phys. Rev. Lett. 91 (2003)
- [96] B. Petersen, *The decay of ^{31}Ar . The analysis of the gamma-ray spectrum*, Tesis no publicada (1996)
- [97] A. Kankainen, T. Eronen, S. P. Fox, H. O. U. Fynbo, U. Hager, J. Hakala, J. Huikari, D. G. Jenkins, A. Jokinen, S. Kopecky, I. Moore, A. Nieminen, H. Penttilä, S. Rinta-Antila, O. Tengblad, Y. Wang y J. Äystö, *Excited states in ^{31}S studied via β decay of ^{31}Cl* , Eur. Phys. J A27 (2006)
- [98] A. García, E. G. Adelberger, C. Ortiz, H. E. Swanson, M. Beck, O. Tengblad, M. J. G. Borge, I. Martel, H. Bichsel e ISOLDE Collaboration, *Positron-neutrino correlations in ^{32}Ar and ^{33}Ar decays: Probes of scalar weak currents and nuclear isospin mixing*, Hyperfine Interactions Vol. 129 (2000)
- [99] J. C. Hardy y S. Towner, *Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model*, Phys. Rev. C Vol. 79 (2009)
- [100] C. Amsler et al. (173 autores), *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B 667 Vol. 1 (2008)

- [101] B. A. Brown y H. Wildenthal, *Experimental and theoretical Gamow-Teller β -decay observables for the sd shell nuclei*, Atomic data and nuclear data tables 33 (1985)
- [102] S. W. Kitwanga, P. Leleux y P. Lipnik, *Production of ^{13}N radioactive nuclei from $^{13}\text{N}(p,n)$ or $^{16}\text{O}(p,\alpha)$ reactions*, Phys. Rev. C 40 (1989)
- [103] M. Braun y T. Fried, *Elastic Backscattering Cross Sections of Protons on Oxygen*, Z.Phys. A 311 (1983)
- [104] N. Adimi, R. Domínguez-Reyes, M. Alcorta, A. Bey, B. Blank, M.J.G. Borge, F. de Oliveira Santos, C. Dossat, H.O.U. Fynbo, J. Giovinazzo, H.H. Knudsen, M. Madurga, I. Matea, A. Perea, K. Sümmerer, O. Tengblad y J. C. Thomas, *Detailed β -decay study of ^{33}Ar* , Phys. Rev. C 81 (2010)
- [105] A. M. Sandorfi, C. J. Lister, D. E. Alburger y E. K. Warburton, *Isospin-symmetry violating branch of ^{42}Sc β^+ decay* Phys. Rev. C 22 (1980)
- [106] D. E. Alburger y D. R. Goosman *Decay schemes of ^{30}Al , ^{30}P , and ^{20}O* , Phys. Rev. C 9, (1974)
- [107] C. Détraz, C. E. Moss y C. S. Zaidins, *Beta decay of ^{23}Mg , ^{27}Si , ^{31}S , ^{35}Ar and ^{39}Ca* , Phys. Lett. B 34 (1971)
- [108] P.M. Endt, *Supplement to energy levels of $A = 21-44$ nuclei (VII)*, Nucl. Phys. A 633 (1998)