

Tesis de Posgrado

Corrimientos en las frecuencias de cruce en la región de las tierras raras pesadas

Somacal, Héctor R.

1996

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Somacal, Héctor R.. (1996). Corrimientos en las frecuencias de cruce en la región de las tierras raras pesadas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2848_Somacal.pdf

Cita tipo Chicago:

Somacal, Héctor R.. "Corrimientos en las frecuencias de cruce en la región de las tierras raras pesadas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1996. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2848_Somacal.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

**CORRIMIENTOS EN LAS FRECUENCIAS DE CRUCE EN LA REGION DE
LAS TIERRAS RARAS PESADAS**

AUTOR: Héctor R. Somacal

DIRECTOR: Dr. Andrés J. Kreiner

**LUGAR DE TRABAJO: Laboratorio TANDAR - Departamento de Física -
Comisión Nacional de Energía Atómica**

**Tesis presentada para optar al título de Doctor de la Universidad de
Buenos Aires**

1996

120494

52

AGRADECIMIENTOS

A Andrés Kreiner y a Gerardo García Bermudez, por guiarme estos años.

Al grupo Gama, Mario Debray, Daniel Hojman, Miguel Davidson, Jorge Davidson, Maria Angélica Cardona, Mabel Ozafrán, Mónica Vazquez y José Maria Kesque.

Al grupo de masa 80 Alberto Filevich, Hardy Achterberg, Leszeck Szybisz.

Al grupo ERDA Martin Alurralde, Daniel Abriola.

A mis compañeros tesisistas por todos los ratos compartidos, Esteban S., Gad L., Eduardo V., Eduardo I., Marcelo Chapa, Rodolfo P. , Gabriela P., Roberto D., Fermin, Ignacio U., Raul V., Dardo T., Juan Pedro G., Carlos S., Martin K., Ana, M. Fernanda, Rosa, Daniela, Alejandro, Fabian y los que me olvido.

A los tecnicos e ingenieros de TANDAR que hicieron posible este trabajo.

INDICE

CAPITULO 1

Introducción	1
--------------	---

CAPITULO 2

Métodos experimentales y discusión	10
------------------------------------	----

2.1 Experimentos	12
------------------	----

2.1.1 ^{182}Ir .	12
---------------------------	----

Medición de coincidencias	12
---------------------------	----

Medición de vidas medias	13
--------------------------	----

Esquema de Niveles	14
--------------------	----

Banda A	15
---------	----

Banda B	19
---------	----

Banda C	20
---------	----

Banda D	23
---------	----

Banda E	25
---------	----

Banda F	26
---------	----

2.1.2 ^{176}Re	29
-------------------------	----

Esquema de niveles	30
--------------------	----

Banda A	31
---------	----

Banda B	32
---------	----

Banda C y D	33
-------------	----

Banda E	33
---------	----

Banda F	34
---------	----

Banda G	34
---------	----

2.1.3 ^{172}Ta	35
-------------------------	----

Esquema de niveles	35
--------------------	----

Banda A	36
---------	----

Banda B	37
---------	----

Banda C	38
---------	----

Banda D	38
---------	----

"Bandas" E	40
------------	----

Banda F	40
---------	----

Banda G	41
---------	----

Banda H	42
---------	----

Banda I	42
---------	----

Banda J	43
---------	----

Banda K	43
Banda L	43
Banda M	43
2.1.4 ^{186}Ir .	44
Experimento de coincidencias	44
Experimento de vidas medias	44
Esquema de Niveles	45
Banda A	45
Banda B	49
Banda C	50
Banda D	51

CAPITULO 3

Análisis de los espectros de energía	52
3.1 Aproximación de orden cero	52
3.1.1 ^{172}Ta	53
3.1.2 ^{176}Re	53
3.1.3 ^{182}Ir	54
3.1.4 ^{186}Ir	55
3.2 Clasificación de las bandas en núcleos doblemente impares	56
3.2.1 (1) Esquema de acoplamiento normal	58
3.2.2 Esquema de semidesacoplamiento: (2) "non-staggered" (Bandas idénticas) (4) comprimido.	60
3.2.3 (3) Esquema de acoplamiento comprimido	63
3.2.4 (5) Esquema de doble desacoplamiento	67
3.2.5 (6) Esquema de semidesacoplamiento	69
3.3 Propiedades electromagnéticas de las transiciones	70

CAPITULO 4

Análisis con el modelo "Cranking"	73
4.1 Clasificación de los estados de cuasipartícula	74
4.2 Análisis del espectro experimental	75
4.2.1 Proyección del momento angular sobre el eje de rotación	75
4.2.2 Energías de los estados	77
4.2.3 Cálculo del Routhiano	79
4.3 Calculo de la frecuencia de cruce	81
4.4 Resultados con el modelo "Cranking"	83
4.4.1 Aditividad de los parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce	83
Núcleos par-par	84
Núcleos impares y doblemente impares	88
Análisis de la banda s	92
4.4.2 Alineamiento de la banda s. Método gráfico.	95
4.5 Estructura de la banda s	101
4.6 Resumen y Conclusiones	108

CAPITULO 1

Introducción

En la espectroscopía de altos momentos angulares, un fenómeno ampliamente estudiado es el comportamiento de las frecuencias de cruce, asociadas con una anomalía presente en el momento de inercia denominada "*backbending*".

Este proceso fue observado por primera vez en la banda del estado fundamental del núcleo par-par ^{160}Dy ^[1]. La anomalía en el comportamiento del momento de inercia, se interpretó^[1] inicialmente, como una transición de fase entre un estado con el momento de inercia superfluido y un estado con el momento de inercia más grande correspondiente a un estado normal, aproximándose al de un rotor rígido (Fig. 1.1).

El estado superfluido corresponde al estado fundamental, en el cual se encuentran todos los nucleones apareados, mientras que en el otro estado han desaparecido las correlaciones de apareamiento, debido al efecto desacoplador que ejerce la fuerza de Coriolis en el sistema con mayor energía de rotación. Esto es, que para un valor crítico de la frecuencia de rotación desaparecen las correlaciones de apareamiento^[2], este efecto es conocido en la literatura como "*Coriolis antipairing (C.A.P.)*".

Posteriormente fue propuesto^[3] un modelo alternativo para interpretar los estados "*yrast*"¹ con energías mayores que las de la región donde se produce el "*backbending*". Este se expresa en términos de estados de 2 cuasipartículas en el orbital $\bar{v}_{i_{13/2}}$, acoplados al resto de los nucleones, que se suponen conforman un carozo inerte deformado, que solamente rota.

A diferencia del colapso coherente de las correlaciones de apareamiento (probablemente de los neutrones) en el modelo de Mottelson y Valatin; en este modelo, se considera que el efecto desacoplador de la fuerza de Coriolis actúa preferentemente sobre el par de neutrones de la capa $i_{13/2}$, rompiéndolo y produciendo el alineamiento de estos con el eje de rotación; este modelo se lo conoce como "*rotation alignment (R.A.)*".

¹Se llaman niveles *yrast*, a aquellos que poseen el máximo momento angular para una dada energía de excitación.

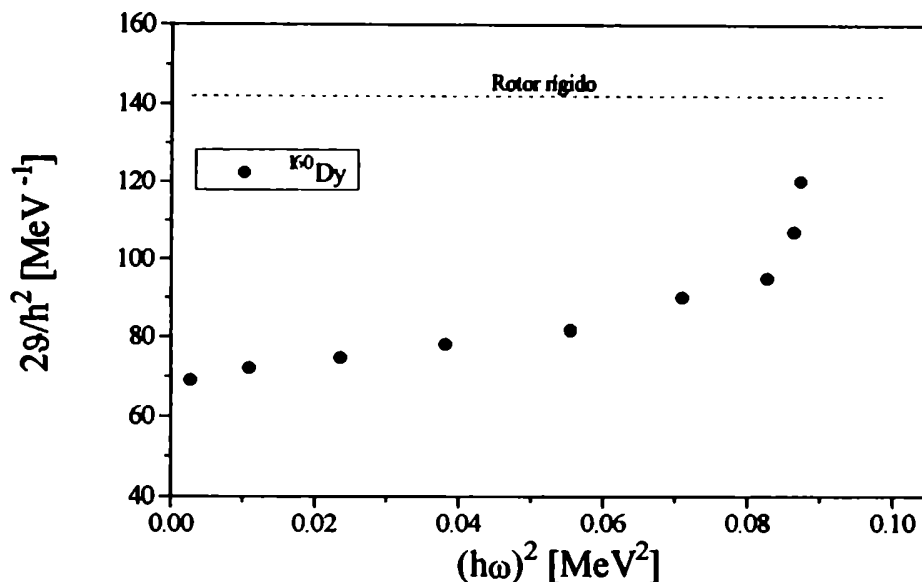


FIGURA 1.1: Momento de inercia del ^{160}Dy como función del cuadrado de la frecuencia de rotación. La línea punteada indica el valor calculado del momento de inercia del rotor rígido. Los datos fueron extraídos del trabajo de A. Johnson[1].

Dicho en otras palabras, el par de neutrones $(i_{13/2})^2$, que en el estado fundamental se encuentran describiendo órbitas reverso-temporales ($\Omega, -\Omega$), se ven afectados por la fuerza de Coriolis que actúa en sentidos opuestos sobre cada uno de dichos nucleones. Como consecuencia de esto, al aumentar la frecuencia de rotación del núcleo, la fuerza de Coriolis se incrementa hasta llegar a la frecuencia de cruce donde su intensidad supera a la de apareamiento, alineando los nucleones con el eje de rotación (Fig. 1.2).

La fuerza de Coriolis actúa con mayor intensidad sobre las órbitas con alto j y proyección sobre el eje de simetría pequeña por cuya razón el par de neutrones $i_{13/2}$, es el más afectado. Además, la cercanía de estas órbitas al nivel de Fermi hace que sea este y no otro el primer par en romperse. En la figura 1.3 se observan las tres capas con alto j más cercanas al nivel de Fermi en la región de las tierras raras.

Es en la región de las tierras raras livianas donde se observó por primera vez este fenómeno, allí los protones ocupan la capa $h_{11/2}$, siendo los or-

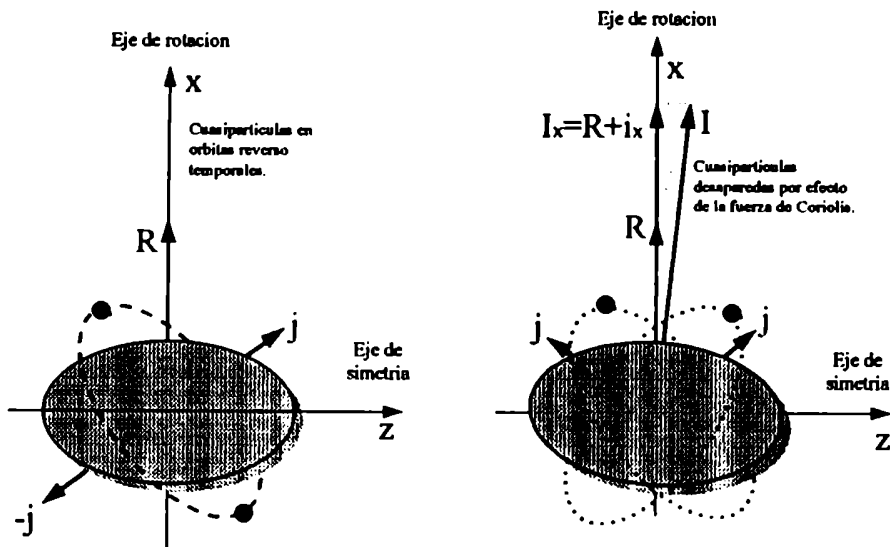


FIGURA 1.2: Efecto producido por la fuerza de Coriolis sobre dos nucleones que se encuentran en órbitas reverso temporales.

bitales más cercanos al nivel de Fermi los que tienen $\Omega=5/2, 7/2, 9/2$; mientras que los neutrones ocupan los niveles con $\Omega=1/2, 3/2, 5/2$ de la capa $i_{13/2}$. Como la interacción de Coriolis es proporcional al elemento de matriz $\langle j\Omega \pm 1 | j_{\pm} | j\Omega \rangle$, se pueden comparar sus valores, en las capas involucradas en esta región. Esto se muestra en la tabla I, que contiene los valores de los orbitales más próximos al nivel de Fermi, pudiéndose observar que los más grandes corresponden a los de neutrón. Por otro lado, la interacción de Coriolis depende de un factor que tiene en cuenta las correlaciones de apareamiento. Este es aproximadamente 0.5 cuando los estados intervinientes están próximos al nivel de Fermi, mientras que prácticamente se anula cuando los estados están alejados del mismo (uno por encima y el otro por abajo) o tiende a 1 cuando los estados están alejados y del mismo lado del nivel de Fermi. Bajo estas consideraciones resulta razonable pensar que el par de neutrones sufra con mayor intensidad el efecto desacoplador de la fuerza de Coriolis.

Los quasineutrones desapareados orbitan en el potencial generado por el

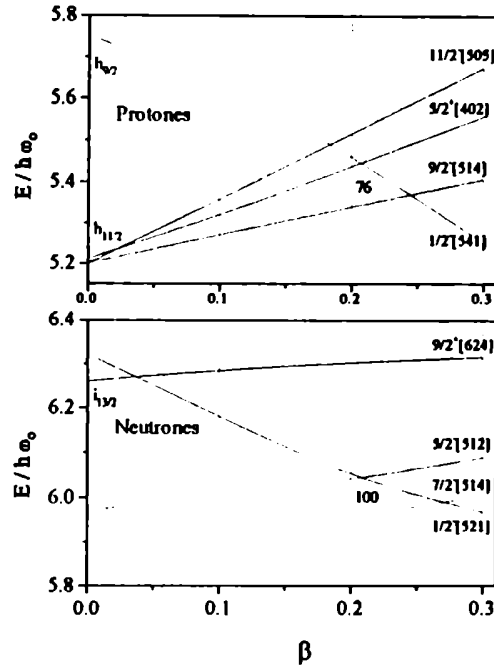


FIGURA 1.3: Las tres capas con alto j más cercanas al nivel de Fermi en la región de las tierras raras.

carozo inerte, y su vector momento angular \vec{j}_ν realiza un movimiento de precesión alrededor del eje de rotación. Por esta razón su proyección sobre este eje, llamada alineamiento, adquiere valores aproximadamente constantes. Además, dichos valores son grandes $\langle i_n \rangle \approx 6\hbar$ para componentes con signatura $\alpha = 1/2$ y $\langle i_n \rangle \approx 5\hbar$ para $\alpha = -1/2$, debido a los valores bajos de su proyección sobre el eje de simetría.

Con el fin de establecer el modelo que mejor describe el fenómeno, se propuso^[4] un test experimental, estudiando el comportamiento de las bandas $i_{13/2}$ en los núcleos impares vecinos. Si se tiene en cuenta el efecto que ejerce sobre el "backbending", la presencia del neutrón desacoplado $i_{13/2}$ en el núcleo impar, los dos modelos predicen diferentes comportamientos.

²El número cuántico de signatura α se define en términos de los autovalores del operador $e^{-iJ_x\pi}$ que corresponde a una rotación de 180° alrededor de un eje perpendicular al eje de simetría.

Tabla I. Valores de los elementos de matriz ($j\Omega \pm 1 | j_{\pm} | j\Omega$) en la región de las tierras raras livianas.

Tierras	raras	livianas	
$\tilde{\pi}h_{11/2}$	$\Omega = 5/2$ 5.196	$\Omega = 7/2$ 4.472	$\Omega = 9/2$ 3.317
$\tilde{\nu}i_{13/2}$	$\Omega = 1/2$ 6.928	$\Omega = 3/2$ 6.708	$\Omega = 5/2$ 6.325
Tierras	raras	pesadas	
$\tilde{\pi}h_{11/2}$	$\Omega = 9/2$ 3.317	$\Omega = 11/2$ 0	
$\tilde{\pi}h_{9/2}$	$\Omega = 1/2$ 4.899		
$\tilde{\nu}i_{13/2}$	$\Omega = 7/2$ 5.745	$\Omega = 9/2$ 4.899	$\Omega = 11/2$ 3.606

Predicción C.A.P. El bloqueo efectuado por el neutrón impar debilitaría las correlaciones de apareamiento, y ocurriría el colapso de estas a una frecuencia de rotación menor que la observada en el núcleo par-par vecino.

Predicción R.A. El neutrón desacoplado $i_{13/2}$ interferiría con la formación de la banda de dos quasipartículas que intersecta la banda del estado fundamental por bloqueo ("blocking") del estado maximalmente alineable, y se observaría el "backbending" a una frecuencia de rotación mayor que la del par-par.

Los estudios realizados de esta manera, confirmaron lo predicho por el modelo "rotation alignment". Precisamente en esta idea se apoyan los experimentos llamados de bloqueo, que constituyen la herramienta experimental de la que se dispone en el estudio del comportamiento de los núcleos rotantes a altos momentos angulares. Este test se muestra en la figura 1.4, donde se grafica la proyección del momento angular sobre el eje de rotación de las componentes con $\alpha = \pm 1/2$ de la banda $\tilde{\nu}i_{13/2}$ del núcleo impar ^{161}Yb comparado con el del ^{160}Yb , observándose en el mismo el corrimiento en la frecuencia de cruce en las bandas de neutrón, tal como lo predice el segundo modelo.

De acuerdo a lo predicho por el modelo R. A., el proceso de alineamiento de pares continúa con el aumento de la energía de excitación. Confirmando esta predicción fué observado^[5] un segundo "backbending" en el ^{158}Er . Esto apunta en el sentido de que las partículas desapareadas tienden a tener una distribución axialmente simétrica (oblada) alrededor del eje de rotación implicando triaxialidad^[6].

Este segundo "backbending" se interpretó^[7], como conectado con el alineamiento producido por un par de cuasiprotónes $h_{11/2}$, lo cual fué confirmado^[8] con un experimento de bloqueo.

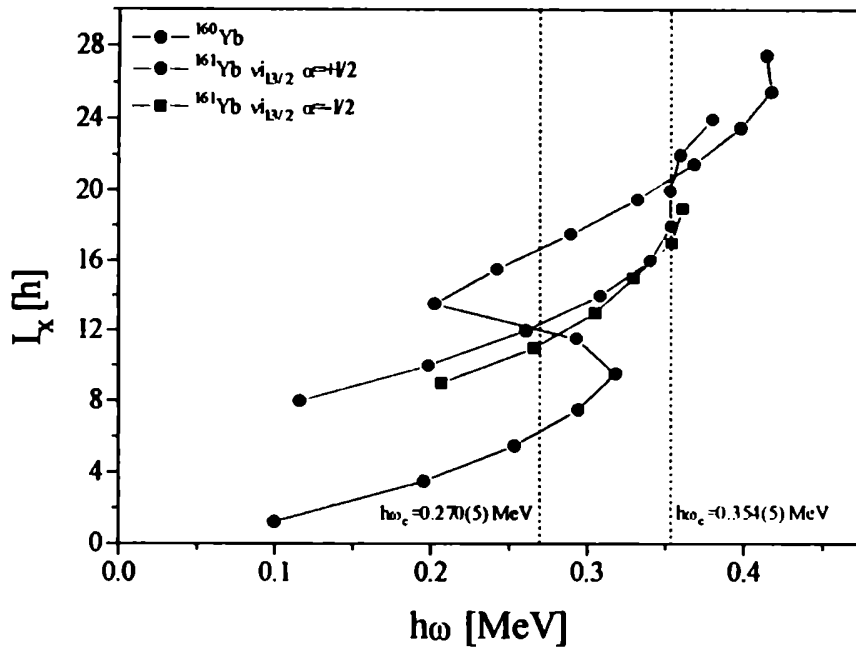


FIGURA 1.4: Proyección del momento angular sobre el eje de rotación del núcleo par-par ^{160}Yb y de las componentes con $\alpha = \pm 1/2$ de la banda de $\bar{\nu}_{i_{13/2}}$ del ^{161}Yb .

Posteriormente, se propuso^{[9], [10]} una interpretación del “backbending”, equivalente a la precedente, en términos de una interacción constante entre dos bandas. Por un lado la banda del estado fundamental (g) en la que se encuentran todos los nucleones apareados y por otro la banda excitada, de paridad positiva, más baja correspondiente a dos cuasipartículas alineadas, conocida como banda s³. Se supone que las dos cuasipartículas alineadas orbitan alrededor del carozo par-par, que rota uniformemente con una frecuencia ω alrededor del eje x, siendo z el eje de simetría (parte derecha de la figura 1.2).

Este modelo al igual que el de Stephens y Simon^{[3], [11]}, se apoya en experimentos de bloqueo de orbitales de neutrón $i_{13/2}$ en núcleos impares. En estos, las frecuencias a las cuales se cruzan las bandas g y s, se encuentran retrasadas respecto de las de los núcleos par-par vecinos.

³También llamada banda S, super banda o banda de Estocolmo.

En el contexto de este modelo es posible interpretar las características cualitativas del gráfico del momento de inercia \mathfrak{I} en función de ω^2 (figura 1.5), donde la forma de s depende esencialmente de dos factores. Uno de ellos es la diferencia entre los momentos de inercia de las dos bandas a la frecuencia de cruce $\Delta\mathfrak{I}(\omega_c) = \mathfrak{I}_{2cp}(\omega_c) - \mathfrak{I}_{0cp}(\omega_c)$, y el otro es la intensidad de la interacción entre las bandas que se cruzan. Esto último determina el grado de agudeza de la transición entre los dos estados, correspondiendo la transición menos aguda al caso de mayor intensidad entre bandas.

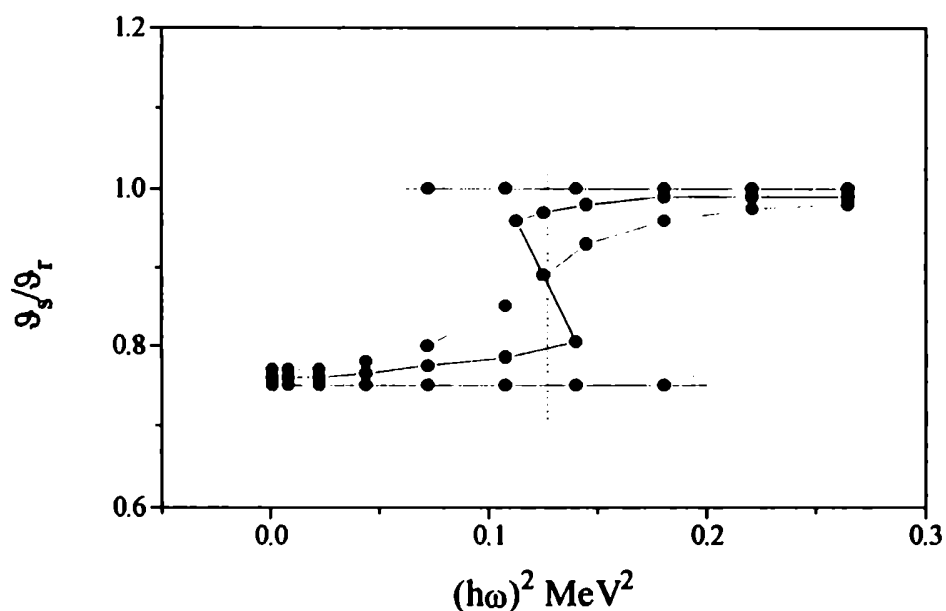


FIGURA 1.5: Evolución del cociente entre el momento de inercia del estado superconductor \mathfrak{I}_s y el rotor rígido \mathfrak{I}_r con el cuadrado de la frecuencia de rotación del núcleo. El grado de agudeza de cada una de las curvas está relacionado con la intensidad de la interacción, siendo el caso más intenso el de la curva verde y el menos intenso el de la roja, pasando por uno intermedio (azul).

Pasando al estudio de núcleos en la región de las tierras raras pesadas, se tiene que los protones completan prácticamente la capa $h_{11/2}$, siendo los orbitales más cercanos al nivel de Fermi los que tienen $\Omega = 9/2, 11/2$, además comienza a poblarse la capa "intrusa" $h_{9/2}$. Mientras que los neutrones

pueblan más la capa $i_{13/2}$, ocupando los niveles con $\Omega = 7/2, 9/2$. En esta región, los elementos de matriz $\langle j\Omega \pm 1 | j_{\pm} | j\Omega \rangle$ correspondientes a los niveles involucrados de la capa $\tilde{\nu}i_{13/2}$, adquieren valores similares a los del nivel $1/2^-$ [541] de la capa $\tilde{\pi}h_{9/2}$, como se muestra en la tabla I. En esta zona, los alineamientos de neutrón involucrados son menores ($i_n \lesssim 2 - 3\hbar$). Mientras que los alineamientos producidos por las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ ($1/2^-$ [541]) son mayores que los obtenidos para neutrones, ($i_p \approx 4\hbar$). Esto último haría que el protón se comporte en forma aproximadamente igual al neutrón en lo que respecta a su interacción con la fuerza de Coriolis.

En lo que respecta a experimentos de bloqueo, al igual que en la región de las tierras raras livianas, en núcleos impares en N se sigue observando el retraso en las frecuencias de cruce en las bandas $i_{13/2}$ respecto a las del carozo par-par. A esto se debe agregar el retraso en las frecuencias del primer cruce respecto a las de los par-par, observados en bandas $h_{9/2}$ de núcleos impares en Z.

Este segundo hecho ha generado una controversia en cuanto a la interpretación [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19] del causante del retraso observado en las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$, coexistiendo en la actualidad al menos dos interpretaciones que intentan explicar el fenómeno del retraso en la frecuencia de cruce y la constitución de la banda s:

Interpretación 1 (Deformación): *La anomalía en las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ puede ser causada por un efecto de polarización del carozo. La presencia del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ lleva al núcleo a una mayor deformación, incrementando el espaciamiento entre los orbitales de cuasineutrón altamente alineables lo que dificulta la acción de la fuerza de Coriolis, resultando un aumento en las frecuencias de cruce.*

Este argumento se contradice con mediciones de vidas medias en la banda $\tilde{\pi}h_{9/2}$ en el $^{181}\text{Ir}^{[20]}$. A esto se agregan cálculos de "cranked shell model", con una posición realista del orbital $1/2^-$ [541], que dan frecuencias de cruce iguales para ambos pares, $\tilde{\pi}h_{9/2}^2$ y $\tilde{\nu}i_{13/2}^2$, siendo $\hbar\omega_c^{\tilde{\pi}h_{9/2}} \approx \hbar\omega_c^{\tilde{\nu}i_{13/2}} \approx 0.3$ MeV. En particular, el carácter de cuasipartícula de la excitación $1/2^-$ [541] tiende a reducir el momento cuadrupolar, debido a que el factor de apareamiento es muy pequeño (siendo $Q_{qp} = Q_{sp} \cdot (u^2 - v^2)$ con $u^2 - v^2 \approx 0$, donde u y v son las amplitudes de ocupación BCS), por lo que disminuye la tendencia polarizadora.

Interpretación 2 ("blocking"): *La anomalía en las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ puede ser causada por el efecto de bloqueo en las bandas de protón $1/2^-$ [541] similar al que ocurre con las bandas de $\tilde{\nu}i_{13/2}$.*

Este argumento abre el interrogante sobre cual de los dos pares ($\tilde{\pi}h_{9/2}^2$ ó $\tilde{\nu}i_{13/2}^2$) es el que se rompe primero o la posibilidad que los dos se rompan a la misma frecuencia, existiendo algún tipo de acoplamiento entre los pares $\tilde{\pi}h_{9/2}^2$ y $\tilde{\nu}i_{13/2}^2$. En este sentido experimentos de bloqueo en núcleos impares

no tienen control sobre el otro tipo de nucleón, por lo que el estudio de núcleos doblemente impares permite estudiar la situación de bloqueo alternativo y simultáneo sobre los orbitales $\tilde{\pi}h_{9/2}$ y $\tilde{\nu}i_{13/2}$.

Para realizar este tipo de estudio es necesario un esfuerzo experimental especial; en este sentido los sistemas multidetectores están efectuando un gran aporte, ya que permiten observar estados altamente excitados, bien por encima del "backbending", y así obtener con buena precisión las frecuencias de cruce y alineamientos de las distintas estructuras. Por esta razón, han surgido diferentes trabajos en colaboración con laboratorios que cuentan con estas facilidades, en particular, el núcleo doblemente impar ^{182}Ir se ha reestudiado con el sistema multidetector de Oak Ridge, Estados Unidos y el ^{186}Ir , ^{172}Ta y ^{176}Re con el sistema de "Ga.Sp."^[21] en Legnaro, Italia.

Con el objetivo de analizar la segunda posibilidad se ha estudiado el comportamiento del alineamiento y frecuencias de cruce en la región de las tierras raras pesadas asociadas con estos cuatro núcleos doblemente impares antes mencionados.

En el capítulo 2 se presentan los datos experimentales de los cuatro núcleos estudiados y se discuten las distintas estructuras observadas. En el capítulo 3 se discuten los diferentes esquemas de acoplamiento en el contexto del modelo partícula más rotor y las propiedades electromagnéticas de las transiciones utilizados en la caracterización de las estructuras presentadas en el capítulo 2. En el capítulo 4 se describe el modelo "cranking", con el cual se realiza el estudio del problema de los retrasos de las frecuencias de cruce en bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ en la zona de las tierras raras pesadas, y se presentan los resultados obtenidos. Por último, en el capítulo 5 se presenta un resumen de resultados generales y conclusiones.

CAPITULO 2

Métodos experimentales y discusión

Los rayos γ generados en la desexcitación de un núcleo rotante son emitidos simultáneamente, por lo que adquieren importancia los experimentos de coincidencias $\gamma - \gamma$, siendo necesario utilizar al menos dos detectores de Ge, para obtener un par de eventos coincidentes.

Como se vio en la introducción, es de particular importancia para el estudio del comportamiento de las frecuencias de cruce el uso de sistemas multidetectores, ya que es necesario observar estados altamente excitados, que están por encima del "backbending".

Un sistema con n detectores aumenta la eficiencia del experimento pues provee $n(n-1)/2$ pares diferentes de detección. En el caso de la medición del ^{182}Ir el sistema estaba constituido por 18 detectores de Ge, lo que representa 153 pares independientes y en las mediciones de los restantes núcleos ^{176}Re , ^{186}Ir y ^{172}Ta el sistema con 40 detectores de Ge, implica 780 pares.

En este tipo de experimento, se tiene especial cuidado en optimizar el rango de altos impulsos angulares, en el cual evolucionan las bandas rotacionales. Con ese objetivo, se utilizan habitualmente absorbentes delante de los detectores de Ge para atenuar el alto conteo de baja energía proveniente de los rayos X. De este modo, se encuentran muy suprimidas las transiciones que conectan con el estado fundamental, en general de baja energía, por lo que es necesario realizar experimentos complementarios en los que se pone particular énfasis en la determinación de la estructura de baja energía.

Otro problema que se presenta en un experimento de coincidencias $\gamma - \gamma$ con un sistema multidetector es la supresión de estados isoméricos. El alto conteo en los sistemas multidetectores obliga a utilizar rangos temporales pequeños para disminuir los eventos fortuitos, típicamente de 50 a 120 ns, dependiendo del experimento, con la consiguiente pérdida de información sobre isomerismo. Siendo necesario en estos casos, realizar experimentos complementarios para su determinación. En estos casos, se puede realizar un aporte

con el equipamiento disponible en el Laboratorio Tandem, complementando los estudios con mediciones de vidas medias y estudio de multipolaridades mediante la medición de electrones de conversión interna.

Los espectros simples poseen una información muy amplia, pues comprenden la presencia de varios canales de reacción de acuerdo al número de neutrones evaporados, la excitación coulombiana del blanco y el decaimiento radioactivo de los núcleos formados y de sus hijos. En los últimos dos casos, estos poseen pocas transiciones, por lo que corresponden a eventos de baja multiplicidad. Con el fin de eliminar la información irrelevante, como lo es la excitación coulombiana y el decaimiento radiactivo, se han diseñado sistemas que permiten filtrar ese tipo de eventos; estos son los llamados *filtros de multiplicidad* que en el caso del sistema de Oak Ridge contaba con 51 elementos, mientras que en el de Legnaro este tiene 80 detectores de BGO (germanato de bismuto); en Buenos Aires se utilizó uno con 7 detectores de NaI de 2 y 3 pulgadas (figura 2.1).

Además de la supresión de estos eventos, el filtro de multiplicidad en los experimentos de multidetectores es utilizado para la separación de los canales de reacción con alta multiplicidad. Esto último se realiza posterior al experimento cuando se construyen las matrices con condiciones de multiplicidad.

A los eventos considerados hasta ahora hay que sumarle la radiación de fondo debido a los rayos γ provenientes de la dispersión Compton. Estos eventos son suprimidos mediante una anticoincidencia entre el detector de Ge de alta resolución y uno de alta eficiencia que lo rodea, en general de BGO. En el experimento realizado en Oak Ridge, el sistema, llamado "*Compton Suppression Spectrometer System*" contaba con 19 detectores, mientras que en los experimentos de Legnaro con "*Ga.Sp.*" el sistema, como ya dicho, tenía 40 detectores, cada uno con su supresor Compton.

Otro efecto que aparece en los sistemas multidetectores es el corrimiento Doppler de la líneas γ que muestran los detectores debido a su diferente ángulo de visión. Este efecto es corregido cuando se realiza el análisis de los datos teniendo en cuenta la posición de cada detector.

La combinación de estas técnicas permite obtener una selección adecuada de los canales de reacción y de los eventos en coincidencia "limpios" que hacen posible la espectroscopía de altos momentos angulares.

Respecto a la adquisición de datos producidos por los sistemas multidetectores, debido a la multiplicación de parámetros a adquirir por evento, ha sido necesario incorporar interfaces entre la electrónica y la computadora capaces de manejar un gran volumen de datos con alta velocidad, siendo la limitante la velocidad de la grabadora en cinta. En particular en el sistema "*Ga.Sp.*" se han incorporado interfaces desarrolladas para la física de altas energías donde se manejan grandes volúmenes de datos. A modo de ejemplo, en un experimento con "*Ga.Sp.*" el número de parámetros a adquirir por evento es alto, ~ 160 , por lo que al considerar una velocidad de adquisición

por evento típica, $\sim 6kHz$, el número de parámetros almacenados por segundo es $\sim 10^6$.

En cuanto a los programas de análisis de datos también han debido adecuarse a las nuevas exigencias generadas por el gran volumen de información adquirida. En este sentido, el sistema de análisis de "Ga.Sp." tiene una ventaja sustancial respecto al sistema VaxPack de Oak Ridge, al trabajar con matrices comprimidas, cuyo factor de compresión es ~ 30 respecto al último. Esto hace posible la conformación de cubos con tres parámetros, pudiendose generar en la actualidad cubos de 350Mbytes.

2.1 Experimentos

2.1.1 ^{182}Ir .

Para estudiar las diferentes estructuras de bandas del núcleo doblemente impar ^{182}Ir se realizaron dos experimentos, uno en el que se midieron coincidencias gama-gama mediante la reacción de fusión - evaporación $^{169}\text{Tm}(^{18}\text{O},x\text{n})(^{187-x\text{n}})\text{Ir}$ y el otro se realizó mediante la reacción $\text{Yb}(^{14}\text{N},x\text{n})(^{186-x\text{n}})\text{Ir}$, con el fin de medir las vidas medias de los estados isoméricos cercanos al estado fundamental.

Medición de coincidencias

En el experimento de coincidencias fué empleada la reacción de fusión-evaporación $^{169}\text{Tm}(^{18}\text{O},x\text{n})(^{187-x\text{n}})\text{Ir}$, utilizando proyectiles con energías de 99MeV y 101MeV, sobre un blanco autoportante de $1\text{mg}/\text{cm}^2$. El experimento fué realizado en Oak Ridge, Estados Unidos, con la "Holifield Heavy Ion Research Facility".

El sistema de detección estaba compuesto por 18 detectores de Ge con sus respectivos detectores anti-Compton pertenecientes al llamado "Compton Suppression Spectrometer System" junto con 51 elementos correspondientes al "Spin Spectrometer", utilizado como filtro de multiplicidad. Además, había un detector planar para permitir observar rayos γ de baja energía con buena eficiencia y buena resolución energética. El sistema así conformado, se usó para adquirir eventos de coincidencia $\gamma - \gamma$ con el requerimiento adicional de dos disparos del filtro, suprimiendo de la adquisición eventos de baja multiplicidad, como son los de decaimiento o excitación coulombiana. Dichos eventos, se grabaron en cinta magnética a razón de $2kHz$.

Los canales de reacción dominantes fueron el 5n (^{182}Ir), el 4n (^{183}Ir) y el 6n (^{181}Ir) y la selección del canal se efectuó al establecer ventanas en la distribución de multiplicidades; siendo en este caso, los rangos correspondientes a los distintos canales de reacción de 11 a 16, 17 a 23 y 4 a 10 respectivamente.

De esos eventos, se generaron varias matrices bidimensionales con el paquete VaxPack de Oak Ridge, las más importantes fueron las generadas por todos los pares de coincidencias dobles E_{γ_1} - E_{γ_2} (una matriz por cada canal de reacción), también se generaron matrices de coincidencias entre Ge-Planar y una de correlaciones angulares (DCO).

Medición de vidas medias

En el experimento diseñado para medir vidas medias se empleó la reacción de fusión-evaporación $^{172}\text{Yb}(^{14}\text{N},xn)^{(186-xn)}\text{Ir}$, donde se utilizaron proyectiles de 76 MeV de energía y un blanco enriquecido autoportante de $3\text{mg}/\text{cm}^2$, ya usados en un anterior experimento^[22]. El haz de ^{14}N fué provisto por el acelerador Tandem de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Como sistema de detección, se utilizó un detector del tipo GMX en coincidencia con un filtro de multiplicidad; este último, compuesto por 7 detectores de NaI (Figura 2.1). Se adquirieron eventos de coincidencia γ - filtro con una velocidad de contaje de $\sim 2\text{kHz}$.

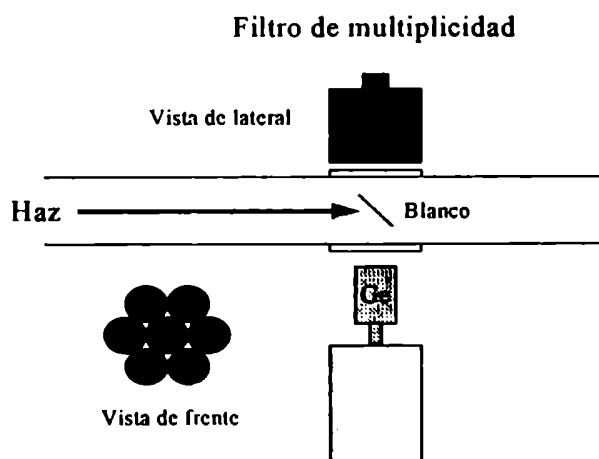


FIGURA 2.1: Dispositivo de detección utilizando el filtro de multiplicidad, desarrollado en el Laboratorio TANDAR.

Para obtener las vidas medias de los estados isoméricos se generaron matrices de coincidencias γ - t con diferentes condiciones de disparo en el

filtro, de las que se obtuvieron dos vidas medias para los estados isoméricos encima de las transiciones de 45.4keV y 105.4keV . Ellas son $204(47)\text{ns}$ and $141(12)\text{ns}$ respectivamente. En el caso del estado encima de la línea de 81.5keV solo se pudo obtener un limite inferior de $1\mu\text{s}$. En la figura 2.2 se muestra el espectro temporal correspondiente a ventanas en las líneas de 105.4keV y 81.5keV , en la matriz $\gamma - t$.

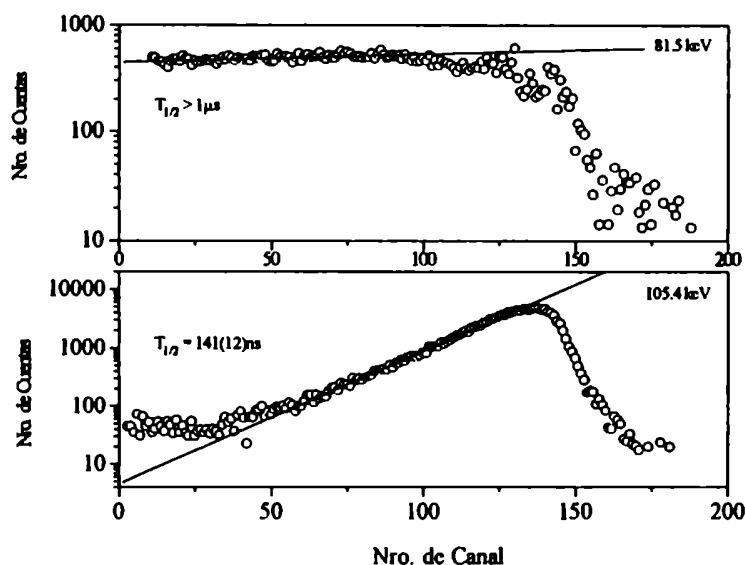


FIGURA 2.2: Espectros temporales asociados con ventanas en las líneas de 81.5keV y 105.4keV del ^{182}Ir .

Esquema de Niveles

En esta sección se discuten las configuraciones y espines correspondientes a las diferentes bandas del ^{182}Ir . El esquema de niveles previamente^[22] conocido fué básicamente confirmado y extendido considerablemente a espines más altos, agregándose además cuatro nuevas bandas como se ve en las figuras 2.3 y 2.4. En el mismo, las transiciones inferidas por diferencias, pero no observadas, o los niveles y transiciones para los cuales la evidencia es débil, están indicados con líneas punteadas. En el caso de incerteza en la asignación de los espines y paridades, se indicaron con paréntesis.

Antes de entrar en la discusión de las diferentes estructuras halladas, cabe aclarar que la asignación de las configuraciones discutidas en este capítulo está basada en el esquema de clasificación desarrollado en el capítulo

3.

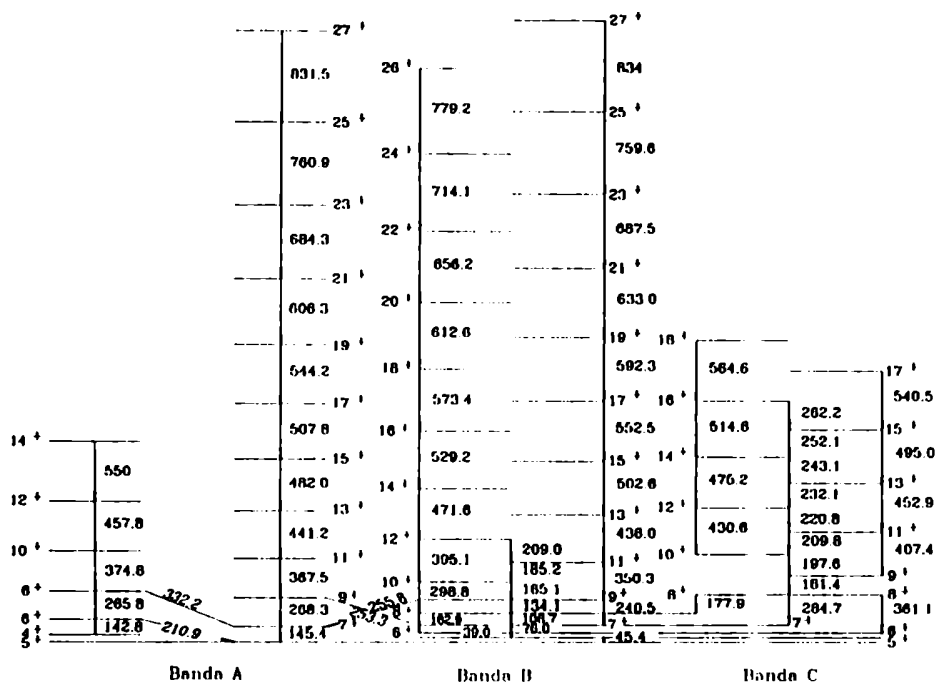


FIGURA 2.3: Esquema de niveles del ^{182}Ir . Parte I.

Banda A Esta banda de paridad positiva está compuesta por dos componentes, la de la derecha sobre la transición de 145.4keV , fué previamente estudiada^{[22], [23]} y es la componente favorecida de la banda doblemente desacoplada¹, basada en la configuración $\tilde{\pi}1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$, que de acuerdo al esquema de orden cero corresponde al estado fundamental. Se ha observado hasta el estado con espín 27^+ , habiéndose adicionado aquí las tres últimas transiciones. La de la izquierda, sobre la transición de 142.8keV , observada hasta el estado con espín $(14)^+$, posiblemente corresponda a la componente desfavorecida de la banda doblemente desacoplada.

Debido a que el orbital $\tilde{\pi}1/2^- [541]$ tiene un parámetro de desacoplamiento grande ($a = 3.8$), el miembro más bajo de la banda rotacional en el núcleo impar es el estado $5/2^-$, por lo que en el doblemente impar el primer miembro es el 3^+ , observado por Sauvage et al.^[24] en experimentos de decaimiento. El siguiente estado corresponde al 5^+ que se ubica a 25.7keV por encima del primero; siendo este último el miembro más bajo de la componente fa-

¹Ver capítulo 3, esquema de doble desacoplamiento.

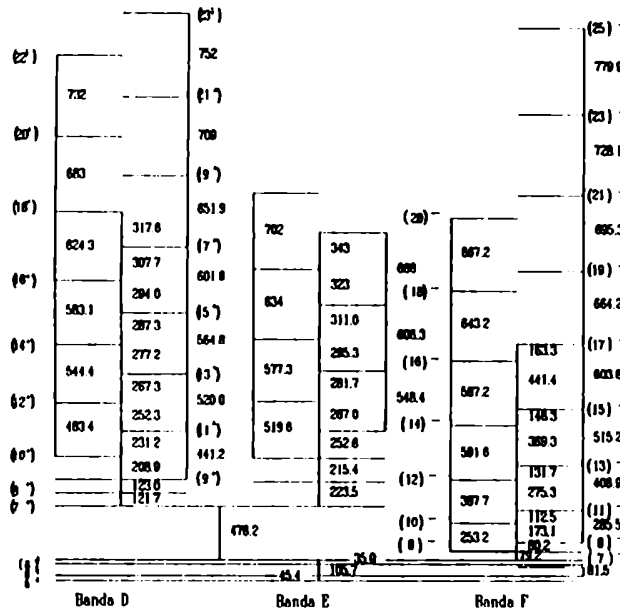


FIGURA 2.4: Esquema de niveles del ^{182}Ir . Parte II.

vorecida de la banda doblemente desacoplada observada en el experimento de coincidencias $\gamma - \gamma$.

Una posible transición dipolar entre las componentes desfavorecida y favorecida puede ser la transición γ de 211.8keV que conecta los estados $(6)^+$ y 5^+ ; esta línea, de muy baja intensidad, es observada por todos los rayos sobre la línea de 142.8keV por lo que debe estar en paralelo con esta última. Las transiciones de 142.8keV y 145.4keV deben estar en paralelo, ya que la única línea de la componente desfavorecida que no ve a la transición de 145.4keV es precisamente la de 142.8keV .

La línea de 211.8keV fijaría el estado $(4)^+$ de la banda desfavorecida a 94.5keV encima del estado 3^+ , coincidiendo con la transición observada por los miembros de la banda por encima del estado $(6)^+$ como muestran las figuras 2.5 y 2.6. Esto es consistente con experimentos de decaimiento radiactivo realizados por Sauvage et al.^[24] donde fue observada una transición de 95.1keV . Otra posible conexión entre ambas componentes es la transición que uniría los estados $(8)^+$ con 7^+ , que fue solo observada debilmente por la línea de 374.8keV . Se esperaría encontrar otras conexiones entre ambas componentes que serían las que unirían los estados $(6)^+$ con 7^+ , $(8)^+$ con 9^+ , que por diferencias tendrían energías de 66.4keV y 63.9keV respectivamente, pero sería imposible observarlas debido a que se superponen con el rango de los rayos X del Ir.

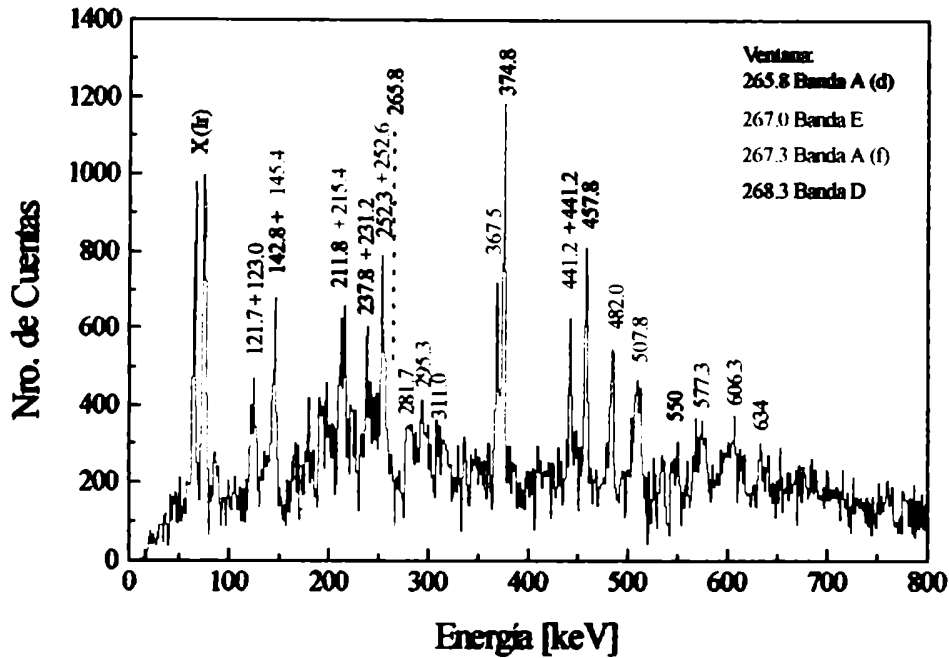


FIGURA 2.5: Ventana maximizando el rayo de 265.8keV de la componente desfavorecida de la banda doblemente desacoplada, con contaminación de los rayos de 267.0 , 267.3 y 268.3keV .

Si bien este núcleo fue estudiado previamente al ^{176}Re , la observación^{[25], [26]} con alta estadística de las dos componentes en este último permitió revisar cuidadosamente los datos obtenidos para el ^{182}Ir y de esta manera realizar la asignación de la componente desfavorecida, aquí presentada.

En el contexto del modelo de partícula más rotor² se obtuvieron valores muy próximos del momento de inercia \mathcal{I} y el K de la banda, de las dos componentes de la banda, como se puede ver en la tabla I.

En el esquema de pseudo-espín^[27] esta configuración es en la notación del pseudo-oscilador $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [420]$, correspondiendo a un caso de singlete de pseudo-espín (esto es $\tilde{\Lambda} = \Lambda - 1 = 0$). En esta situación, la componente favorecida de la banda corresponde al caso en que el pseudo-espín del neutrón alineado ($\tilde{s} = 1/2$) está acoplado paralelamente al protón alineado (i_p), de manera que el alineamiento total es la suma $i_{pn} = i_p + 1/2$. Mientras la

²Ver capítulo 3, esquema de doble desacoplamiento.

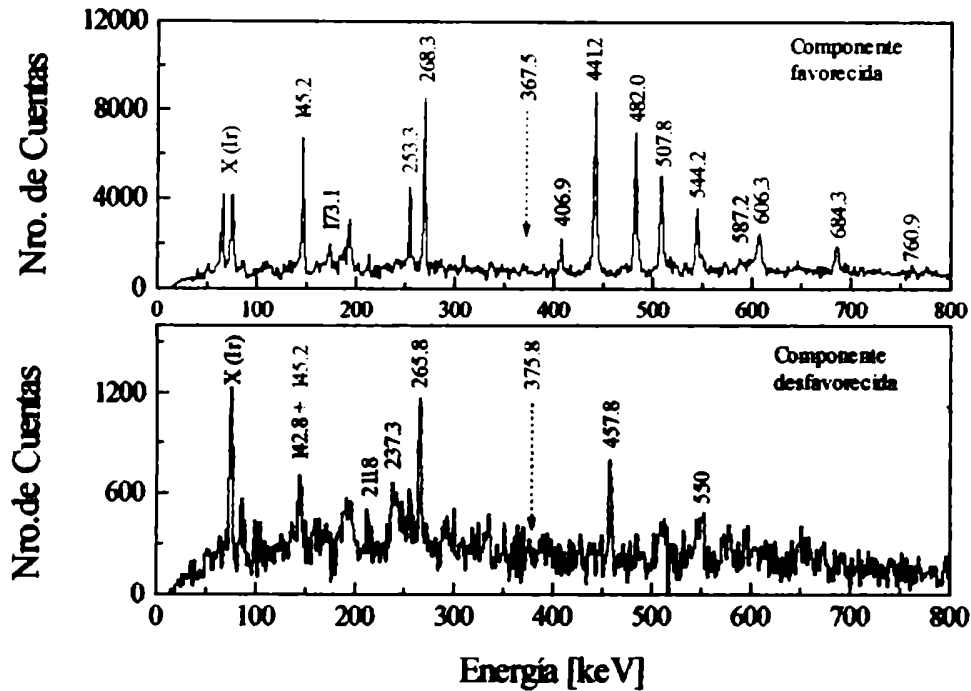


FIGURA 2.6: (a) Espectro superior: ventana en la línea de 367.5keV de la componente favorecida de la banda doblemente desacoplada. (b) Espectro inferior: ventana en la línea de 374.8keV de la componente desfavorecida de la banda doblemente desacoplada.

componente desfavorecida, basada en la misma configuración, tiene el pseudo-espín del neutron alineado en forma antiparalela con el eje de rotación, de manera que el alineamiento total es la suma $i_{pn} = i_p - 1/2$.

Por último, efectuando un análisis con el modelo "cranking"³ también se obtuvieron momentos de inercia muy similares para ambos miembros de la banda, además los alineamientos obtenidos tienen una diferencia próxima al valor asintótico que predice el modelo de pseudo-espín. Esto se muestra en la tabla I.

³El modelo "cranking" se discute en el capítulo 4.

Tabla I. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) considerando las cuatro primeras transiciones, en la columna 7 se muestra el alineamiento del protón^[15], en la columna 8 se muestra el alineamiento del neutrón^[12], en la siguiente la suma del pseudoespín alineado (antialineado) entre ambas componentes. Los valores correspondientes a $\mathfrak{S}^{(2)}$ y \mathfrak{S}_0 estan expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{S}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{S}^{(2)}$	\mathfrak{S}_0	\mathfrak{S}_1	$\langle i \rangle$	$\langle i_p \rangle$	$\langle i_n \rangle$	$\langle i_p \rangle \pm \langle i_n \rangle$
1	0.9	32.55	24(2)	234(28)	4.6(2)	3.65(4)	0.6(2)	4.25(20)
0	0.8	32.52	27(2)	164(12)	3.6(2)			3.05(20)

Banda B Esta banda, de paridad positiva, construida sobre la línea de 39.0 keV, fué observada hasta los estados con espín (26^+) y (27^+) correspondientes a las componentes con signatura $\alpha = 0$ and $\alpha = 1$ respectivamente. Las transiciones encima de los estados (22^+) y (21^+) fueron agregadas al esquema previamente discutido^[22]. En ese trabajo, se sugirieron dos configuraciones para esta banda; una consideraba el acoplamiento $\tilde{\pi}h_{9/2} (1/2^- [541]) \otimes \tilde{\nu}7/2^- [514]$ y la otra el $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2} (9/2^+ [624])$.

La posibilidad de determinar los cocientes $B(M1)/B(E2)$ permitió asignar la primera configuración $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}7/2^- [514]$ a esta banda. En la figura 2.9 se muestran los valores experimentales comparados con los calculados mediante la fórmula 3.20 de la sección propiedades electromagnéticas de las transiciones del capítulo 3. Esto además es consistente con el esquema de orden cero (capítulo 3) donde esta configuración es la que se espera más próxima al estado fundamental, tal como se ha observado (figuras 2.3 y 2.4).

La transición de 272.8keV entre el estado de 15^+ de la banda A y el estado 14^+ de la banda B, previamente publicada^[22], no fué confirmada en este experimento. Tampoco se confirmó la transición de 207.8keV entre los estados 14^+ (banda B) y 13^+ (banda A); y las líneas de 151.2keV y 147.7keV de 10^+ a 9^+ y 9^+ a 8^+ respectivamente.

Al considerar el modelo de partícula más rotor se encuentra que los valores estimados para la proyección del momento angular sobre el eje de simetría K son menores que el esperado ($1/2 + 7/2 = 4$), indicando el carácter de estructura comprimida. La compresión es bastante pronunciada debido al parámetro de desacoplamiento grande que tiene la excitación protónica interviniente $\tilde{\pi}h_{9/2}$ ($a = 3.8$), este efecto se puede ver en la figura 3.3 del capítulo 3. En la tabla II se muestran los parámetros obtenidos de esta banda en el contexto de los modelos de partícula más rotor y "cranking".

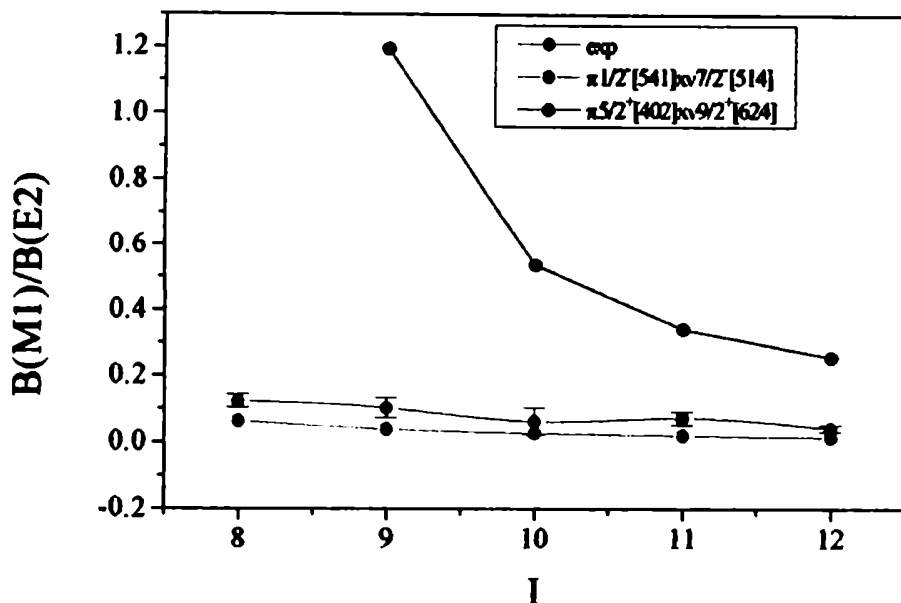


FIGURA 2.7: Cocientes $B(M1)/B(E2)$ experimentales y teóricos correspondientes a la banda B del ^{182}Ir .

Tabla II. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) de ambas componentes de signatura de la banda B. Los valores correspondientes a $\mathfrak{S}^{(2)}$ y \mathfrak{S}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{S}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{S}^{(2)}$	\mathfrak{S}_0	\mathfrak{S}_1	$\langle i \rangle$
0	2.9	36.43	32(2)	156(20)	4.0(1)
1	1.7	34.51	26(2)	215(18)	4.6(8)

Banda C La banda que crece encima del estado 8^+ a 445keV de energía de excitación, es completamente nueva; está compuesta por dos secuencias de transiciones cuadrupolares ($\Delta I = 2$) y conectadas por una secuencia de transiciones dipolares ($\Delta I = 1$). La notoria regularidad de la banda in-

dicaría que se está en presencia de un acoplamiento normal⁴, manifestándose tal regularidad en la constancia de las segundas diferencias de energías, como se muestra en la figura 2.8; tal constancia indica además la presencia de una banda rígida.

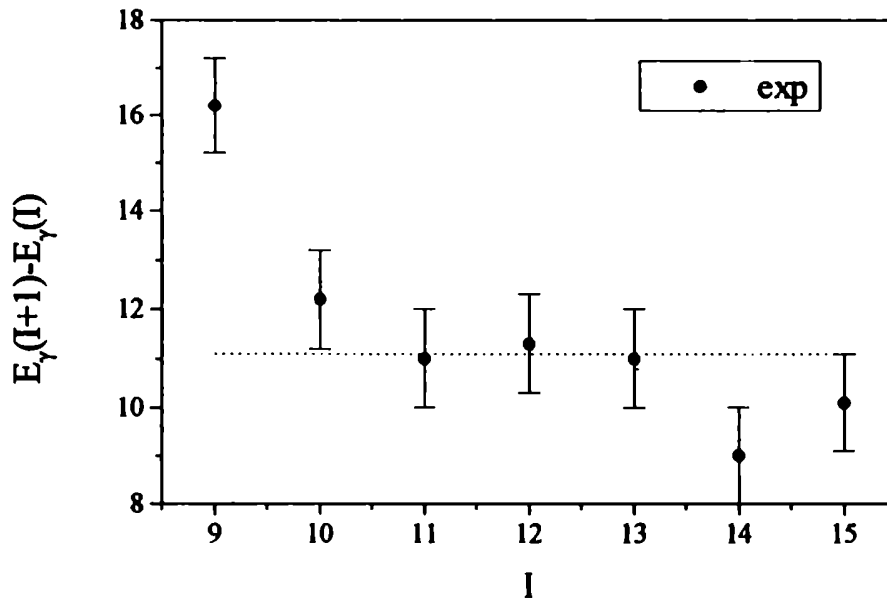


FIGURA 2.8: Segundas diferencias de energías correspondientes a la estructura con mayor rigidez (banda C) en el núcleo ^{182}Ir .

Una posible configuración para esta banda, es el acoplamiento normal que involucra el mismo orbital de neutrón de la banda B, $\bar{\nu}7/2^- [514]$ con el orbital $\bar{\pi}9/2^- [514]$, resultando como cabeza de banda el estado 8^+ . Este estado decae via tres transiciones de 177.9, 284.7 y 361.1 (todas en keV), que conectan la cabeza de banda (8^+) de la estructura $\bar{\pi}9/2^- [514] \otimes \bar{\nu}7/2^- [514]$ con los estados 8^+ , 7^+ y 6^+ del acoplamiento $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \bar{\nu}7/2^- [514]$; correspondiendo la primera y la última de estas líneas a las transiciones entre el estado $9/2^-$ ($9/2^- [514]$) y $9/2^-, 5/2^-$ ($1/2^- [541]$) en el ^{181}Ir . En el caso del ^{181}Ir el estado ($9/2^-$) del nivel $9/2^- [514]$ es un estado isomérico con una vida media de $T_{1/2} = (190 \pm 60) \text{ ns}^{[15]}$, mientras que en el ^{182}Ir no se observó isomerismo en el estado 8^+ .

⁴Ver capítulo 3, esquema de acoplamiento normal.

De acuerdo al esquema de orden cero el estado 8^+ correspondiente a este acoplamiento se encontraría a 547keV de energía de excitación.

Los cocientes $B(M1)/B(E2)$ experimentales correspondientes a esta banda se contrastan con los calculados, mediante la relación 3.20 del capítulo 3, en la figura 2.9.

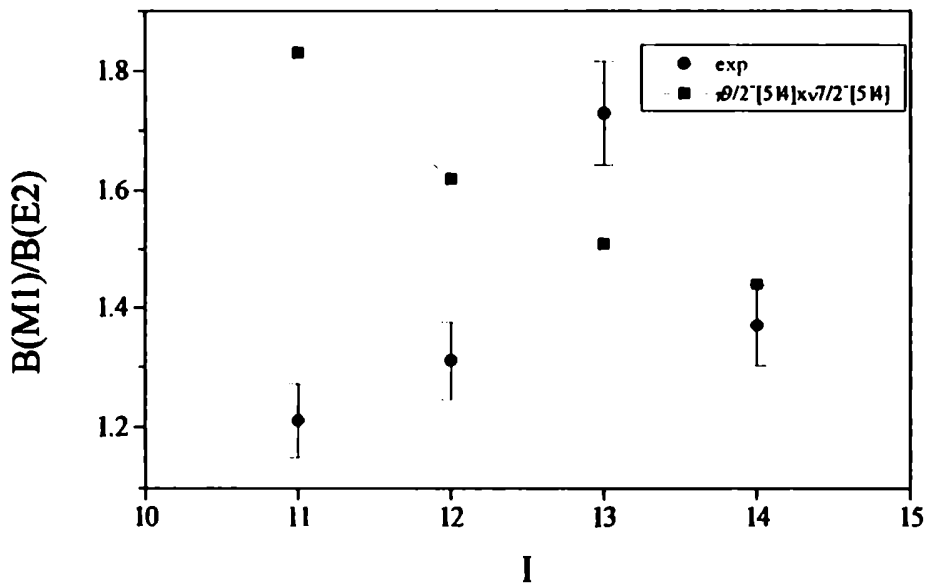


FIGURA 2.9: Cocientes $B(M1)/B(E2)$ experimentales y teóricos correspondientes a la banda C del ^{182}Ir . Los puntos unidos con la línea llena corresponden a los valores calculados.

El momento de inercia calculado con el modelo de partícula más rotor es muy próximo al encontrado en un análisis con el modelo "cranking" si se toma en cuenta la segunda transición para la estimación de $\mathfrak{S}^{(1)5}$, siendo los valores obtenidos con sendos modelos $\mathfrak{S}^{(1)} = 45.6\hbar^4/\text{MeV}^3$, $\mathfrak{S}_0 = 45.0(9)\hbar^2/\text{MeV}$, $\mathfrak{S}_1 = 295(32)\hbar^2/\text{MeV}$ y $\langle i \rangle = 0.2(8)\hbar$.

En la figura 2.10 se muestra el espectro correspondiente al rayo de 181.4keV de la banda aquí discutida.

⁵Ver estimación del momento de inercia $\mathfrak{S}^{(1)}$ mediante la expresión 3.2 del capítulo 3.

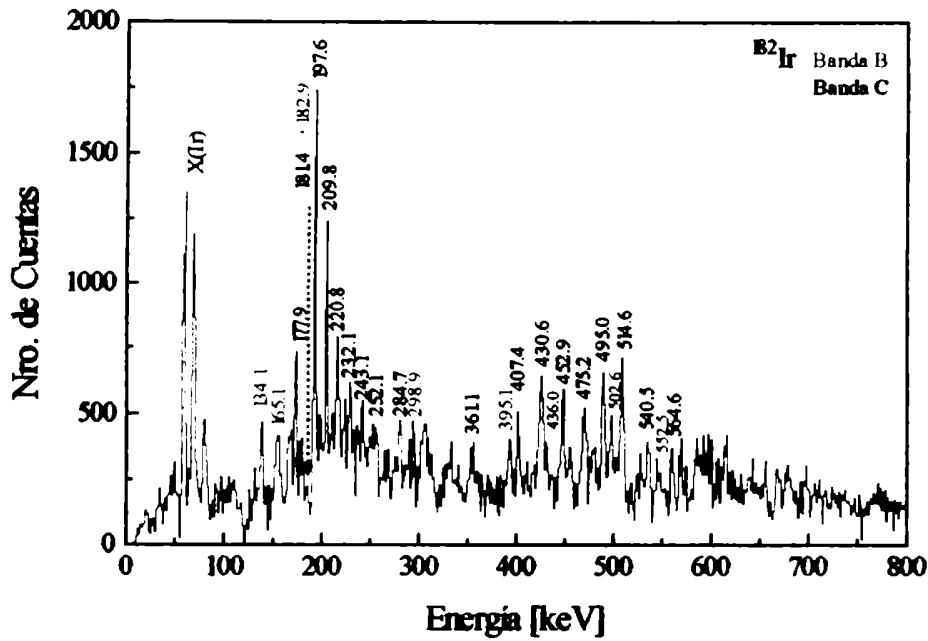


FIGURA 2.10: Ventana en la matriz $\gamma-\gamma$ maximizando el rayo de 181.4keV de la banda C, con contaminación del rayo de 182.9keV , de la banda B.

Banda D Esta banda observada a partir de los 907keV de energía de excitación es también totalmente nueva. Como la banda anterior consta de dos secuencias cuadrupolares conectadas por una secuencia dipolar. Para caracterizar esta banda es importante determinar la multipolaridad de la transición de 476.2keV debajo de las líneas de 121.7 y 123.0keV . Del balance de intensidades no es posible discernir si se trata de una transición E1, E2 o M1, de manera que el espín de la cabeza de banda tiene un amplio rango de valores de alto K , que van de 8^+ a 10^+ o 9^- a 11^- .

La regularidad presente en las primeras transiciones podría indicar que se está en presencia de otra banda normal, por lo que se puede efectuar un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor, obteniéndose para la proyección del momento angular sobre el eje de simetría un valor de $K_1 = 8.4\hbar$ con momento de inercia $\mathcal{S}^{(1)} = 47.9\hbar^2/\text{MeV}$. Asumiendo esta estimación, el valor de K más probable es 8 o 9. Entonces teniendo en cuenta la aproximación de orden cero, en la tabla III del capítulo 3, se presentan tres candidatos con estos espines y diferentes paridades. Orde-

nados de menor a mayor en energía de excitación se presentan los estados $(9^-) \tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} 9/2^+ [624]$ a 683 keV , $(8^-) \tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} 7/2^+ [633]$ a 864 keV y $(8^+) \tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [503]$ a 904 keV . A estos estados se les podrían agregar tres estados más que involucran al $\tilde{\pi} 11/2^- [505]$ que va bajando en excitación con el número de neutrones, con energías mayores que 1150 keV . En estos casos los estados son el (8^+) que involucra al $\tilde{\nu} 5/2^- [512]$, (9^+) con el $\tilde{\nu} 7/2^- [514]$ o el $\tilde{\nu} 7/2^- [503]$ y (9^-) con el $\tilde{\nu} 7/2^+ [633]$. Los acoplamientos en los que interviene el orbital $\tilde{\nu} 1_{13/2}$ se pueden dejar de lado en un primer análisis si se toma en cuenta el posible carácter normal de la banda, quedando como candidato más firme el $(8^+) \tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [503]$ a 904 keV . Cabe observar que la energía de excitación de orden cero coincide con la energía observada. Los otros tres acoplamientos que aun se pueden considerar son el $(8^+) \tilde{\pi} 11/2^- [505] \otimes \tilde{\nu} 5/2^- [512]$, $(9^+) \tilde{\pi} 11/2^- [505] \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [514]$ y $(9^+) \tilde{\pi} 11/2^- [505] \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [503]$.

La medición de los cocientes $B(M1)/B(E2)$ en esta banda ha permitido comparar con los valores calculados para los diferentes acoplamientos. Como no se cuenta con datos experimentales en núcleos impares vecinos de varias de las configuraciones involucradas se han obtenido los diferentes valores de alineamientos por diferencias entre el valor obtenido para el núcleo doblemente impar y el impar conocido (por ejemplo: $i_{\tilde{\pi} 11/2^- [505]} = i_{pn} - i_n$). En la figura 2.11 se muestran los cocientes experimentales $B(M1)/B(E2)$ en comparación con las cuatro configuraciones en discusión. Si las estimaciones de los alineamientos son válidas la configuración más probable para esta banda corresponde al acoplamiento $\tilde{\pi} 1_{11/2} \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [503]$, con mezcla de los orbitales de protón con $\Omega = 9/2, 11/2$.

Al realizar un análisis con el modelo "cranking" se obtuvieron los resultados resumidos en la tabla III, donde se ha supuesto que la banda tiene $K = 9$.

Tabla III. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) para ambas componentes de signatura de la banda D. Los valores correspondientes a $\mathfrak{G}^{(1)}$ y \mathfrak{G}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de \mathfrak{G}_1 en unidades de \hbar^4/McV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_1	$\mathfrak{G}^{(1)}$	\mathfrak{G}_0	\mathfrak{G}_1	(i)
	8.4	47.9			
0			30.6(2)	290(2)	1.46(3)
1			32(7)	263(50)	1.4(9)

Por último en la figura 2.12 se muestra el espectro correspondiente a una ventana colocada sobre la línea de 123.0 keV .

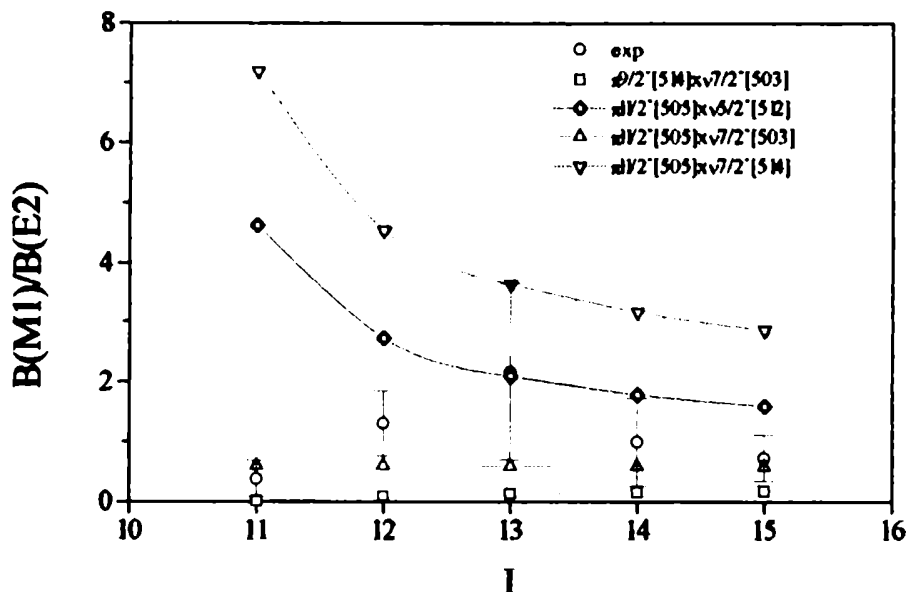


FIGURA 2.11: Cocientes $B(M1)/B(E2)$ experimentales y teóricos correspondientes a la banda D del ^{182}Ir . Los puntos unidos con la línea llena corresponden a los valores calculados.

Banda E Esta banda observada a partir de los 1101.2keV de energía de excitación es también totalmente nueva y como en los dos casos anteriores consta de dos secuencias cuadrupolares conectadas por una secuencia dipolar. Para la caracterización de esta banda también es necesario identificar la multipolaridad de la transición de 476.2keV debajo de las líneas de 215.4 y 223.5keV .

Cualitativamente se observa que la banda manifiesta una cierta regularidad en las primeras transiciones por lo que podría indicar la presencia de otra banda normal. Así, se puede efectuar un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor, obteniéndose para la proyección del momento angular sobre el eje de simetría un valor de $K_1 = 16.5\hbar$. Esto indicaría la presencia de una estructura que involucra cuatro cuasipartículas, similar a la encontrada^[28] en el núcleo isótono ^{180}Re , con $K^\pi = 15^-$. En el caso de ^{180}Re el estado 15^- fue interpretado como el acoplamiento $\tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} (7/2^- [514] \oplus 5/2^- [512] \oplus 9/2^+ [624])$. En el ^{182}Ir , de acuerdo a la aprox-

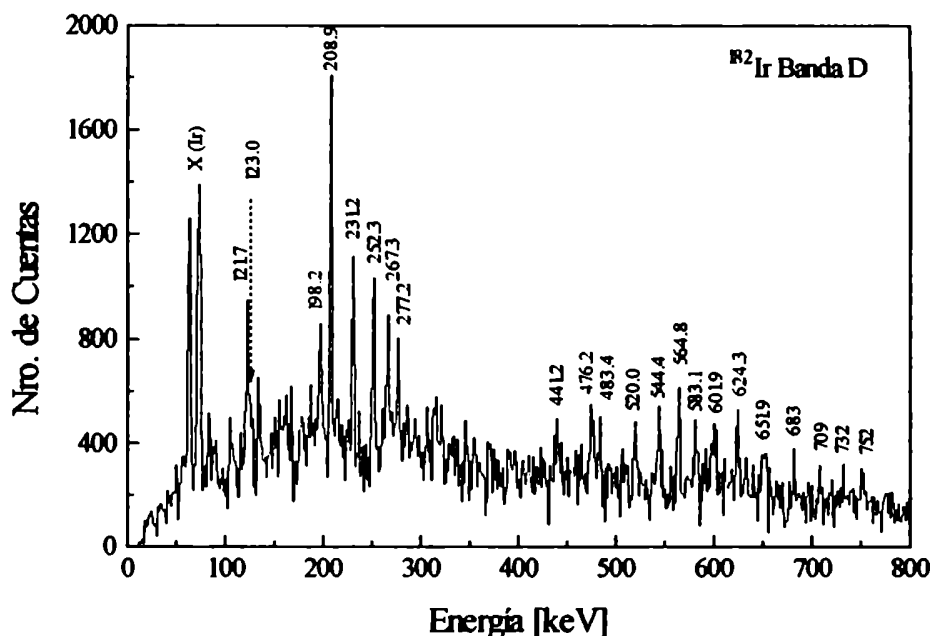


FIGURA 2.12: Ventana colocada sobre el rayo de 123.0keV situado debajo de la banda D del ^{182}Ir .

inación de orden cero del capítulo 3, ese estado tendría una energía de excitación de 1081keV , que es próxima a la observada.

Banda F La banda de la derecha, de paridad negativa, fue estudiada anteriormente^[22] hasta el estado (16^-) en la banda con signatura $\alpha = 0$ y (21^-) con signatura $\alpha = 1$. En este trabajo se han agregado dos nuevas transiciones en ambas signaturas. Este caso conocido como semidesacoplamiento⁶; es debido a que una de las partículas está desacoplada, en este caso el protón $h_{9/2}$, y el neutrón $i_{13/2}$ afectado por la fuerza de Coriolis. Este tipo de estructura presenta dos características, una es que comienza con una secuencia de transiciones M1 de baja energía, y la otra es que muestra un pronunciado "staggering"⁷ par-impar.

El esquema de baja energía ha sido muy difícil de establecer debido a

⁶Ver capítulo 3, esquema de semi-desacoplamiento.

⁷Se le llama *staggering* a la característica que presentan las bandas cuando tienen separación en signatura. La característica cualitativa que presenta el espectro de energías es que se alternan transiciones consecutivas $\Delta I=1$ grandes y pequeñas.

la presencia de tres transiciones en cascada, de 80.2, 79.2 y 81.5 (todas en keV) previamente publicadas. Estas transiciones estaban muy suprimidas y con baja resolución en el experimento de coincidencias; además la presencia extremadamente débil de la línea de baja energía de 35.0 keV , debido a la baja eficiencia en los detectores de Ge.

El espectro de coincidencias $\gamma - \gamma$ obtenido en el primer experimento, fue reestudiado muy cuidadosamente y junto al análisis del experimento de vidas medias surgió el presente esquema alternativo al anteriormente publicado^[22], en lo que respecta al esquema de bajo espín.

En la versión anterior^[22] de esta banda, se consideró que el estado $(8)^-$ desexcitaba a través de la transición M1 de 35.0 keV al estado $(7)^-$, como se muestra en la figura 2.13. Luego, este estado decaía por dos transiciones, una E2 y la otra M1, con 79.2 keV y 55.2 keV , conectándolo con los estados isoméricos $(5)^-$ y $(6)^-$ respectivamente. Para el primero se reportó una vida media mayor que 200 ns decayendo al estado 5^+ con una transición E1 de 81.5 keV ; por otro lado, el estado $(6)^-$ se conectaba al 5^+ a través de la línea de 105.4 keV con una vida media de $130 \pm 50 ns$.

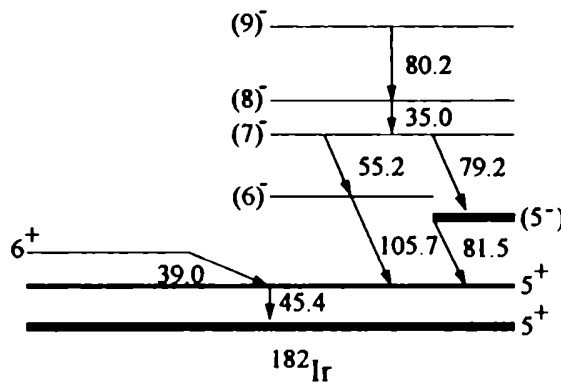


FIGURA 2.13: Esquema de baja energía, anteriormente propuesto, correspondiente a la banda F del ^{182}Ir .

En el experimento realizado en el Laboratorio Tandem, en el que se midieron vidas medias, los valores obtenidos para los estados anteriormente citados son de $> 1 \mu s$ para el primer estado y $141 \pm 12 ns$ para el otro. En

la parte superior e inferior de la figura 2.2 se muestran proyecciones temporales de la matriz $\gamma - t$ con ventanas en los γ de 81.5keV y 105.7keV respectivamente.

En el presente esquema, las posiciones de esas transiciones han sido modificadas por la presencia de las bandas (D) y (E) encima de la línea de 476.2keV que fija la transición de 35.0keV sobre el estado $(6)^-$. Debido a esto, fue necesario el cambio de ubicación de la línea de 35.0keV , cuya consecuencia es que el estado $(8)^-$ de la banda semidesacoplada permanece sin conexión con el estado fundamental.

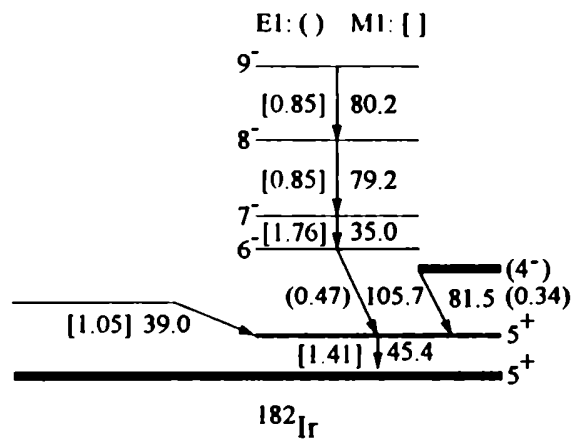


FIGURA 2.14: Esquema de baja energía ampliado correspondiente a la banda F del ^{182}Ir . Los valores entre paréntesis corresponden a intensidades como transiciones $E1$, mientras que los valores entre corchetes corresponden a intensidades como transiciones $M1$.

Si esta nueva imagen es válida, hay dos posibilidades de modificación del esquema, una es suponer una transición de baja energía no observada que conecte los estados $(8)^-$ y $(7)^-$. En este caso, la línea de 35.0keV debería cambiar su multipolaridad a $E1$ para que sea consistente con el balance de intensidades.

La otra posibilidad, que es la finalmente adoptada, es considerar la misma multipolaridad para la línea de 35.0keV y poner la transición de 79.2keV sobre la primera, conectando los estados $(8)^-$ con $(7)^-$ y multipolaridad $M1$. Además, el espín del estado (5^-) sobre la línea de 81.5keV

puede ser cambiado a (4^-) , de manera que el estado isomérico $(6)^-$ estaría conectado con este con una transición E2 de 25.7keV imposible de observar en el espectro γ .

Considerando los modelos de partícula más rotor y "cranking" se han obtenido los parámetros correspondientes al momento de inercia y alineamiento presentados en la tabla IV.

Tabla IV. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) de ambas componentes de signatura de la banda F. Los valores correspondientes a $\mathfrak{I}^{(2)}$ y \mathfrak{I}_0 estan expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{I}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{I}^{(2)}$	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	(i)
0	2.3	29.7	26(3)	99(23)	5.3(3)
1	3.2	33.0	29(2)	74(15)	5.5(3)

2.1.2 ^{176}Re

El núcleo doblemente impar ^{176}Re ha sido reexaminado utilizando el sistema espectroscópico de "Ga.Sp.", con el acelerador tandem de Legnaro, Italia. El estudio se realizó con la reacción de fusión - evaporación $^{165}\text{Ho}(^{16}\text{O}, 5n)^{176}\text{Re}$, con energía del haz de 101MeV , estando el blanco de Ho de $2\text{mg}/\text{cm}^2$ depositado sobre $1.5\text{mg}/\text{cm}^2$ de Bi. El sistema de detección estaba compuesto por 40 detectores de Ge hiperpuro (Hp-Ge) con sus respectivos supresores Compton, además de los 80 detectores de BGO correspondientes al filtro de multiplicidad.

Con esta configuración, el número de coincidencias dobles aumenta aproximadamente 5 veces respecto al sistema de Oak Ridge, como se vió al comienzo del capítulo. El conteo de "masters"⁸ alcanzó valores del orden de 24kHz , haciendo imposible su adquisición debido al incremento del tiempo muerto. Por este motivo, se adquirieron eventos triples de coincidencia entre Ge con la condición adicional de tres o más disparos en el filtro de multiplicidad. Los datos fueron grabados en cintas de video de 8 mm a razón de 6kHz , almacenando $\approx 10^9$ eventos en dos días de experimento.

De esos eventos, se generó un cubo $E_{\gamma_1}-E_{\gamma_2}-E_{\gamma_3}$ y luego se proyectó en matrices correspondientes a las diferentes transiciones, además se generaron matrices $E\gamma$ -tiempo y $E\gamma$ -multiplicidad.

⁸Se indica como "master" la señal que dispara el sistema de adquisición. En un experimento de coincidencias, es la señal que indica la presencia de eventos coincidentes.

Los canales de reacción dominantes fueron el 5n (^{176}Re), el 4n (^{177}Re) y el 6n (^{175}Re) y la selección del canal se efectuó al establecer ventanas en la distribución de multiplicidades como las realizadas para el caso del ^{182}Ir .

Esquema de niveles

En esta sección se discuten las configuraciones y momentos angulares correspondientes a las diferentes bandas del ^{176}Re . Hasta la realización de este experimento se contaba con escasa información espectroscópica del núcleo, de manera que el esquema ha sido expandido considerablemente. El esquema de niveles previamente^{[29], [17]} conocido fué básicamente confirmado y extendido considerablemente a espines más altos, agregándose además cinco nuevas bandas como se ve en las figuras 2.15 y 2.16. En éstas, las transiciones inferidas por diferencias, pero no observadas, o los niveles y transiciones para los cuales la evidencia es débil, están indicados con líneas cortadas. En el caso de incerteza en la asignación de los espines y paridades, se indicaron con paréntesis. En lo que respecta al análisis de las propiedades electromagnéticas de las bandas fué realizado como parte de una tesis de licenciatura^[30].

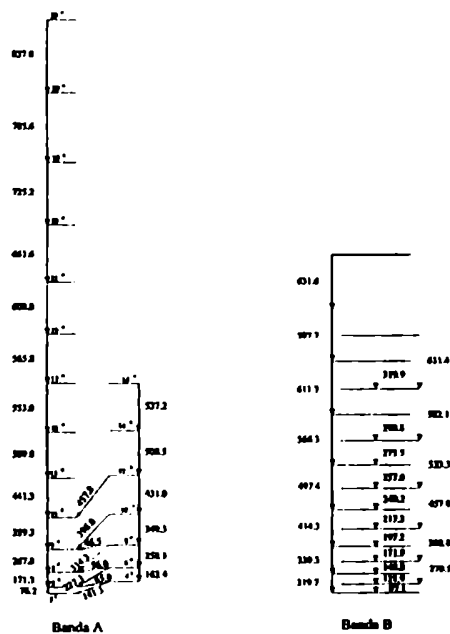
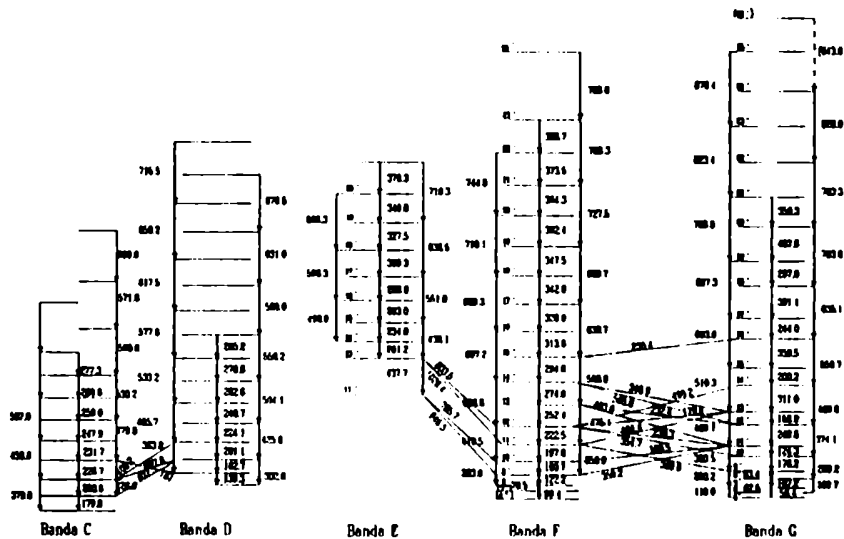


FIGURA 2.15: Esquema de niveles observado en el ^{176}Re . Parte I.

FIGURA 2.16: Esquema de niveles observado en el ^{176}Re . Parte II.

Banda A La parte izquierda de la banda A de paridad positiva, cuya primer transición es de 76.2keV , corresponde a la componente favorecida ($I=\text{impares}$) de la banda doblemente desacoplada, esto es de la configuración $\tilde{\pi}1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$. Mientras que la parte derecha de la banda, con la primer transición de 162.4keV , corresponde a la componente desfavorecida ($I=\text{pares}$). Debido a la excelente calidad de los datos obtenidos con "Ga.Sp." fué posible identificar la transición al estado 3^+ de esta banda que constituye el estado fundamental, como así también varias transiciones que unen ambas componentes de la banda ($4^+ \rightarrow 3^+$, $6^+ \rightarrow 5^+$, $4^+ \rightarrow 5^+$, etc.).

Un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor mostró valores muy próximos para el momento de inercia \mathfrak{I} de ambos miembros de la banda, como se resume en la tabla V. Similarmente ocurre con los parámetros de inercia en el modelo "cranking" que junto a los alineamientos también se muestran en la tabla V.

En el esquema de pseudo-espín esta configuración es como en el caso discutido en el ^{182}Ir $\tilde{\pi}1/2^- \otimes \tilde{\nu}1/2^- [420]$, correspondiendo a un caso de singlete de pseudo-espín (esto es $\tilde{\Lambda} = 0$). Esta banda constituye el primer caso observado^{[25], [26]} de singlete de pseudo-espín.

Tabla V. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 1 y 2) y del modelo "cranking" (columnas 3 a 5) para la banda A del ^{176}Re , en la última columna se muestra la diferencia de alineamientos entre ambas componentes. Los valores correspondientes a $\mathfrak{G}^{(2)}$ y \mathfrak{G}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{G}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{G}^{(2)}$	\mathfrak{G}_0	\mathfrak{G}_1	(i)	$\Delta(i)$
1	2.0	42.5	38.3(7)	83(10)	3.16(7)	
0	1.9	41.7	38.5(9)	89(12)	2.31(8)	0.85(11)

Banda B En un análisis^[30] de las propiedades electromagnéticas de esta banda, se propusieron tres posibles configuraciones de paridad positiva $\tilde{\pi}1/2^-$ [541] $\otimes \tilde{\nu}5/2^-$ [512] con $K=2$, $\tilde{\pi}5/2^+$ [402] $\otimes \tilde{\nu}7/2^+$ [633] con $K=1$ y $\tilde{\pi}7/2^+$ [404] $\otimes \tilde{\nu}7/2^+$ [633] con $K=7$ además de una de paridad negativa $\tilde{\pi}7/2^+$ [404] $\otimes \tilde{\nu}1/2^-$ [521] con $K=3$. Si se considera un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor esta banda, pareciera indicar que la estructura corresponde al acoplamiento $\tilde{\pi}1/2^-$ [541] $\otimes \tilde{\nu}5/2^-$ [512] de paridad positiva.

Se resume en la tabla VI los parámetros obtenidos en el contexto del modelo de partícula más rotor y el de "cranking", para la banda normal involucrada en el acoplamiento y la banda B.

Tabla VI. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) para la banda $\tilde{\nu}5/2^-$ [512] del ^{176}W [31] y la banda B del ^{176}Re . Los valores correspondientes a $\mathfrak{G}^{(2)}$ y \mathfrak{G}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{G}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

	α	K_2	$\mathfrak{G}^{(2)}$	\mathfrak{G}_0	\mathfrak{G}_1	(i)
^{176}W	1/2	2.8	38.01	34(1)	150(17)	0.3(1)
	-1/2	4.1	30.63	31(1)	177(13)	0.5(1)
Banda B	1	2.9	40.97	36.0(8)	79(9)	0.40(8)
	0	4	33.27	32.1(7)	108(8)	0.01(8)

Bandas C y D Las bandas C y D no tienen establecidas unívocamente sus estructuras, con el estudio de las propiedades electromagnéticas se vió que dependiendo de la paridad de las mismas éstas pueden corresponder a los siguientes esquemas de acoplamiento: por un lado, si éstas tienen paridad negativa se tiene para la banda C el acoplamiento $\tilde{\pi}7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$ con $K=3$ y para la banda D el acoplamiento $\tilde{\pi}7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$ con $K=4$. Por otro lado, si éstas tienen paridad positiva hay dos posibles esquemas: $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}7/2^+ [633]$ con $K=1$ para la banda C y $\tilde{\pi}1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu}5/2^- [512]$ con $K=2$ para la banda D o bien $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}7/2^+ [633]$ con $K=1$ para la C con $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}5/2^- [512]$ con $K=2$ para la banda D. Un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor no aportó ningún resultado concluyente, por lo que es necesario establecer experimentalmente los espines de las cabezas de banda y las paridades de las mismas.

Banda E La banda E, altamente excitada, comienza con la transición de $201.2keV$ posiblemente corresponda al acoplamiento del estado de protón de 3 cuasipartículas con el $\tilde{\nu}i_{13/2}$. La cabeza de banda correspondería al estado (12) a $1505.9keV$ del estado 8^- de la banda F que corresponde al acoplamiento $\tilde{\pi}1_{11/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$. Esta energía es comparable con la excitación relativa entre los estados $17/2$ de la banda de tres cuasiprotones y el $9/2^-$ de la banda $h_{11/2}$ en el $^{175}Re^{(31)}$ que es de $1538.1keV$. Por otro lado, esta banda está conectada con la banda F mediante cuatro transiciones de alta energía.

Realizando un análisis con el modelo de partícula más rotor se pueden comparar la banda de tres cuasiprotones del núcleo impar con esta banda ya que al estar involucrada en el acoplamiento el $\tilde{\nu}i_{13/2}$ se espera que se comporte como los casos de acoplamiento comprimido discutidos en el próximo capítulo. En esos casos la banda comprimida del núcleo doblemente impar no sigue el "staggering" presente en la banda del impar vecino porque solo se acopla la componente de signatura positiva. En la tabla VII se indican los parámetros obtenidos con este modelo y se observa que los momentos de inercia de la banda E siguen cualitativamente el comportamiento en ambas componentes de signatura.

Tabla VII. Parámetros obtenidos para la banda E del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3, mientras que en la primera se indica la signatura. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

	α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
^{175}Re	1/2	6.5	47.43
	-1/2	5.0	55.10
Banda E	1	13.3	50.22
	0	9	57.34

Banda F Esta banda de paridad negativa, comienza con el estado 8^- encima de la transición de 70.5keV y corresponde al acoplamiento comprimido $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$. Esta estructura es análoga a la observada en el isótopo con dos neutrones más $^{178}\text{Re}^{(19)}$, presentado un comportamiento análogo.

Esta banda además de estar conectada con la banda de 3 cuasiprotónes está fuertemente ligada a la banda semidesacoplada.

Al realizar un análisis de esta banda con el modelo de partícula más rotor se ha encontrado que posee una gran semejanza en el momento de inercia con la correspondiente banda normal del ^{175}Re , dichos resultados están resumidos en la tabla VIII.

Tabla VIII. Parámetros obtenidos para la banda F del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3, mientras que en la primera se indica la signatura. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

	α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
^{175}Re	1/2	6.3	34.16
	-1/2	10.0	29.90
Banda F	1	4.6	34.13
	0	2.6	29.28

Banda G Por último, la banda de paridad negativa que crece por encima del estado 5^- y que tiene un pronunciado "staggering" es la llamada banda semidesacoplada, que corresponde al acoplamiento $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$, su comportamiento es similar al de la banda semidesacoplada del núcleo doblemente impar ^{178}Re .

De un análisis con el modelo de partícula más rotor se puede ver como la banda semidesacoplada sigue cualitativamente el comportamiento de la banda $\tilde{\nu}i_{13/2}$ del ^{175}W , esto se muestra en la tabla IX.

Tabla IX. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3, mientras que en la primera se indica la signatura. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

	α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
^{175}W	1/2	1.2	69.68
	-1/2	0	104.6
Banda G	1	3.2	57.99
	0	1.4	92.52

2.1.3 ^{172}Ta

El núcleo doblemente impar ^{172}Ta ha sido reexaminado^[16] utilizando el espectrómetro 4π "Ga.Sp.". El estudio se realizó con la reacción de fusión - evaporación $^{159}\text{Tb}(^{18}\text{O}, 5n)^{172}\text{Ta}$, con energía del haz de 93MeV , siendo el blanco de Tb de $2.5\text{mg}/\text{cm}^2$ depositado sobre $1\text{mg}/\text{cm}^2$ de Bi. El sistema de detección estaba compuesto por 40 detectores de Ge hiperpuro (Hp - Ge) con sus respectivos supresores Compton, además de los 80 detectores de BGO correspondientes al filtro de multiplicidad.

Se adquirieron coincidencias triples entre los detectores de Ge con tres disparos en el filtro de multiplicidad, habiéndose adquirido $\approx 10^9$ eventos en dos días de experimento a un conteo de 6kHz .

De esos eventos, se generaron un cubo $E_{\gamma_1}-E_{\gamma_2}-E_{\gamma_3}$ y las correspondientes matrices de proyección de las diferentes transiciones, matrices $E\gamma$ -tiempo y $E\gamma$ -filtro.

Los canales de reacción dominantes fueron el 5n (^{172}Ta), el 4n (^{173}Ta) y el 6n (^{171}Ta) y la selección del canal se efectuó como en los casos anteriores al exigir condiciones de multiplicidad.

Esquema de niveles

En esta sección se discute las configuraciones y espines correspondientes a diferentes bandas observadas en el ^{172}Ta . Con la realización del presente experimento se confirmó y extendió considerablemente la información espectroscópica disponible del núcleo^{[16], [18]}, llegándose a identificar trece bandas como se ve en las figuras 2.17, 2.18, 2.19 y 2.20. En el esquema se han indicado solo los espines de las cabezas de banda a efectos de simplicidad,

habiéndose hecho además, un cambio de escala en las transiciones, con el fin de encuadrarlas.

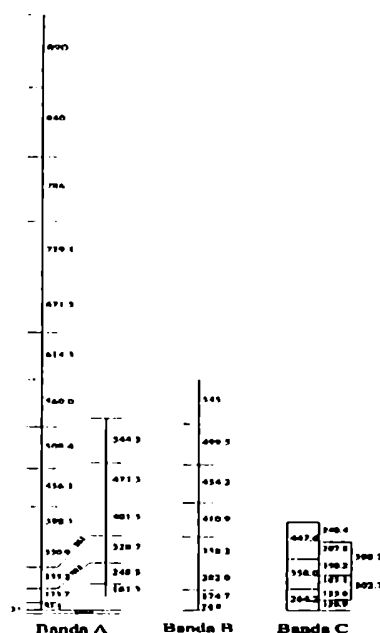


FIGURA 2.17: Esquema de niveles observado en el ^{172}Ta . Parte I.

De acuerdo al esquema de orden cero del capítulo 3, la banda más próxima al estado fundamental es la asociada al acoplamiento $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$. Si se asume que la transición $E1$ de 44.6keV une esta banda con el estado fundamental, se puede calcular el valor de x en el esquema de orden cero y así estimar las energías de excitación de los distintos acoplamientos, obteniéndose $x = 67\text{keV}$. Si además se supone que la posición relativa de las bandas identificadas como $\tilde{\pi}7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}$ (banda L) y $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}$ (banda M) reflejan la diferencia en energía en los impares vecinos, es posible estimar el valor de y en el esquema de orden cero, obteniéndose un valor de $y = 28\text{keV}$.

Banda A La parte izquierda de la banda A, cuya primer transición es de 91.5keV , fué previamente estudiada^[16] y corresponde a la componente favorecida ($I=\text{impares}$) de la banda doblemente desacoplada. Mientras que la parte derecha de la banda, con la primer transición de 161.3keV , corresponde a la componente desfavorecida ($I=\text{pares}$), habiendo sido identificada en este experimento. Las dos forman parte de la estructura $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$, constituyendo un nuevo caso de singlete de pseudo-espín como los discutidos en el ^{182}Ir y ^{176}Re ^{[25], [26]}.

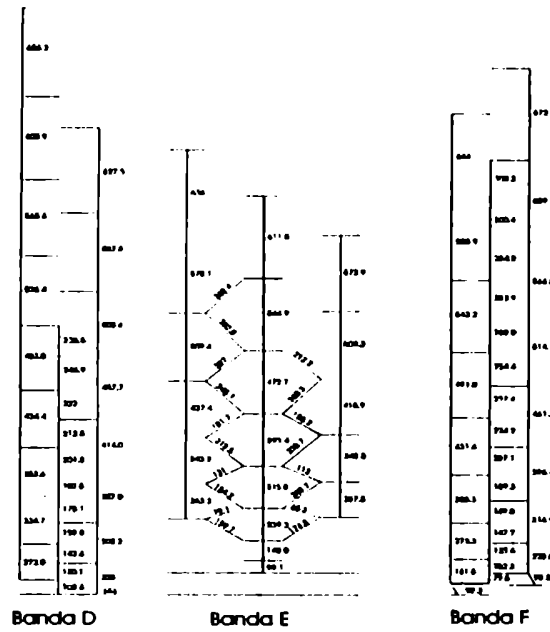


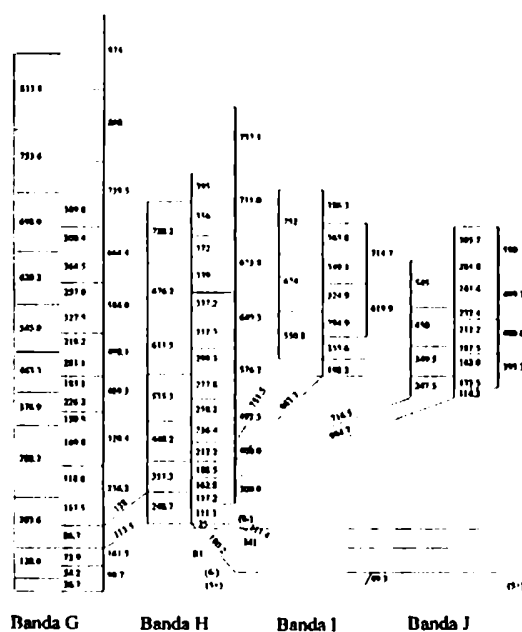
FIGURA 2.18: Esquema de niveles observado en el ^{172}Ta . Parte II.

Considerando un análisis dentro del modelo de partícula más rotor y "cranking" se han encontrado los parámetros indicados en la tabla X.

Tabla X. Parámetros correspondientes a la banda A obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6), en la última columna se muestra la diferencia de alineamientos entre ambas componentes. Los valores correspondientes a $\mathfrak{I}^{(2)}$ y \mathfrak{I}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{I}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{I}^{(2)}$	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	(i)	$\Delta(i)$
1	2.8	49.1	43(1)	164(15)	2.64(9)	
0	2.2	46.0	41.6(5)	136(7)	2.06(4)	0.6(1)

Banda B La banda sobre la transición de 74.8keV es totalmente nueva y aun no está caracterizada, presentando una sola componente con un bajo K ($K = 0$) y momento de inercia $\mathfrak{I}^{(2)} = 40.0$ estimados con el modelo de partícula más rotor. No se conoce aun la energía de excitación de la misma por lo que es imposible establecer su espín y asignarle una configuración.

FIGURA 2.19: Esquema de niveles observado en el ^{172}Ta . Parte III.

Banda C La banda sobre la transición dipolar de 128.9keV también es totalmente nueva, sin tener definida su energía de excitación. Aun no ha sido identificada, presenta características de una banda comprimida y los valores de K y el momento de inercia estimados con el modelo de partícula más rotor son $K = 4.1$ y $\mathcal{Q}^{(2)} = 42.6$ para la componente de la izquierda, mientras $K = 4.8$ y $\mathcal{Q}^{(2)} = 41.9$ para la componente de la derecha.

Banda D Esta banda que crece sobre la transición de 108.6keV es totalmente nueva, no habiéndose encontrado aun conexiones con otras bandas, por lo que no se sabe su energía de excitación. Lo primero que se puede observar es su característica comprimida. El neutrón desacoplado tiene parámetro de desacoplamiento ≈ 1 , entonces se espera que las bandas en el doblemente impar sean comprimidas. Otro caso de bandas comprimidas son las que involucran al $\tilde{\nu}i_{13/2}$ con un protón normal. Considerando las configuraciones conocidas, los posible acoplamientos con el $\tilde{\nu}i_{13/2}$ ya han sido asignados a otras bandas, por lo tanto solo se consideran los casos de semidesacoplamiento. Bajo esa hipótesis se pueden formar un esquema con el protón desacoplado y tres con el neutrón. Realizando un análisis con el procedimiento desarrollado en el capítulo 3 se pueden comparar los momentos de inercia de los núcleos impares vecinos y compararlos con la banda D (tabla XI).

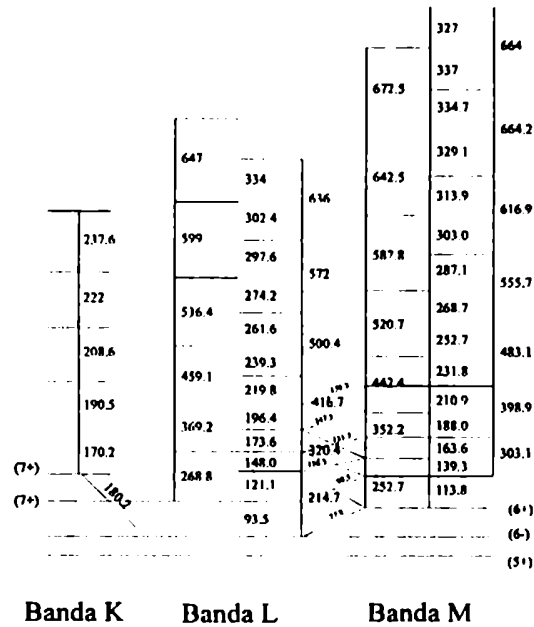


FIGURA 2.20: Esquema de niveles observado en el ^{172}Ta . Parte IV.

Si se realiza un análisis cualitativo de la banda surge como candidato más probable el esquema $\pi 7/2^+ [404] \otimes \nu 1/2^- [521]$ cuya energía de excitación debería estar próxima a 89keV de acuerdo al esquema de orden cero con las suposiciones realizadas al comienzo de esta sección. Esta hipótesis debe ser confirmada con un cuidadoso estudio de las propiedades electromagnéticas aún no realizado, como así también de su conexión con el estado fundamental para definir claramente sus energía de excitación y espín.

Tabla XI. Valores de K [\hbar] y \mathfrak{S} [\hbar^2/McV] obtenidos del modelo de partícula más rotor para los distintos esquemas comprimidos posibles en comparación con la banda D. En la tercer columna, se muestran los valores $\mathfrak{S}^{(1)}$ en todos los casos, salvo las bandas desacopladas donde se usó $\mathfrak{S}^{(2)}$. En las dos últimas columnas se muestran los valores obtenidos para las componentes favorecidas con el procedimiento desarrollado en el capítulo 3.

	$\Omega^\pi [Nn_3\Lambda]$	$\mathfrak{S}^{(1,2)}$	R_0	$\mathfrak{S}^{(R)}$
^{170}Hf		29.8		
^{171}Hf	$5/2^- [512]$	38.0	3	43.1
	$1/2^- [521]$	49.6	0.2	42.3
^{171}Ta	$1/2^- [541]$	42.3	0.3	39.0
	$9/2^- [514]$	42.0	4.5	40.8
	$7/2^+ [404]$	34.4	7.9	57.7
	$5/2^+ [402]$	30.8	4	43.5
^{172}Ta	Banda D	46.5	5.9	62.3

Pero aún se puede realizar un análisis más mediante el modelo "cranking" y analizar el grado de aditividad de los parámetros suponiendo esta configuración. Bajo este modelo los valores encontrados son $\mathfrak{S}_0 = 50(4)\hbar^2/McV$, $\mathfrak{S}_1 = 213(68)\hbar^4/McV^3$, $\langle i \rangle = -0.4(3)\hbar$ y $\hbar\omega_c = 0.280(5)McV$ con un $\chi^2 = 0.07$, mientras que los valores estimados considerando la aditividad descrita en el capítulo 4 son $\mathfrak{S}_0 = 35(3)\hbar^2/McV$, $\mathfrak{S}_1 = 252(71)\hbar^4/McV^3$, $\langle i \rangle = 1.3(9)\hbar$ y $\hbar\omega_c = 0.270(10)McV$.

"Bandas" E La banda que crece sobre la transición de $99.2keV$ tiene la particularidad de que consta de tres componentes, donde las dos componentes "laterales" tienen el mismo momento de inercia y el mismo K estimados con el modelo de partícula más rotor, mientras que la componente central tiene un K dos unidades menor que las otras y su momento de inercia es mayor. Presentan un marcado "staggering" ambas componentes dipolares, por lo que podría indicar que en el acoplamiento esté involucrado el $\bar{\nu}i_{13/2}$.

Banda F La banda que crece encima de la transición de $90.3keV$ también es totalmente nueva y tiene características de un acoplamiento normal debido a la regularidad existente en las segundas diferencias durante un apreciable rango de energías.

Considerando el esquema de orden cero se pueden evaluar tres posibles casos de esquemas normales cercanos al estado fundamental, en los que el orbital de neutrón $5/2^- [512]$ a $25keV$ de energía de excitación está presente en todos los casos. Los orbitales de protón a considerar en este caso son el

$7/2^+$ [404], el $9/2^-$ [514] y el $5/2^+$ [402] a $44keV$, $201keV$ y $28keV$ respectivamente.

El caso de una banda normal es ideal para testear con el modelo de partícula más rotor, tal como se desarrolla en el capítulo 3, de manera que se pueden comparar los tres posibles acoplamientos como se muestra en la tabla XII.

Tabla XII. Se muestran los parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 4 y 5, en la 6 se expresa la estimación del momento de inercia considerando la aditividad de las contribuciones del protón y neutrón al carozo par-par, tal como se describe en el capítulo 3. En el cálculo del momento de inercia para el ^{170}Hf se ha usado el segundo procedimiento desarrollado en el capítulo 3, y están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

	$\Omega^\pi [Nn_3\Lambda]$	K^π	K_1	$\mathcal{Q}^{(1,2)}$	\mathcal{Q}_{calc}
^{170}Hf		0		29.76	
^{171}Hf	$5/2^-$ [512]	2.5^-	2.7	38.00	
^{171}Ta	$9/2^-$ [514]	4.5^-	4.5	41.99	
	$7/2^+$ [404]	3.5^+	4.9	34.35	
	$5/2^+$ [402]	2.5^+	3.4	30.81	
^{172}Ta	Banda F		2.5	43.86	
	$\tilde{\pi}9/2^-$ [514] \otimes $\tilde{\nu}5/2^-$ [512]	7^+			50.23
	$\tilde{\pi}7/2^+$ [404] \otimes $\tilde{\nu}5/2^-$ [512]	6^-			42.59
	$\tilde{\pi}5/2^+$ [402] \otimes $\tilde{\nu}5/2^-$ [512]	5^-			39.05

Considerando válida la regla de aditividad descripta en el capítulo 3, se puede ver que la configuración más probable para esta banda es la (6^-) $\tilde{\pi}7/2^+$ [404] \otimes $\tilde{\nu}5/2^-$ [512] cuya energía de excitación debería estar próxima a $69keV$ de acuerdo al esquema de orden cero. Para confirmar esta hipótesis es necesario continuar con el análisis de los datos obtenidos para fijar experimentalmente el espín de la cabeza de banda, además de medir el cociente experimental $B(M1)/B(E2)$.

Cabe agregar otra característica peculiar de esta banda que es la presencia de una secuencia amplia de transiciones idénticas a la banda $\tilde{\pi}7/2^+$ [404] del núcleo con 3 nucleones menos ^{169}Lu . Tornándose esta característica en un problema interesante a dilucidar dentro del problema de bandas idénticas.

Banda G La banda que crece sobre la transición de $36.7keV$ fué previamente estudiada^[16] y corresponde al esquema de semidesacoplamiento con "staggering" $\tilde{\pi}1_{9/2}$ \otimes $\tilde{\nu}1_{13/2}$. Anteriormente fué asignada la cabeza de banda (4^-) al estado debajo de la transición de $86.7keV$, pero la excelente calidad de los datos de este experimento posibilitó encontrar tres nuevas líneas

debajo de esta (73.9, 54.2 y 36.7keV) que permitieron reasignar los espines como queda en el actual esquema de niveles (figura 2.19). En la siguiente tabla se muestran los valores obtenidos para esta banda con los modelos de partícula más rotor y "cranking".

Tabla XIII. Parámetros obtenidos para la banda G del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) de ambas componentes de signatura de la banda G. Los valores correspondientes a $\mathfrak{Q}^{(2)}$ y \mathfrak{Q}_0 estan expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de \mathfrak{Q}_1 en unidades de \hbar^4/McV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{Q}^{(2)}$	\mathfrak{Q}_0	\mathfrak{Q}_1	$\langle i \rangle$
0	1.1	56.50	70.7	-428	1.6
1	1.9	52.91	60.0	-189	2.2

Banda H La banda que crece sobre la transición de 111.1keV corresponde a la estructura comprimida (8^-) $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$, similar a la encontrada en el ^{176}Re . En la tabla siguiente se muestran los parámetros obtenidos mediante un análisis con los modelos de partícula más rotor y "cranking".

Tabla XIV. Parámetros obtenidos para la banda H del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) de ambas componentes de signatura de la banda H. Los valores correspondientes a $\mathfrak{Q}^{(2)}$ y \mathfrak{Q}_0 estan expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de \mathfrak{Q}_1 en unidades de \hbar^4/McV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{Q}^{(2)}$	\mathfrak{Q}_0	\mathfrak{Q}_1	$\langle i \rangle$
0	3.3	39.0	42.5	76	2.6
1	4.5	39.8	38.2	116	2.3

Banda I La banda que crece sobre la transición de 198.2keV, altamente excitada, tiene características de una banda comprimida. Haciendo un análisis con el modelo de partícula más rotor se obtuvieron los parámetros que se muestran en la tabla XV. Por su energía de excitación podría corresponder a un acoplamiento que involucre cuatro cuasipartículas, similar al caso que aparece en el ^{176}Re en el que una banda de 3 cuasiprotones se acopla al $\tilde{\nu}i_{13/2}$. Falta aun análisis experimental que arroje información clara acerca de la multipolaridad de las transiciones de 751.5 y 963.7keV que permitirían determinar el espín de la cabeza de banda.

Banda J La banda sobre la línea de 114.2keV también con alta energía de excitación y características de acoplamiento comprimido. Esta banda al igual que la anterior podría corresponder a un acoplamiento que involucre cuatro cuasipartículas. También en este caso es necesario continuar con el análisis experimental para determinar con exactitud el espín de la cabeza de banda y poder entender su estructura. Para ello es necesario determinar la multipolaridad de las transiciones de 716.5 y 904.7keV . En la siguiente tabla se muestran los parámetros obtenidos con el modelo de partícula más rotor.

Tabla XV. Parámetros obtenidos para las bandas I y J del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

		K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
Banda I	der	11.6	42.15
	izq	7.4	32.47
Banda J	der	4.1	37.99
	izq	3.4	39.22

Banda K La banda que comienza con la transición de 170.2keV tiene una sola componente de signatura y considerando un análisis con el modelo de partícula más rotor se obtiene un K extremadamente grande ($K = 15.3\hbar$) y un momento de inercia que da cuenta de una banda muy deformada $\mathcal{Q}^{(2)} = 197.0\hbar^2/\text{MeV}$.

Banda L Esta banda crece encima de la transición de 93.5keV tiene características de una banda comprimida, similar a la anteriormente estudiada^[16] $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}$ (banda M). En este caso el protón normal involucrado sería el $7/2^+ [404]$. Esta banda tiene varias líneas que conectan con la banda M, lo cual permite especular con esta hipótesis debido a que quedan fijas las posiciones relativas de ambas bandas lo que está de acuerdo con el esquema de orden cero. Un análisis en el contexto del modelo de partícula más rotor da como resultados los parámetros que se muestran en la tabla XVI.

Banda M La banda sobre la línea de 113.8keV ya ha sido estudiada^[16] y corresponde al esquema comprimido $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}$. Una característica de esta banda es que comienza con una secuencia de transiciones muy similares a las del impar de protón^[32], siendo $113.8, 139.3, 163.6, 188.0, \dots$ en la banda M y $113.6, 139.5, 161.5, 183.6, \dots$ (todos en keV) en el protón

$5/2^+$ [402], lo que indica el carácter desacoplado del neutrón. Los parámetros del modelo de partícula más rotor correspondientes a esta banda se muestran en la tabla siguiente.

Tabla XVI. Parámetros obtenidos para las bandas L y M del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

Nucleo		α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
^{172}Ta	Banda L	0	2.5	37.4
		1	3.8	39.6
	Banda M	0	3.6	40.2
		1	4.8	41.8

2.1.4 ^{186}Ir

En el caso del núcleo ^{186}Ir se realizaron dos experimentos que permitieron re-estudiar^{[33], [34]} y ampliar el esquema de niveles de altos momentos angulares de una forma más completa. En el primero, se midieron coincidencias $\gamma - \gamma$, con el sistema espectroscópico de "Ga.Sp.", mientras que en el segundo se midieron vidas medias de estados isoméricos cercanos al estado fundamental y coeficientes de conversión interna con el acelerador *TANDAR*. En ambos experimentos se utilizó la reacción de fusión - evaporación $^{180}\text{Hf}(^{11}\text{B}, 5n)^{186}\text{Ir}$, con energía del haz de 65MeV .

Experimento de coincidencias

El experimento de coincidencias fue realizado con el sistema de "Ga.Sp." completo con los 40 detectores de *Ge* y sus respectivos anti-Compton, además de los 80 detectores de *BGO* correspondientes al filtro de multiplicidad. Se midieron eventos de coincidencias triples $\gamma - \gamma - \gamma$ de los *Ge* con la condición adicional de tres disparos simultáneos en el filtro de multiplicidad. Se almacenaron alrededor de 10^9 eventos en tres días de experimento a un conteo (de triples) de 5kHz .

Los canales de reacción dominantes fueron el 5n (^{186}Ir), el 4n (^{187}Ir) y el 6n (^{185}Ir) y la selección del canal se efectuó como en los casos anteriores al exigir condiciones de multiplicidad.

Experimento de vidas medias

El segundo experimento en el Laboratorio *TANDAR* se realizó con el fin de medir vidas medias en el rango de los nanosegundos y de coeficientes de con-

versión interna. En ese experimento se utilizó el dispositivo desarrollado^[35] en el laboratorio consistente en un espectrómetro de electrones del tipo mini-naranja con imanes permanentes de ferrita de bario acoplado a un detector de $Si(Li)$ refrigerado, un detector planar de Ge de alta resolución y un filtro de multiplicidad compuesto por 11 elementos de NaI . Esa medición permitió determinar dos estados isoméricos de $T_{1/2} = (36.7 \pm 1.3)$ ns y (5.15 ± 0.81) ns que forma parte de una tesis de licenciatura^[36], en el mismo trabajo se presentaron mediciones sobre coeficientes de conversión interna. Este experimento permitió afianzar el esquema de baja energía que conecta al estado fundamental.

Esquema de niveles

En esta sección se discuten las configuraciones y espines correspondientes a diferentes bandas observadas en el ^{186}Ir . Con la realización de estos experimentos se confirmó y extendió considerablemente la información espectroscópica disponible del núcleo^[34], llegándose a identificar cuatro bandas como se ve en las figuras 2.21 y 2.22, siendo aun objeto de estudio.

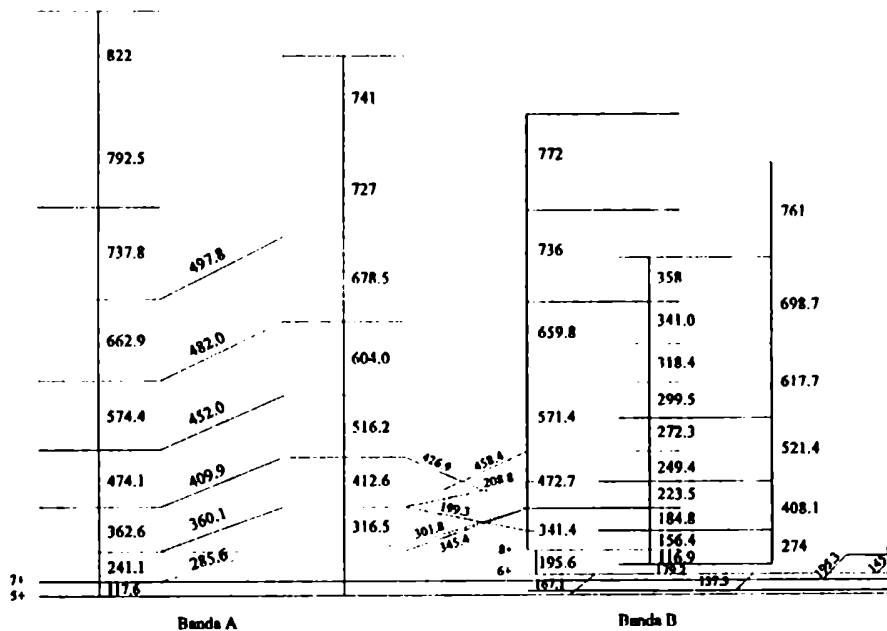


FIGURA 2.21: Esquema de niveles observado en el ^{186}Ir . Parte I.

Banda A La parte izquierda de la banda A, cuya primer transición es 117.6keV , corresponde a la componente favorecida ($I=\text{impares}$) de la banda

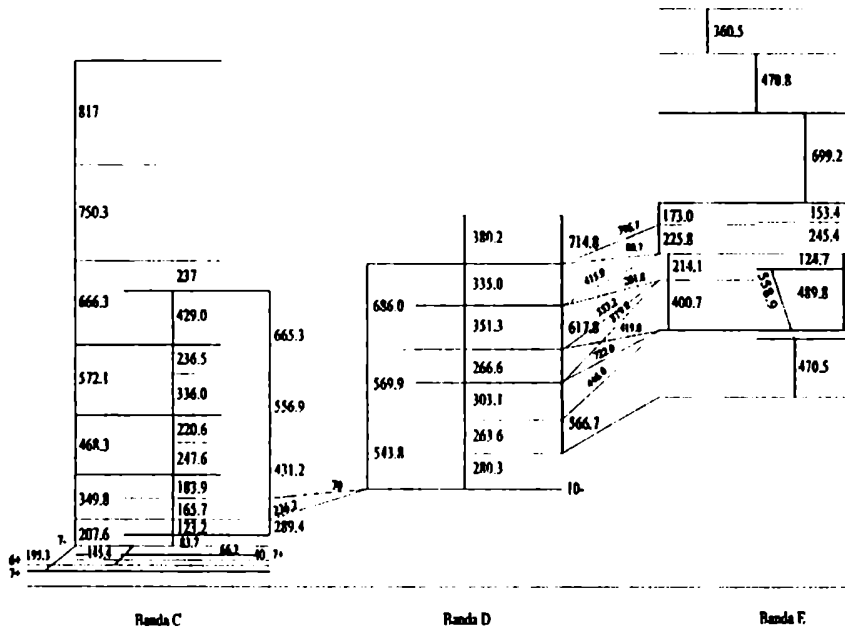


FIGURA 2.22: Esquema de niveles observado en el ^{186}Ir . Parte II.

doblemente desacoplada, previamente observada^{[33], [34]} y fue extendida considerablemente. En la figura 2.23 se muestra una suma de ventanas colocadas en el cubo $\gamma - \gamma - \gamma$, donde las dos ventanas de cada proyección de la suma fueron colocadas sobre transiciones de la componente favorecida.

Mientras que la parte derecha de la banda, con la primer transición de 316.5keV , corresponde a la componente desfavorecida ($I=\text{pares}$). Corresponiendo ambas componentes a los acoplamientos del $\pi h_{9/2} (1/2^- [541])$ con $\bar{\nu} 1/2^- [510]$ y $\bar{\nu} 3/2^- [512]$ respectivamente; estos acoplamientos en el esquema de pseudo-espín se entienden considerando el protón $h_{9/2}$ alineado y el neutrón $(1/2^-, 3/2^-) [411]$ como doblete de pseudo-espín, precisamente este constituye el primer caso observado^[37] de doblete. En la figura 2.24 se muestran dos sumas de ventanas colocadas en el cubo $\gamma - \gamma - \gamma$. En la parte superior las dos ventanas de cada proyección de la suma fueron colocadas sobre transiciones de la componente desfavorecida, mientras que en la parte inferior de la figura las ventanas sumadas fueron colocadas sobre una componente favorecida y una desfavorecida para maximizar las líneas dipolares que conectan ambas componentes. En la misma se aprecia la superior calidad de los datos obtenidos con el sistema de "Ga.Sp." respecto al de Oak Ridge, especialmente en lo que respecta a la componente desfavorecida y en especial las líneas dipolares.

Considerando un análisis dentro del modelo de partícula más rotor y

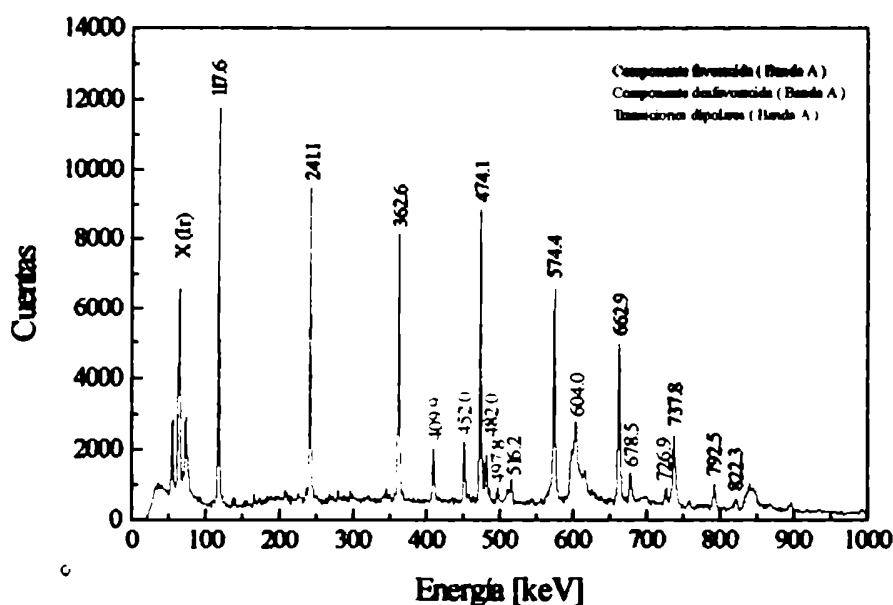


FIGURA 2.23: Suma de ventanas colocadas en el cubo $\gamma-\gamma-\gamma$. Las dos ventanas de cada proyección de la suma fueron colocadas sobre transiciones de la componente favorecida de la banda A.

“*cranking*” se han encontrado los parámetros indicados en la tabla XVII, donde se observa que las dos componentes de signatura en el ^{186}Ir son muy similares entre sí, como sucede en los casos de singlete de pseudo-espín, y con cada una de las componentes del ^{185}Os , constituyendo por lo tanto un conjunto de bandas idénticas^[38].

Tabla XVII. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 5 y 6) y del modelo “*cranking*” (columnas 7 a 9) para núcleos en la vecindad del ^{186}Ir , en la última columna se muestra la diferencia de alineamientos entre ambas componentes. Los valores correspondientes a $\mathfrak{S}^{(2)}$ y \mathfrak{S}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/MeV , los de \mathfrak{S}_1 en unidades de \hbar^4/MeV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar . Con I^π se indican el espín y la paridad de los estados más bajos considerados en el ajuste y α es la signatura. Donde las citas son: ^{185}Ir y ^{185}Os ^[39] ^{184}Os ^[40].

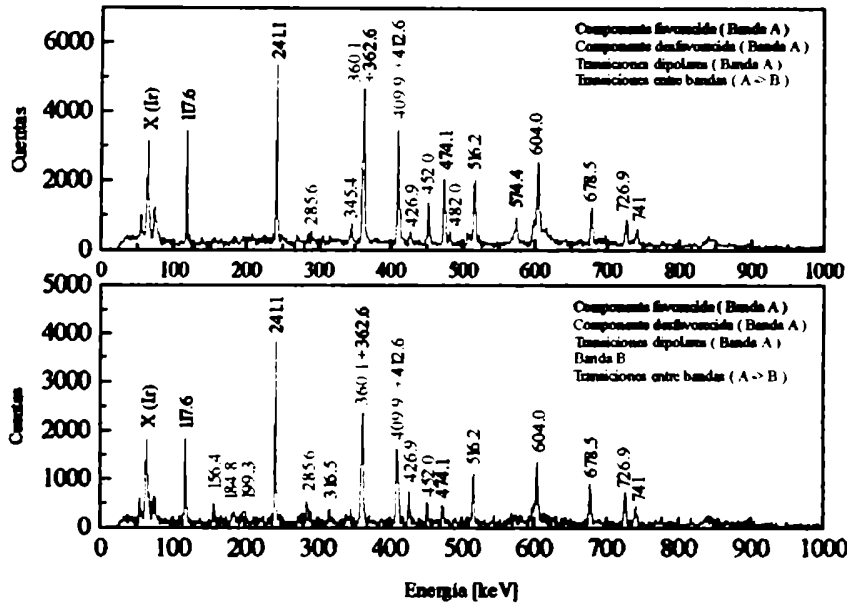


FIGURA 2.24: Suma de ventanas colocadas en el cubo $\gamma - \gamma - \gamma$. En la parte superior las dos ventanas de cada proyección de la suma fueron colocadas sobre transiciones de la componente desfavorecida, mientras que en la parte inferior de la figura las ventanas sumadas fueron colocadas sobre una componente favorecida y una desfavorecida para maximizar las líneas dipolares que conectan ambas componentes.

Núcleo	Banda	I^π	α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$	\mathcal{Q}_0	\mathcal{Q}_1	$\langle i \rangle$	$\Delta \langle i \rangle$
^{188}Ir	DD (f)	5^+	1		32.3	31.1	35.1	4.6	
^{186}Ir	DD (u)	8^+	0		37.6	31.2	60.0	4.4	0.2
^{185}Os	$\tilde{\nu}[411\ 1/2,3/2]$	$1/2^-$	+1/2	0.1	32.5	31.8	24.0	0.4	
^{185}Os	$\tilde{\nu}[411\ 1/2,3/2]$	$3/2^-$	-1/2	1.2	34.0	31.9	54.4	0.4	
^{185}Ir	$\tilde{\pi}h_{9/2}$	$9/2^-$	+1/2	0.7	29.1	27.0	60.0	3.9	
^{184}Os	0^+	0^+	0		25.0	25.1	81.0	0	

Un análisis de las propiedades electromagnéticas provee gran soporte para la interpretación en términos del pseudo-espín. En la figura 2.25 se muestran los cocientes $BM1(I \rightarrow I - 1)/BE2(I \rightarrow I - 2)$ experimentales y calculados. Los cocientes de mezcla $\delta(I \rightarrow I - 1)$ calculados en este caso son muy pequeños.

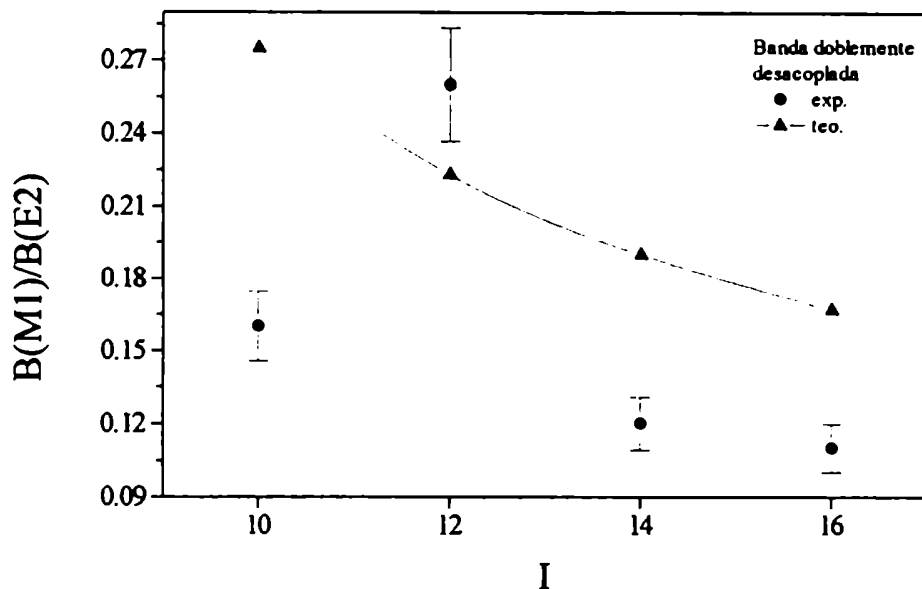


FIGURA 2.25: Cocientes B_{M1}/B_{E2} experimentales y calculados para transiciones en la banda doblemente desacoplada.

Banda B La banda B que crece sobre la transición de 79.2keV ha sido identificada en el experimento de coincidencias. Tiene características de una banda rotacional semidesacoplada comprimida similar a la encontrada en el $^{182}\text{Ir } \pi h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [514]$ y en el $^{176}\text{Re } \pi h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 5/2^- [512]$, siendo en este núcleo $(4^+) \pi h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 7/2^- [503]$. Además es muy similar a la configuración $\tilde{\nu} 7/2^- [503]$ en el ^{185}Os como es de esperar en los casos de semidesacoplamiento. En la tabla XVIII se muestran los parámetros del modelo de partícula más rotor.

Tabla XVIII. Parámetros obtenidos para la banda B del ^{186}Ir del modelo de partícula más rotor expresados en las columnas 2 y 3. Los valores correspondientes a $\mathcal{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

Núcleo	Banda	α	K_2	$\mathcal{Q}^{(2)}$
^{184}Os				25.0
^{185}Os	7/2 ⁻ [503]	1/2	6.5	24.6
		-1/2	4.7	28.9
^{186}Ir	Banda B	0	5.7	27.0
		1	3.7	32.2

Desde un punto de vista experimental, la asignación del espín y la paridad de esta banda está basada, entre otros argumentos, en la degeneración accidental del estado 10^+ con el 10^+ de la componente desfavorecida de la banda doblemente desacoplada. Dada la diferencia de energías entre esos dos estados y la intensidad relativa entre las transiciones de 412.6keV entre los estados $12^+ \rightarrow 10^+$ de la banda A y 426.9keV entre los estados $12^+ \rightarrow 10^+$ que conecta las bandas A y B, es posible deducir la posición no perturbada de esos estados y también el elemento de matriz correspondiente a la interacción residual protón-neutrón, siendo este $V = 6.9 \pm 0.9\text{keV}$.

Las energías de transición entre los estados $12^+ \rightarrow 10^+$ y $10^+ \rightarrow 8^+$ en la componente desfavorecida de la banda doblemente desacoplada pasan de 412.6 y 316.5keV a ser 417.7 y 311.4keV respectivamente al no considerar la perturbación. Con estos valores corregidos es posible extraer los parámetros de inercia y los alineamientos del modelo "cranking" que están dados en la tabla XVII.

Banda C La banda que crece sobre la transición dipolar de 83.7keV fué previamente estudiada^[34] y corresponde al esquema de semidesacoplamiento con "staggering" $\tilde{\pi}1_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}$. Se ha extendido ampliamente a altos espines y se han reasignado los estados que conectan al fundamental. En particular, anteriormente estaba la secuencia de rayos de 83.9 , 78.8 y 66.4keV que conectaban los estados $(8)^-$ al 5^+ , en el actual esquema se intercambiaron las líneas de 66.2 y 79.2keV manteniendo su multipolaridad, perteneciendo esta última a la banda B. En la siguiente tabla se muestran los valores obtenidos para esta banda con los modelos de partícula más rotor y "cranking".

Tabla XIX. Parámetros obtenidos para la banda C del ^{186}Ir del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3) y del modelo "cranking" (columnas 4 a 6) de ambas componentes de signatura de la banda C. Los valores correspondientes a $\mathfrak{Q}^{(2)}$ y \mathfrak{Q}_0 están expresados en unidades de \hbar^2/McV , los de \mathfrak{Q}_1 en unidades de \hbar^4/McV^3 y los alineamientos y proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

α	K_2	$\mathfrak{Q}^{(2)}$	\mathfrak{Q}_0	\mathfrak{Q}_1	(i)
0	2.6	28.21	28.93	35.12	4.5
1	1.4	28.13	32.1	44.94	4.1

Banda D La banda excitada que crece sobre la transición dipolar de 280.3keV presenta el característico "staggering" de las bandas $\bar{d}i_{13/2}$, correspondiendo en este caso al acoplamiento $\bar{\pi}h_{11/2} \otimes \bar{d}i_{13/2}$, con el protón en el nivel $11/2^- [505]$ que viene bajando en excitación en los impares vecinos. En la tabla XX se muestran los valores obtenidos para esta banda con los modelos de partícula más rotor y se compara con el impar de protón, mostrando un comportamiento similar.

Tabla XX. Parámetros obtenidos del modelo de partícula más rotor (columnas 2 y 3). Los valores correspondientes a $\mathfrak{Q}^{(2)}$ están expresados en unidades de \hbar^2/McV , y las proyecciones sobre el eje de simetría en unidades de \hbar .

Núcleo	Banda	α	K_2	$\mathfrak{Q}^{(2)}$
^{185}Ir	11/2-[505]	-1/2	24.7	96.15
^{187}Ir	11/2-[505]	1/2	21.2	77.25
		-1/2	35.8	140.8
^{186}Ir	Banda D	1	20.7	78.28
		0	40.2	153.3

CAPITULO 3

Análisis de los espectros de energía

Para el análisis experimental de los espectros de energía, en núcleos doblemente impares, es necesario disponer de la mayor información espectroscópica posible de sus impares vecinos. Como punto de partida, es importante la estimación del espectro de cuasipartícula independiente y del espín del núcleo doblemente impar, para establecer la energía de excitación y espín de las cabezas de banda. Otro paso en la clasificación de las bandas rotacionales, es estudiar las características cualitativas de las diferentes estructuras en los núcleos impares y analizar el acoplamiento en el doblemente impar.

En las siguientes dos secciones se desarrollan los procedimientos para efectuar este análisis.

3.1 Aproximación de orden cero

A partir del acoplamiento de los estados de cuasipartícula de protón con los de neutrón, de los núcleos impares vecinos, es posible obtener una aproximación a orden cero del espectro de cuasipartícula independiente de un núcleo doblemente impar.

Este acoplamiento es aditivo para la proyección del momento angular sobre el eje de simetría K (cuando está definido el K), de manera que $K_{\pm} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$, donde Ω_p (Ω_n) caracteriza el estado de cuasiprotón (cuasineutrón). Esos dos estados K_{\pm} , están posiblemente separados por la fuerza residual protón-neutrón de acuerdo con las reglas de acoplamiento de Gallagher-Moszkowski^[41].

La misma regla de aditividad es válida para la energía de excitación, así $\epsilon_K = \epsilon_{\Omega_p} + \epsilon_{\Omega_n}$, pero en este caso, los valores ϵ_{Ω} son obtenidos por interpolación lineal entre los valores de los núcleos impares vecinos, de manera que ϵ_{Ω_p} surge de considerar las energías de excitación de los isótopos vecinos ${}^A_{Z-1}X_{N-1}$ y ${}^A_{Z+1}X_{N+1}$, mientras que los ϵ_{Ω_n} se obtienen considerando los val-

ores de los isótonos vecinos ${}_{Z-1}^{A-1}X_N$ y ${}_{Z+1}^{A+1}X_N$; sin considerar la interacción $p-n$.

3.1.1 ${}^{172}\text{Ta}$

En el caso del ${}^{172}\text{Ta}$ el espectro de partícula independiente es posible obtenerlo a partir de los espectros de cuasi-partícula correspondientes al ${}^{171}\text{Ta}$ [32], [42], ${}^{173}\text{Ta}$ [32], [43], ${}^{171}\text{Hf}$ [42] y ${}^{173}\text{W}$ [43].

Siguiendo la regla establecida, se obtienen los valores de K_{\pm} y los de ϵ_{Ω} para el ${}^{172}\text{Ta}$ a partir de $K_{\pm} = |\Omega_p({}^{171}\text{Ta}) \pm \Omega_n({}^{171}\text{Hf})|$,

$$\epsilon_{\Omega_p} = (\epsilon_{\Omega_p}({}^{171}\text{Ta}) + \epsilon_{\Omega_p}({}^{173}\text{Ta}))/2 \text{ y } \epsilon_{\Omega_n} = (\epsilon_{\Omega_n}({}^{171}\text{Hf}) + \epsilon_{\Omega_n}({}^{173}\text{W}))/2.$$

En la tabla I se muestra este procedimiento, donde se indican los estados de protón y neutrón en los ejes y los respectivos acoplamientos en la intersección. Los valores anotados son las energías de excitación y el número cuántico correspondiente a la proyección del momento angular total sobre el eje de simetría K_{\pm} . Los valores recuadrados corresponden a los espines y energías esperadas para las estructuras halladas experimentalmente. Esto también es válido para el resto de los casos.

Tabla I. Aproximación de orden cero al espectro del ${}^{172}\text{Ta}$.

	$\bar{\nu}1/2^- [521]$	$\bar{\nu}5/2^- [512]$	$\bar{\nu}7/2^+ [633]$
	$0.011 + \frac{\pi}{2}$	0.025	0.043
$\bar{\pi}1/2^- [541]$	$0^+, 1^+$	$2^+, 3^+$	$3^-, 4^-$
0	$0.011 + \frac{\pi}{2}$	0.025	0.043
$\bar{\pi}7/2^+ [404]$	$3^-, 4^-$	$1^-, 6^-$	$0^+, 7^+$
0.044	$0.055 + \frac{\pi}{2}$	0.069	0.087
$\bar{\pi}9/2^- [514]$	$4^+, 5^+$	$2^+, 7^+$	$1^-, 8^-$
0.201	$0.212 + \frac{\pi}{2}$	0.226	0.244
$\bar{\pi}5/2^+ [402]$	$2^-, 3^-$	$0^-, 5^-$	$1^+, 6^+$
y	$0.011 + \frac{\pi}{2} + y$	$0.025 + y$	$0.043 + y$

De la tabla I, se tiene que el acoplamiento más bajo a orden cero, asociado con el estado fundamental de este núcleo, corresponde al estado $\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}1/2^- [521]$, además se espera que el acoplamiento $\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}7/2^+ [633]$ se encuentre muy próximo al fundamental, probablemente unidos por una transición E1 de baja energía.

3.1.2 ${}^{176}\text{Re}$

En el caso del ${}^{176}\text{Re}$ el espectro de partícula independiente es posible obtenerlo a partir de los espectros de cuasi-partícula correspondientes al ${}^{175}\text{W}$ [31], ${}^{175}\text{Re}$ [44], [31], ${}^{177}\text{Re}$ [45] y ${}^{177}\text{Os}$ [14], [45].

Aplicando el mismo procedimiento que en el caso anterior, se obtienen los valores de K_{\pm} y los de ϵ_{Ω} para el ^{176}Re a partir de $K_{\pm} = |\Omega_p(^{175}\text{Re}) \pm \Omega_n(^{175}\text{W})|$, $\epsilon_{\Omega_p} = (\epsilon_{\Omega_p}(^{175}\text{Re}) + \epsilon_{\Omega_p}(^{177}\text{Re})) / 2$ y $\epsilon_{\Omega_n} = (\epsilon_{\Omega_n}(^{175}\text{W}) + \epsilon_{\Omega_n}(^{177}\text{Os})) / 2$.

En la tabla II se muestra este caso, indicándose como en la tabla I los estados de protón y neutrón en los ejes y los respectivos acoplamientos en la intersección.

Tabla II. Aproximación de orden cero al espectro del ^{176}Re .

	$\bar{\nu}1/2^- [521]$	$\bar{\nu}5/2^- [512]$	$\bar{\nu}7/2^+ [633]$
	0	0.128	0.268
$\bar{\pi}1/2^- [541]$	$0^+, 1^+$	$2^+, 3^+$	$3^-, 4^-$
0	0	0.128	0.268
$\bar{\pi}9/2^- [514]$	$4^+, 5^+$	$2^+, 7^+$	$1^-, 8^-$
x	x	$x + 0.128$	$x + 0.268$
$\bar{\pi}5/2^+ [402]$	$2^-, 3^-$	$0^-, 5^-$	$1^+, 6^+$
0.105	0.105	0.233	0.373
$\bar{\pi}7/2^+ [404]$	$3^-, 4^-$	$1^-, 6^-$	$0^+, 7^+$
> 0.362	> 0.362	> 0.490	> 0.630
$\bar{\pi}1/2^+ [660]$	$0^-, 1^-$	$2^-, 3^-$	$3^+, 4^+$
1.630	1.630	1.858	1.898

De la tabla II, se observa nuevamente que la configuración de orden cero con más baja energía corresponde al mismo acoplamiento que en el ^{176}Re $\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}1/2^- [521]$. En este caso, se espera, a orden cero, que el resto de las estructuras estén algo alejadas del fundamental.

3.1.3 ^{182}Ir

La aproximación a orden cero del espectro de partícula independiente del ^{182}Ir es posible obtenerla a partir de los espectros de cuasi-partícula correspondientes al ^{181}Ir [46], ^{181}Os [47], [46], ^{183}Ir [48], [49] y ^{183}Pt [49].

Siguiendo la regla establecida al comienzo de esta sección se obtienen los valores de K_{\pm} a partir de $|\Omega_p(^{181}\text{Ir}) \pm \Omega_n(^{181}\text{Os})|$ y los de ϵ_{Ω_p} como el promedio entre $\epsilon_{\Omega_p}(^{181}\text{Ir})$ y $\epsilon_{\Omega_p}(^{183}\text{Ir})$ y los de ϵ_{Ω_n} a partir del promedio de $\epsilon_{\Omega_n}(^{181}\text{Os})$ y $\epsilon_{\Omega_n}(^{183}\text{Pt})$.

Los valores obtenidos se muestran en la tabla III, siguiendo la notación de los casos anteriores.

Tabla III. Aproximación de orden cero al espectro del ^{182}Ir .

	$\bar{\nu}1/2^- [521]$	$\bar{\nu}7/2^- [514]$	$\bar{\nu}9/2^+ [624]$	$\bar{\nu}5/2^- [512]$	$\bar{\nu}7/2^+ [633]$	$\bar{\nu}7/2^- [503]$
	0	0.041	0.177	0.357	0.358	0.398
$\bar{\pi}1/2^- [541]$	$0^+, 1^+$	$3^+, 4^+$	$4^-, 5^-$	$2^+, 3^+$	$3^-, 4^-$	$3^+, 4^+$
0	0	0.041	0.177	0.357	0.358	0.398
$\bar{\pi}3/2^+ [402]$	$1^-, 2^-$	$2^-, 5^-$	$3^+, 6^+$	$1^-, 4^-$	$2^+, 5^+$	$2^-, 5^-$
0.298	0.298	0.339	0.475	0.655	0.656	0.696
$\bar{\pi}5/2^+ [402]$	$2^-, 3^-$	$1^-, 6^-$	$2^+, 7^+$	$0^-, 5^-$	$1^+, 6^+$	$1^-, 6^-$
0.354	0.354	0.395	0.531	0.711	0.712	0.752
$\bar{\pi}1/2^+ [400]$	$0^-, 1^-$	$3^-, 4^-$	$4^+, 5^+$	$2^-, 3^-$	$3^+, 4^+$	$3^-, 4^-$
0.361	0.361	0.402	0.538	0.718	0.719	0.759
$\bar{\pi}9/2^- [514]$	$4^+, 5^+$	$1^+, 8^+$	$0^-, 9^-$	$2^+, 7^+$	$1^-, 8^-$	$1^+, 8^+$
0.506	0.506	0.547	0.683	0.863	0.864	0.904

Aquí nuevamente el estado de más baja energía es el correspondiente al acoplamiento $\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}1/2^- [521]$, mientras que el más próximo observado corresponde al acoplamiento $\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}7/2^- [514]$.

3.1.4 ^{186}Ir

En el caso del ^{186}Ir el espectro de partícula independiente es posible obtenerlo a partir de los espectros de cuasi-partícula correspondientes al ^{185}Ir [50], [39], ^{185}Os [39] y ^{187}Ir [51], [52].

Procediendo de la misma manera que en el caso del ^{182}Ir , se obtienen los valores de K_{\pm} para el ^{186}Ir a partir de $|\Omega_p(^{185}\text{Ir}) \pm \Omega_n(^{185}\text{Os})|$ y los de ϵ_{Ω_p} del promedio de $\epsilon_{\Omega_p}(^{185}\text{Ir})$ y $\epsilon_{\Omega_p}(^{187}\text{Ir})$ y los de ϵ_{Ω_n} a partir del promedio de $\epsilon_{\Omega_n}(^{185}\text{Os})$ y $\epsilon_{\Omega_n}(^{187}\text{Pt})$.

Los valores obtenidos se muestran en la tabla IV, siguiendo la notación de los casos anteriores.

Tabla IV. Aproximación de orden cero al espectro del ^{186}Ir .

	$\bar{\nu}1/2^- [510]$	$\bar{\nu}7/2^- [503]$	$\bar{\nu}3/2^- [512]$	$\bar{\nu}11/2^+ [615]$	$\bar{\nu}9/2^+ [624]$
	0	0.102	0.128	0.276	0.403
$\bar{\pi}3/2^+ [402]$	$1^-, 2^-$	$2^-, 5^-$	$0^-, 3^-$	$4^+, 7^+$	$3^+, 6^+$
0	0	0.102	0.128	0.276	0.403
$\bar{\pi}1/2^- [541]$	$0^+, 1^+$	$3^+, 4^+$	$1^+, 2^+$	$5^-, 6^-$	$4^-, 5^-$
.030	.030	0.132	0.158	0.306	0.433
$\bar{\pi}1/2^+ [400]$	$0^-, 1^-$	$3^-, 4^-$	$1^-, 2^-$	$5^+, 6^+$	$4^+, 5^+$
0.210	0.210	0.312	0.338	0.486	0.613
$\bar{\pi}11/2^- [505]$	$5^+, 6^+$	$2^+, 9^+$	$4^+, 7^+$	$0^-, 11^-$	$1^-, 10^-$
0.488	0.488	0.590	0.616	0.764	0.891
$\bar{\pi}5/2^+ [402]$	$2^-, 3^-$	$1^-, 6^-$	$1^-, 4^-$	$3^+, 8^+$	$2^+, 7^+$
> 0.442	> 0.442	> 0.544	> 0.570	> 0.718	> 0.845

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES⁵⁶

De la tabla IV, se observa que el estado de paridad positiva mas bajo corresponde al acoplamiento $\tilde{\pi}1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [510]$.

3.2 Clasificación de las bandas en núcleos doblemente impares

Con el fin de clasificar las bandas rotacionales en un núcleo doblemente impar, es necesario conocer el comportamiento de las diferentes estructuras que se presentan en los núcleos impares vecinos. Se puede realizar una clasificación de acuerdo con el momento angular del nucleón desacoplado y su proyección sobre el eje de simetría. En principio, es posible discriminar dos tipos de esquemas dependiendo si la proyección es $\Omega = 1/2$ o $\Omega > 1/2$. Un segundo nivel de discriminación se logra, en el caso con $\Omega > 1/2$, al distinguir los estados con alto y bajo j . Teniendo en cuenta estas características es posible identificar tres tipos de esquemas en núcleos impares.

1 Bandas normales: *El llamado esquema "normal", es una banda que cumple aproximadamente con la ley de un rotador $I \cdot (I + 1)$. La principal característica cualitativa, es la secuencia de transiciones consecutivas con valores crecientes, con $\Delta I = 1$.*

Los dos esquemas siguientes corresponden a bandas que se alejan de la ley $I \cdot (I + 1)$, como consecuencia de la acción de la fuerza de Coriolis. Como es sabido^[53] el operador que representa la interacción de Coriolis está relacionado con $\vec{I}_{\perp} \cdot \vec{j}_{\perp}$, por lo que existen dos tipos de elementos de matriz asociados con este operador y como consecuencia dos tipos de esquemas diferentes. Uno es diagonal e involucra estados con $K = \Omega = 1/2$, por otro lado existen elementos no diagonales que mezclan estados con $\Delta K = \pm 1$.

2 Banda desacoplada: *Las llamadas bandas "desacopladas", están asociadas a un nucleón desacoplado que tiene la menor proyección del momento angular sobre el eje de simetría ($\Omega = \frac{1}{2}$). Su principal característica es que posee un parámetro de desacoplamiento (a) grande, y por efecto de la fuerza de Coriolis se separan las dos componentes de signatura, de manera que el rotor normal se ve modificado por el término de desacoplamiento $(-)^{I+1/2} \cdot a \cdot (I + 1/2)$. Aquí hay que separar dos casos dependiendo si el nucleón está en una capa de alto j o no. Si el nucleón es desacoplado de alto j $\tilde{\pi}h_{9/2}$ hay involucradas mezclas de $\Omega = \frac{1}{2}$ con $\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$, por otro lado están los estados con $\Omega = \frac{1}{2}$ puro y $|a| \geq 1$.*

3 Banda con mezcla: *El tercer tipo de esquema es el presentado por las bandas con alto j ($j = 13/2$) y $\Omega \neq 1/2$. El efecto de la fuerza de*

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES⁵⁷

Coriolis sobre estas bandas, produce "staggering"¹.

En la región de las tierras raras pesadas, en los núcleos impares, es común hallar en el espectro "yrast" bandas rotacionales basadas en orbitales de alto j ($\tilde{\pi}h_{11/2}$, $\tilde{\pi}h_{9/2}$, $\tilde{\nu}i_{13/2}$).

En general, estas capas se encuentran ocupadas parcialmente y la posición relativa del nivel de Fermi determina el grado de distorsión respecto a la ley $I(I+1)$, que tendrá la banda asociada. En la figura 3.1 se muestra la evolución cualitativa de las bandas en un núcleo impar en función de la ocupación de los niveles de Nilsson. En esta se pueden distinguir los tres tipos de esquemas antes descritos, la banda de la izquierda tiene las características de una banda desacoplada, las del centro corresponderían al esquema con mezcla y la de la derecha corresponde a una banda normal.

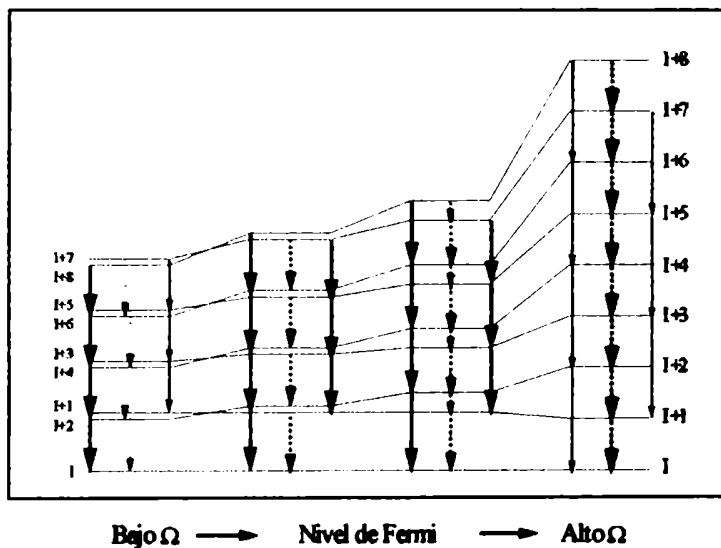


FIGURA 3.1: Características cualitativas de bandas en un núcleo impar en función de la energía de Fermi. Las líneas azules punteadas corresponden a transiciones M1, mientras que las negras llenas corresponden a E2. El grosor indica en forma cualitativa la intensidad relativa en la banda.

¹Se le llama *staggering* a la característica que presentan las bandas cuando tienen separación en signatura. La característica cualitativa que presenta el espectro de energías es que se alternan transiciones consecutivas $\Delta I=1$ grandes y pequeñas.

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 58

La presencia de las estructuras antes descritas, en los núcleos impares vecinos, permite establecer en principio, 6 esquemas de acoplamiento diferentes en los núcleos doblemente impares: (1) $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu}N$, (2) $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu} (\Omega_n = 1/2)$, (3) $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu} (j_n = 13/2)$, (4) $\tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu}N$, (5) $\tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu} (\Omega_n = 1/2)$, (6) $\tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu} (j_n = 13/2)$.

El próximo paso es considerar ciertas características cualitativas de las diferentes estructuras para establecer la clasificación^{[28], [54], [55]}. En ese sentido hay dos cantidades asociadas a una banda que permiten caracterizarla, siendo una de ellas el valor K de la proyección del momento angular sobre el eje de simetría (en unidades de \hbar) y la otra el momento de inercia \mathfrak{I}/\hbar^2 (en unidades de MeV^{-1}).

Para una banda con \mathfrak{I} constante y K dado, es posible aplicar dos procedimientos similares para estimar los valores de \mathfrak{I} y K , dependiendo si la banda tiene secuencias $\Delta I = 1$ o $\Delta I = 2$.

En el caso de una banda con una secuencia $\Delta I = 1$, la estimación de K se hace por medio de una relación que involucra el cociente de las dos primeras transiciones de energía dipolares:

$$K_1 = \frac{2 - x_1}{x_1 - 1} \quad (3.1)$$

donde $x_1 \equiv E_{\gamma_2}^D/E_{\gamma_1}^D = (K+2)/(K+1)$. Por otro lado, el momento de inercia \mathfrak{I} se puede estimar, si K es conocido, por medio de la siguiente relación:

$$\frac{\mathfrak{I}^{(1)}}{\hbar^2} = \frac{K+1}{E(K+1) - E(K)} \quad (3.2)$$

En el caso de que la banda tenga solo una secuencia cuadrupolar con $\Delta I = 2$, las respectivas estimaciones son:

$$K_2 = \frac{7 - 3 \cdot x_2}{2 \cdot (x_2 - 1)} \quad (3.3)$$

donde $x_2 \equiv E_{\gamma_2}^Q/E_{\gamma_1}^Q$, y

$$\frac{\mathfrak{I}^{(2)}}{\hbar^2} = \frac{2 \cdot K + 3}{E(K+2) - E(K)} \quad (3.4)$$

En la figura 3.2 se muestran las transiciones involucradas en estas estimaciones.

3.2.1 Esquema de acoplamiento normal: (1) $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu}N$

En un núcleo doblemente impar un esquema de acoplamiento "normal" es generado mediante el acoplamiento de los dos nucleones involucrados en estados con Ω bien definidos, esto es $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu}N$, por lo tanto se espera una

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 59

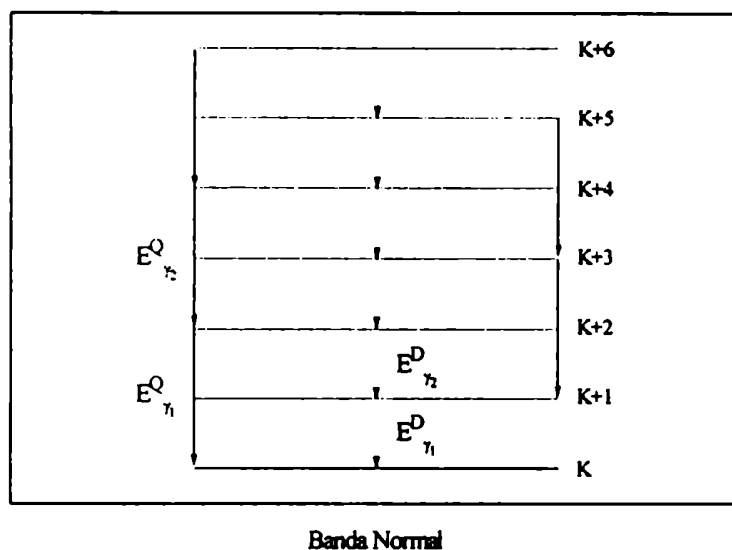


FIGURA 3.2: Indicación de las transiciones involucradas en la estimación de K y \mathfrak{S} con los dos procedimientos descriptos.

buena estimación de los parámetros con los procedimientos anteriormente descriptos, debido a que se obtuvieron suponiendo que la secuencia de estados sigue la ley $I(I+1)$.

Debido al hecho que el momento de inercia es una cantidad aditiva en las contribuciones del protón y neutrón, se espera que haya aditividad en los parámetros, esto es:

$$K_{1,2}^{calc} \simeq K_{1,2}^p + K_{1,2}^n \quad (3.5)$$

$$\mathfrak{S}_{calc}^{(1,2)} \simeq \mathfrak{S}_{par-par}^{(1,2)} + \delta\mathfrak{S}_p^{(1,2)} + \delta\mathfrak{S}_n^{(1,2)} \quad (3.6)$$

donde $\delta\mathfrak{S}_{p,n}^{(1,2)} \equiv \mathfrak{S}_{p,n}^{(1,2)} - \mathfrak{S}_{par-par}^{(1,2)}$. Tal aditividad es consistente con el hecho que las correlaciones de apareamiento de protones y neutrones están desacopladas entre sí.

Sin embargo no es común hallar este tipo de acoplamiento en núcleos doblemente impares cerca de la línea "yrast" pues no son las bandas más eficientes para ganar impulso angular. Para que exista este acoplamiento es necesario que los orbitales Ω_p y Ω_n sigan la ley antes mencionada y además

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES60

deben ser puros, esto es que no esten mezclados por Coriolis. En los núcleos aquí estudiados se observó este acoplamiento en el ^{176}Re ($\tilde{\pi}5/2^+[402] \otimes \tilde{\nu}5/2^- [512]$) y en el ^{182}Ir ($\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}7/2^- [514]$).

En la tabla V se muestran las estimaciones realizadas, con estos procedimientos, en bandas normales observadas en los núcleos aquí estudiados y sus próximos vecinos.

Tabla V. Valores de K_1 [\hbar] y momentos de inercia [\hbar^2/MeV] obtenidos por el procedimiento descrito en la presente sección. Los valores correspondientes a los núcleos par-par se obtuvieron con el segundo procedimiento. ^{174}W [56], ^{180}Os [57], [58].

Nucleo	$\Omega^\pi [Nn_3\Lambda]$	K_1	K_1^{calc}	$\mathfrak{I}^{(1)}$	$\mathfrak{I}_{\text{calc}}^{(1)}$
^{174}W		0		26.8	
^{175}W	5/2 ⁻ [512]	2.6		37.9	
^{175}Re	5/2 ⁺ [402]	3.9		30.6	
^{176}Re	$\tilde{\pi}5/2^+[402] \otimes \tilde{\nu}5/2^- [512]$	3.4	6.5	43.0	41.7
^{180}Os		0		22.7	
^{181}Os	7/2 ⁻ [514]	4.0		36.4	
^{181}Ir	9/2 ⁻ [514]	4.4		41.6	
^{182}Ir	$\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}7/2^- [514]$	10.2	8.4	55.1	55.2

3.2.2 Esquema de semidesacoplamiento: (2) "non-staggered" (Bandas idénticas) $\tilde{\pi}N \otimes \tilde{\nu}(\Omega_n = 1/2)$, (4) comprimido $\tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu}N$

Este tipo de acoplamiento en el núcleo doblemente impar involucra un nucleón normal y el otro en un estado desacoplado, esto es con $\Omega = 1/2$. El hecho que la componente con $\Omega = 1/2$ tenga un parámetro de desacoplamiento no nulo indica que estas bandas no cumplen el comportamiento $I(I+1)$ que se ve modificado al tener en cuenta el término de Coriolis $(-)^{I+1/2} a(I+1/2)$.

Si el estado es $\Omega = 1/2$ puro, el parámetro de desacoplamiento a se puede obtener, al hacer un ajuste de las energías experimentales del núcleo impar con la expresión 3.7, que representa la energía de los estados relativas a la cabeza de banda:

$$\Delta E(I, K = 1/2) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[I(I+1) - \frac{3}{4} + a \left((-1)^{I+1/2} \left(I + \frac{1}{2} \right) + 1 \right) \right] \quad (3.7)$$

El nucleón en el estado desacoplado puede tomar solo dos valores del número cuántico de proyección sobre el eje de simetría ($\Omega = \pm 1/2$), generando en el núcleo doblemente impar dos estados intrínsecos posibles. Dichos estados, en el núcleo doblemente impar, se pueden caracterizar por la proyección total sobre el eje de simetría: $K_{\pm} = \Omega \pm 1/2$. Si no se tiene en cuenta la interacción residual protón-neutrón V_{pn} estos estados se encuentran degenerados. Para cada valor de $I > K_-$, estos estados se encuentran

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 61

acoplados, por una matriz proporcional al parámetro de desacoplamiento del nucleón desacoplado:

$$\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \begin{bmatrix} I(I+1) - K^2 & -a\sqrt{(I-K+1)(I+K)} \\ -a\sqrt{(I-K+1)(I+K)} & I(I+1) - (K-1)^2 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Siendo los autovalores:

$$E_{\pm}(I, a) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[(I-K+1)(I+K) - \frac{1}{2} \pm \sqrt{a^2(I-K+1)(I+K) + (K - \frac{1}{2})^2} \right] \quad (3.9)$$

En la figura 3.3 se muestra la evolución de los autovalores $E_{-}(I, a)$ con el parámetro de desacoplamiento a . Este tipo de estructura se hace cada vez más "comprimida" a medida que aumenta el parámetro de desacoplamiento, alejándose cada vez más del comportamiento normal. Siguiendo el procedimiento aplicado con bandas normales el cociente x de las dos primeras transiciones de energía de estas bandas es más grande de lo que se esperaría para que se cumpla la ley $I(I+1)$. En la tercera y cuarta columnas de la tabla VI, se muestran los valores estimados de los dos parámetros a y \mathfrak{I} , ajustados por el método de cuadrados mínimos en los núcleos impares vecinos, mientras que en la quinta columna se muestran los valores obtenidos con el procedimiento desarrollado al comienzo de la sección.

En este tipo de configuración se espera encontrar, en principio, la componente de signatura favorecida energéticamente del nucleón con $\Omega = 1/2$, acoplada a las dos componentes de signatura del nucleón normal. De manera que, los estados "yrast" en el sistema doblemente impar tienen una componente favorecida $\alpha_{ii}^f = \alpha_{des}^f + \alpha_{nor}^f = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ que corresponde a estados con espín impar, mientras $\alpha_{ii}^d = \alpha_{des}^d + \alpha_{nor}^d = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ corresponde a estados con espín par. En particular, el acoplamiento $\tilde{\pi}7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$ en la zona de los Lu es motivo de estudio^[59] en el contexto del problema de las bandas idénticas.

Una forma alternativa de entender estas bandas es tener en cuenta que siguen cualitativamente el espaciamiento de la banda normal del núcleo impar vecino. Este comportamiento da cuenta del carácter desacoplado del nucleón con $\Omega = 1/2$, que se mueve prácticamente en forma independiente, afectando minimamente el movimiento colectivo del carozo con el nucleón normal. Es posible extender el argumento propuesto por Kreiner et al.^[34] para bandas doblemente desacopladas, considerando que el núcleo doblemente impar sigue la ley $R(R+1)$, donde R es el momento angular colectivo que se incrementa en paso de dos unidades. Se supone que el estado fundamental tiene un valor esperado del momento angular colectivo R_0 no nulo.

Es posible desarrollar un procedimiento similar al descrito al comienzo de esta sección, para estimar los valores de R_0 y $\mathfrak{I}^{(R)}$. En el caso de $R_0(\equiv$

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 62

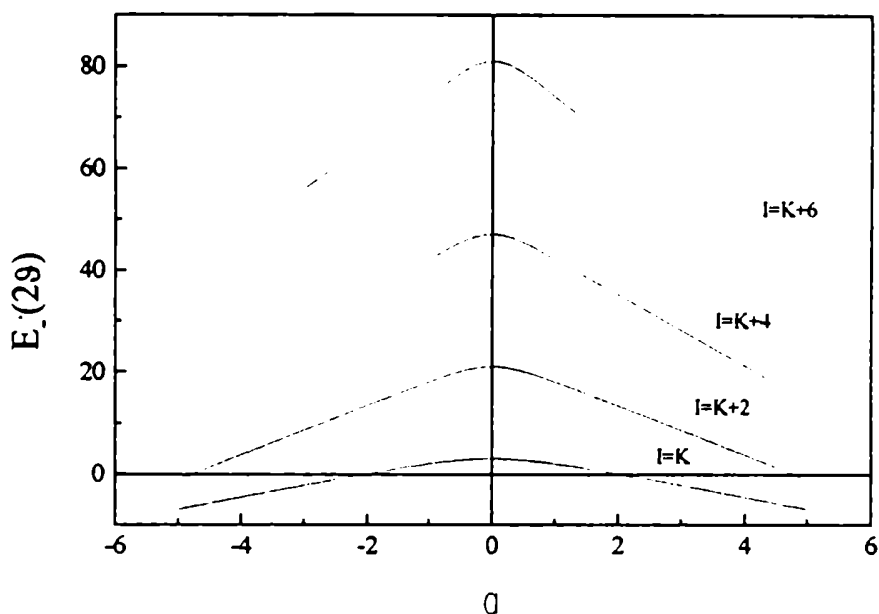


FIGURA 3.3: Autovalores $E_-(I, a)$ en unidades de $\hbar^2/2\Omega$ como función del parámetro de desacoplamiento a .

K_2) se utiliza la expresión 3.3, mientras que el valor de $\Omega^{(R_0)}$ se estima con la relación 3.10.

$$\frac{\Omega^{(R_0)}}{\hbar^2} = \frac{2 \cdot R_0 + 3}{E(R_0 + 2) - E(R_0)} \quad (3.10)$$

donde la diferencia con la estimación 3.4 está en que en 3.10 se referencia todo a R_0 en lugar de K . En las dos últimas columnas de la tabla VI se muestran los valores estimados de estos parámetros, correspondientes a las bandas semidesacopladas identificadas en los núcleos aquí estudiados. En la misma se comparan las componentes favorecidas de las bandas involucradas en el acoplamiento. Solo el primer caso corresponde a un semidesacoplamiento con $\Omega = 1/2$, mientras que los tres restantes corresponden a un semidesacoplamiento "comprimido". En la figura 3.4, se comparan los datos experimentales observándose que el núcleo doblemente impar sigue en forma cualitativa el comportamiento del impar normal vecino, en especial el primer caso, en los demás se aleja un poco por lo que lo adecuado es describir el acoplamiento a través del modelo "cranking" que se desarrollará

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 63

en el próximo capítulo.

Tabla VI. Valores estimados de K [\hbar] y \mathfrak{I} [\hbar^2/MeV] para las distintas configuraciones encontradas. En la tercera y cuarta columnas, se muestran los valores estimados en las bandas desacopladas de los impares vecinos. En las dos últimas columnas se muestran los valores obtenidos para las componentes favorecidas con el procedimiento aquí desarrollado.

Nucleo	$\Omega^\pi [N n_3 \Lambda]$	a	\mathfrak{I}	$K_2 = R_0^I$	$\mathfrak{I}_f^{(R_0)}$
^{175}W	$1/2^- [521]$	0.7	36.8	0.2	37.8
^{175}Re	$5/2^+ [402]$			4.8	50.2
^{176}Re	$\bar{\pi}5/2^+ [402] \otimes \bar{\nu}1/2^- [521]$			8.1	50.8
^{175}W	$5/2^- [512]$			2.8	40.5
^{175}Re	$1/2^- [541]$	4.5	37.4	1.8	33.7
^{176}Re	$\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}5/2^- [512]$			2.9	39.8
^{181}Os	$7/2^- [514]$			4.0	40.2
^{181}Ir	$1/2^- [541]$	3.8	22.0	1.0	27.1
^{182}Ir	$\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}7/2^- [514]$			2.9	36.4
^{185}Os	$7/2^- [503]$			6.5	39.4
^{185}Ir	$1/2^- [541]$	3.9	26.3	0.7	29.1
^{186}Ir	$\bar{\pi}1/2^- [541] \otimes \bar{\nu}7/2^- [503]$			5.7	35.3

Considerando estos valores, es posible comparar los datos experimentales con los calculados mediante la expresión:

$$E_c(R) = \frac{1}{2\mathfrak{I}(R_0)} R(R+1) \quad (3.11)$$

En la figura 3.4 se comparan los valores experimentales de los estados relativos a la cabeza de banda:

$$\Delta E_{\text{exp}}(I) = E_{\text{exp}}(I) - E_{\text{exp}}(I_0) \quad (3.12)$$

con los obtenidos por la relación 3.11 y los calculados con la ley $I(I+1)$.

3.2.3 Esquema de acoplamiento comprimido: (3) $\bar{\pi}N \otimes \bar{\nu}(j_n = 13/2)$

Un esquema de acoplamiento "comprimido" en un núcleo doblemente impar involucra una partícula en un estado "normal" y la otra en un "orbital de alto j ".

Una de las características de estas bandas es que las energías colectivas e intrínsecas no están separadas, por lo que no siguen la ley $I(I+1)$ y el estado intrínseco cambia a lo largo de la banda.

Todo esto hace que la extracción del K y del parámetro de inercia de estas bandas sea complicada. Siguiendo el procedimiento aplicado con bandas

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES64

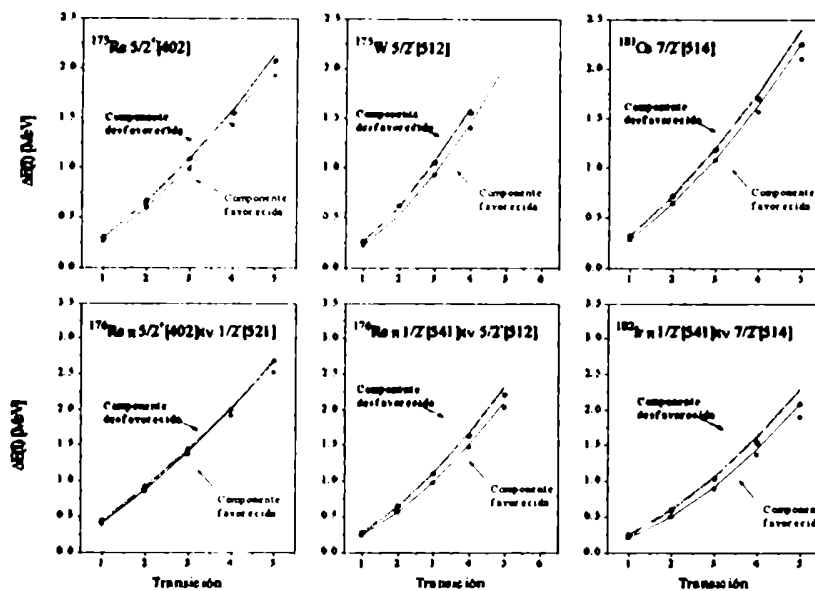


FIGURA 3.4: Comparación de las estructuras semidesacopladas halladas en los núcleos ^{176}Re y ^{182}Ir y las estructuras normales de los núcleos vecinos. Las líneas llenas corresponden al ajuste con la ley $R(R + 1)$, mientras que las punteadas corresponden a la ley $I(I + 1)$.

normales el cociente x de las dos primeras transiciones de energía de estas bandas es mucho más grande de lo que se esperaría, debido a que el valor de E_{γ_1} es más pequeño que el esperado en una banda rotacional normal, por esta razón, esta estructura se la llama comprimida.

Para la estimación de estos parámetros es más conveniente la utilización del segundo procedimiento, considerando cada una de las componentes de signatura por separado. En la tabla VII se muestran los valores estimados de los parámetros para la banda $i_{13/2}$ en los isótopos de Hf, W, Os, como así también de las cuatro estructuras con este tipo de acoplamiento que se han observado en los núcleos aquí estudiados $\pi 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$, $\pi 5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$, $\pi 7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$ y $\pi 11/2^- [505] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$.

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 65

Tabla VII. Valores de K_2 [\hbar] y momentos de inercia [\hbar^2/MeV] obtenidos por el segundo procedimiento descrito en la presente sección.

Nucleo	$\Omega^\pi [Nn_3\Lambda]$	α	K_2	$\mathcal{I}^{(2)}$
^{172}Ta	$\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$	0	3.3	38.99
		1	4.5	39.76
	$\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$	0	3.6	40.20
		1	4.8	41.75
	$\tilde{\pi}7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$	0	3.8	39.60
		1	5.1	41.54
^{176}Re	$\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$	0	2.6	29.28
		1	4.6	34.13

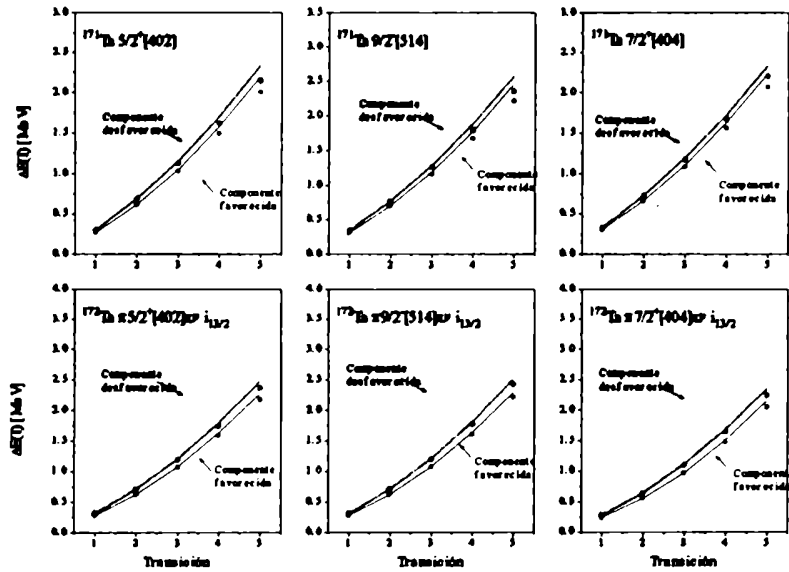


FIGURA 3.5: Estructuras comprimidas observadas en el ^{172}Ta . El ajuste de los datos se hizo con los valores estimados en la tabla VII.

Teniendo en cuenta como ejemplo el ^{176}Re , el comportamiento de este tipo de estructura, se debe a que el neutrón $i_{13/2}$ presente, se ve afectado por la fuerza de Coriolis, mezclando las órbitas $7/2^+ [633]$ y $9/2^+ [624]$.

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES66

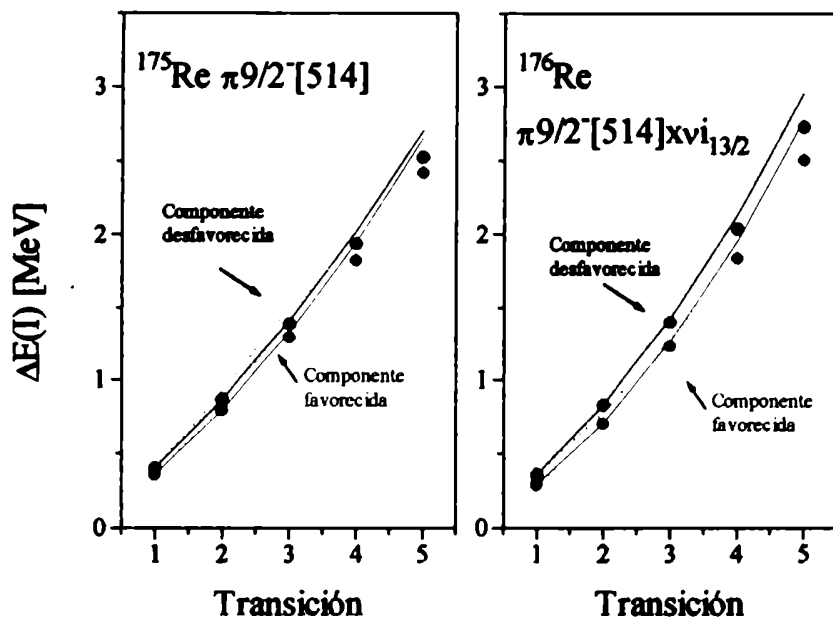


FIGURA 3.6: Estructura comprimida observada en el ^{176}Re .

Esto induce en el doblemente impar una mezcla de los estados $K^\pi=(8^-)$ $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}7/2^+ [633]$ y $K^\pi=(9^-)$ $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}9/2^+ [624]$. Es así como la fuerza de Coriolis actúa sobre las energías de la banda 9^- desplazándolas hacia abajo respecto a la posición no perturbada. Este hecho hace que el estado 9^- se aproxime al 8^- que no es afectado por la mezcla, de esta manera la primer transición de energía resulta más pequeña que lo esperado en una banda sin mezcla. Este efecto es entendido al diagonalizar la matriz de Coriolis 3.13

$$\begin{bmatrix} \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) - (K+1)^2] + \epsilon_{K+1} & -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \sqrt{(I+K+1)(I-K)} \langle j_n^\dagger \rangle \\ -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \sqrt{(I+K+1)(I-K)} \langle j_n^\dagger \rangle & \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) - K^2] + \epsilon_K \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

donde $\langle j_n^\dagger \rangle = \langle \Omega_n + 1 | j_n^\dagger | \Omega_n \rangle$ es el elemento de matriz del operador de subida de cuasipartícula independiente y $\epsilon_{K,K+1}$ son las energías de los estados intrínsecos con K y $K+1$, este procedimiento es discutido en detalle por Kreiner^[18].

En estas estructuras no se observa "staggering" como en las bandas de

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 67

neutrón. La razón es que los dos estados de protón tienen sus dos componentes de signatura sin separarse, mientras las dos componentes de signatura del neutrón $i_{13/2}$ están separadas, siendo la componente con $\alpha = 1/2$ (esto es $I = 9/2, 13/2, \dots$) energéticamente favorecida. Por esta razón, los estados "yrast" en el sistema doblemente impar no mostrarán "staggering", ya que solo está involucrada la trayectoria favorecida del neutrón, esto es $\alpha_{ii}^f = \alpha_p^f + \alpha_n^f = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ que corresponde a estados con espín impar, mientras $\alpha_{ii}^d = \alpha_p^d + \alpha_n^d = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0$ corresponde a estados con espín par.

3.2.4 Esquema de doble desacoplamiento: (5) $\tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu}(\Omega_n = 1/2)$

Este tipo de bandas se caracteriza por la presencia de solo una de las componentes de signatura. Por esta razón, en general se observa solo una secuencia $\Delta I = 2$, que sigue cualitativamente el espaciamiento de la banda del estado fundamental en el núcleo par-par vecino. Con el advenimiento de los sistemas multidetectores, recientemente ha comenzado a ser posible la observación de las componentes desfavorecidas^{[25], [26]} de estas bandas.

El hecho que, tanto la componente de protón como la de neutrón, tengan un parámetro de desacoplamiento no nulo, indica que estas bandas no siguen la ley $I(I+1)$.

Los nucleones desacoplados pueden adquirir solo dos valores del número cuántico de proyección sobre el eje de simetría ($\Omega = \pm 1/2$), siempre que el nucleón no esté en una capa de alto j , generando en el núcleo doblemente impar dos estados intrínsecos posibles $K = \Omega_p \pm \Omega_n = 1, 0$. Si no se tiene en cuenta la interacción residual protón-neutrón V_{pn} estos estados se encuentran degenerados. Para cada valor de $I > K$, estos estados se encuentran acoplados, por una matriz proporcional a los parámetros de desacoplamiento de los nucleones desacoplados:

$$\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \begin{bmatrix} I(I+1) - 1 & -[a_p + (-1)^{I+1} a_n] \sqrt{I(I+1)} \\ -[a_p + (-1)^{I+1} a_n] \sqrt{I(I+1)} & I(I+1) \end{bmatrix}$$

siendo los autovalores:

$$E_{\pm}(I, a_p, a_n) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left[I(I+1) - \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + [a_p^2 + a_n^2 + 2(-1)^{I+1} a_p a_n] I(I+1)} \right]$$

Este tipo de acoplamiento se puede entender^[34] considerando la ley $R(R+1)$, donde R es el momento angular colectivo que se incrementa en paso de dos unidades, como en el caso semidesacoplado anteriormente estudiado. Se supone que el estado fundamental tiene un valor esperado del momento angular colectivo R_0 no nulo.

La estimación de R_0 se hace mediante la relación 3.3, mientras que el parámetro de inercia se estima con la relación 3.10. En la tabla VIII se

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES 68

muestran los valores estimados de estos parámetros, correspondientes a las bandas doblemente desacopladas observadas.

Tabla VIII. Valores de R_0 [\hbar], obtenidos con la expresión 3.3 y de momentos de inercia [\hbar^2/MeV], obtenidos con la expresión 3.10, correspondientes a ambas componentes de las bandas doblemente desacopladas.

Nucleo		R_0	$\mathfrak{I}^{(R)}$
^{172}Ta	f	2.8	49.08
	d	2.2	45.98
^{176}Re	f	2.1	41.45
	d	1.9	41.71
^{182}Ir	f	0.9	32.55
	d	0.8	32.52
^{186}Ir	f	0.4	32.34
	d	4.4	37.63

A partir de estos valores, es posible comparar los datos experimentales con los calculados mediante la expresión 3.11, graficando en la figura 3.7 los valores experimentales de los estados relativos a la cabeza de banda calculados con la expresión 3.12 y el ajuste con la ley $R(R+1)$.

Este tipo de acoplamiento tiene una interpretación particular en términos de la representación de pseudo-espín^[27], asociada con una transformación que permite una partición alternativa del momento angular de la partícula. Esta transformación actúa solo sobre el espín y el momento angular orbital de la función de onda, sin afectar la componente radial de la misma y puede ser expresada como:

$$l = j \pm 1/2 \rightarrow \tilde{l} = j \mp 1/2$$

donde \tilde{l} es el momento angular pseudo-orbital. Esto permite establecer un patrón de clasificación alternativo del espectro de partícula independiente de paridad normal, pasando de los números cuánticos asintóticos [$Nn_3\Lambda\Omega$] a [$\tilde{N}=\tilde{N}-1, n_3, \tilde{\Lambda}=\Lambda+1, \Omega=\tilde{\Lambda}\pm 1/2$]. El efecto de la transformación es que el término de acoplamiento pseudo-espín-órbita en el Hamiltoniano de Nilsson se hace muy pequeño. Bajo estas circunstancias una partícula con $\Omega = 1/2$ y parámetro de desacoplamiento $a = 1$ tiene un valor cuantizado de su alineamiento ($1/2$), comportándose como una partícula con espín $1/2$ ^[60], esto quiere decir que la órbita está fuertemente acoplada al campo deformado, mientras que el pseudo-espín se alinea con el eje de rotación debido al término de Coriolis $-\omega \cdot \tilde{s}$.

En las estructuras doblemente desacopladas el pseudo-espín del neutrón se acopla al protón alineado, esto es $i_{pn} = i_p + 1/2$, para dar la secuencia correspondiente a la componente favorecida ($I_f = 3, 5, 7, \dots$) $I_f = R + i_p + 1/2$, comunmente observada en núcleos de la zona de las tierras raras pesadas. Particularmente, en las estructuras doblemente desacopladas aquí estudiadas (^{176}Re ^{[25], [26]}, ^{172}Ta y ^{182}Ir) se ha observado el acoplamiento del

3.2. CLASIFICACIÓN DE LAS BANDAS EN NÚCLEOS DOBLEMENTE IMPARES69

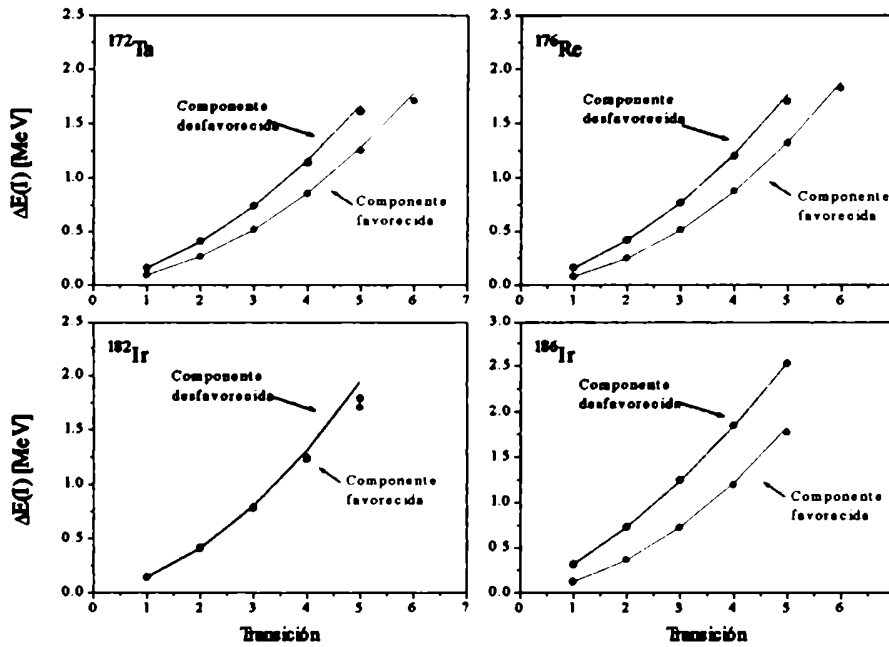


FIGURA 3.7: Valores de $\Delta E(I)$ experimentales (puntos) y calculados (líneas) para las primeras transiciones de las bandas doblemente desacopladas.

protón alineado con el pseudo-espín del neutrón antialineado, esto es $i_{pn} = i_p - 1/2$, dando la secuencia correspondiente a la componente desfavorecida ($I_d = 4, 6, 8, \dots$) $I_d = R + i_p - 1/2$; constituyéndose así, en los únicos ejemplos en los que se ha observado la componente desfavorecida. En estos casos, el pseudo-espín del neutrón constituye un singlete de pseudo-espín $[420, 1/2]$. En el caso de la estructura doblemente desacoplada presente en el ^{186}Ir involucra el acoplamiento del protón alineado con el neutrón en un doblete de pseudo-espín, constituido por $[\widetilde{411}, 1 \pm 1/2]$, correspondiendo a las órbitas de Nilsson $[512, 3/2]$ y $[510, 1/2]$ que están casi degeneradas en los Os vecinos.

3.2.5 Esquema de semidesacoplamiento: $(6) \tilde{\pi}(\Omega_p = 1/2) \otimes \tilde{\nu}(j_n = 13/2)$

Este esquema de semidesacoplamiento, involucra como en el caso anterior, un nucleón desacoplado, mientras que el orbital normal es reemplazado por

3.3. PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS DE LAS TRANSICIONES 70

un "orbital de alto j ". El ejemplo típico de este esquema de acoplamiento es el caso de las estructuras $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$, que se encuentran frecuentemente en isótopos de la zona estudiada.

Una de las características cualitativas que se observa en estas bandas es la presencia de "staggering" como en las bandas de neutrón $i_{13/2}$. En este caso a diferencia del esquema de acoplamiento comprimido, se observan las dos firmas de neutrón, mientras que el protón desacoplado muestra solo la componente favorecida. De manera que los estados "yrast" en el sistema doblemente impar seguirán el comportamiento del núcleo impar en neutrones vecino, mostrando el característico "staggering", siendo las componentes de firma en el doblemente impar $\alpha_{ii}^f = \alpha_p^f + \alpha_n^f = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ correspondiente a estados con espín impar, mientras $\alpha_{ii}^d = \alpha_p^f + \alpha_n^d = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ correspondiente a estados con espín par.

3.3 Propiedades electromagnéticas de las transiciones

Por último, para completar la caracterización de los diferentes esquemas de acoplamiento, se pueden estudiar las propiedades electromagnéticas de las transiciones. En el marco del modelo de partícula más rotor, el momento magnético del núcleo se puede expresar en términos de los momentos angulares como:

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I} + \tilde{g}_p \vec{j}_p + \tilde{g}_n \vec{j}_n \quad (3.14)$$

donde g_R es el factor giromagnético colectivo y $\tilde{g}_{p(n)} \equiv g_{\Omega_{p(n)}} - g_R$ son los factores giromagnéticos efectivos para el protón (neutrón) de valencia en unidades del magnetón nuclear μ_N y pudiéndose calcular^[53] de la expresión:

$$g_{\Omega_{p(n)}} = g_{l_{p(n)}} + (g_{s_{p(n)}} - g_{l_{p(n)}}) \frac{\langle s_{3_{p(n)}} \rangle}{\Omega_{p(n)}} \quad (3.15)$$

donde $g_{l_{p(n)}}$, $g_{s_{p(n)}}$ son los factores giromagnéticos orbital y de espín de protón (neutrón), $\langle s_3 \rangle$ es el valor esperado de la proyección del espín sobre el eje de simetría, siendo los valores utilizados en los cálculos de cocientes $B(M1)/B(E2)$:

$$\begin{array}{lll} g_{l_p} = 1 & g_{l_n} = 0 & g_R = 0.3 \\ g_{s_p} = 3.91 & g_{s_n} = -2.68 & \end{array}$$

El momento magnético se puede separar^[61] en dos términos:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{\parallel} + \vec{\mu}_{\perp}$$

3.3. PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS DE LAS TRANSICIONES 71

donde $\vec{\mu}_{\parallel}$ corresponde al momento magnético estático constituido por las componentes de momento angular según la dirección de \vec{I} (ver figura 3.8), mientras que la componente $\vec{\mu}_{\perp}$ contribuye a la intensidad de la transición magnética, siendo la probabilidad de transición reducida $M1$ (en unidades de μ_N^2):

$$B(M1, I \rightarrow I - 1) = \frac{3}{8\pi} \mu_{\perp}^2 \quad (3.16)$$

siendo $|\vec{\mu}_{\perp}|$:

$$\mu_{\perp} = \tilde{g}_p \left[\Omega_p \sqrt{1 - \left(\frac{K}{I}\right)^2} - \langle i_{p1} \rangle \frac{K}{I} \right] + \tilde{g}_n \left[\Omega_n \sqrt{1 - \left(\frac{K}{I}\right)^2} - \langle i_{n1} \rangle \frac{K}{I} \right] \quad (3.17)$$

donde $\langle i_{p(n)1} \rangle$ indica el alineamiento, esto es la proyección del momento angular de la partícula de valencia sobre el eje de rotación, $\Omega_{p(n)}$ su proyección sobre el eje de simetría y $K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$.

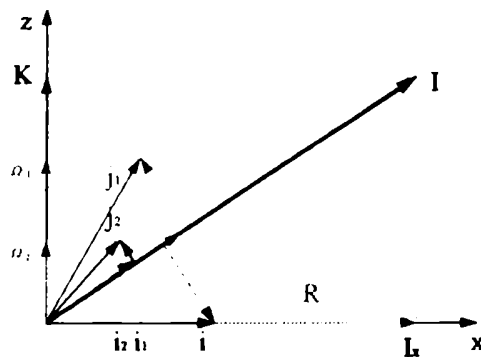


FIGURA 3.8: Acoplamiento del momento angular colectivo y los momentos angulares intrínsecos para una configuración de dos cuasipartículas.

La probabilidad de transición reducida $E2$ (en unidades de $e^2 b^2$):

3.3. PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS DE LAS TRANSICIONES 72

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{15(I + K)(I + K - 1)(I - K - 1)}{8\pi(2I + 1)2I(2I - 1)(2I - 2)} Q_0^2 \quad (3.18)$$

donde Q_0 es el momento cuadrupolar intrínseco (en unidades de b):

$$Q_0 = 1.44 \cdot 10^{-2} \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z A^{2/3} \beta (1 + 0.16\beta) \quad (3.19)$$

donde β indica la deformación cuadrupolar. En el cálculo del $B(E2)$ se ha supuesto que los núcleos son axialmente simétricos.

Los cocientes $B(M1)/B(E2)$ calculados con las fórmulas 3.16 y 3.18 se pueden comparar con los respectivos cocientes experimentales por medio de la fórmula rotacional 3.20:

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I - 1)}{B(E2, I \rightarrow I - 2)} = 0.0693 \cdot \frac{16}{5} \cdot \pi \cdot \frac{E_\gamma^5(\Delta I = 2)}{E_\gamma^3(\Delta I = 1) \cdot \lambda \cdot (1 + \delta^2)} \quad (3.20)$$

donde δ es el cociente de mezcla de las transiciones M1 y E2 en las cascadas, y λ es el cociente de sus intensidades γ . El cociente de mezcla se puede obtener por medio de la relación:

$$\frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{|(IK20 | I - 2K)|^2}{|(IK20 | I - 1K)|^2} \cdot \frac{E_\gamma^5(\Delta I = 2)}{E_\gamma^5(\Delta I = 1)} - 1 \quad (3.21)$$

El poder medir las propiedades electromagnéticas de una banda es una técnica muy poderosa para determinar el esquema de acoplamiento, tal como lo muestra el caso de la banda B en el núcleo ^{182}Ir (Figuras 2.3, 2.9) que había sido previamente discutida^[22] con dos posibles esquemas de acoplamiento $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}7/2^- [514]$ y $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$.

CAPITULO 4

Análisis con el modelo “Cranking”

El estudio de los cruces de bandas proveen información acerca de las propiedades de las bandas intervinientes y por lo tanto de la naturaleza de la banda que es el nudo central del problema en estudio. Tales propiedades se pueden obtener analizando las frecuencias de cruce ω_c y la ganancia en momento angular alineado (i).

Debido a que se considera el movimiento de cuasipartículas alrededor del carozo rotante, se debe incorporar el momento angular en el análisis del problema. Esto se hace mediante el formalismo del Routhiano, que introduce a la frecuencia de rotación ω como multiplicador de Lagrange para preservar la invariancia bajo rotaciones, que dejó de cumplirse al introducir el término de simetría no esférica en el Hamiltoniano de partícula independiente de Nilsson. Es así como el Hamiltoniano de cuasipartícula en el sistema rotante (Routhiano) se expresa comunmente como:

$$H'_{qp} = H_0 - \varepsilon \cdot \hat{Q} - \Delta \cdot (\hat{P}^\dagger + \hat{P}) - \omega \cdot \langle \hat{J}_x \rangle - \lambda \cdot \langle \hat{N} \rangle \quad (4.1)$$

siendo el Hamiltoniano de cuasipartícula en el sistema de laboratorio:

$$H_{qp} = H_{sp}(\varepsilon) - \Delta \cdot (\hat{P}^\dagger + \hat{P}) - \lambda \cdot \langle \hat{N} \rangle \quad (4.2)$$

donde $H_{sp}(\varepsilon)$ es el Hamiltoniano de Nilsson de partícula independiente dependiente de la deformación,

$$H_{sp}(\varepsilon) = H_0 - \varepsilon \cdot \hat{Q} \quad (4.3)$$

donde H_0 corresponde al Hamiltoniano de partícula con simetría esférica en el sistema de laboratorio, \hat{Q} representa el operador cuadrupolar.

El rol que juega la frecuencia de rotación es equivalente al del potencial químico λ , que es introducido como multiplicador de Lagrange para preservar la invariancia del número de partículas, que deja de cumplirse al

4.1. CLASIFICACIÓN DE LOS ESTADOS DE CUASIPARTÍCULA 74

introducir el término dependiente del campo monopolar de apareamiento \hat{P}^\dagger con elementos de matriz constantes^[53] Δ . Los valores de ω y λ se eligen de manera que se satisfagan las condiciones $\langle \hat{J}_x \rangle = \sqrt{I(I+1) - \langle J_3^2 \rangle}$ y $\langle \hat{N} \rangle = N_0$.

Precisamente esas dos cantidades, la deformación cuadrupolar y el apareamiento, juegan un rol preponderante en la comprensión del problema del corrimiento de las frecuencias de cruce entre bandas. Como se expuso en la introducción, la controversia suscitada está en que las dos interpretaciones difieren entre sí en el origen del retraso de la frecuencia de cruce en las bandas intrusas $\pi h_{9/2}$. Por un lado, está la interpretación que considera que es producido por un aumento de la deformación en estas bandas. Por otro, está la que supone que al "backbending" contribuye tanto el par $(\tilde{\nu}_{13/2})^2$ como el $(\tilde{\pi} h_{9/2})^2$, por lo que el retraso es debido al efecto de bloqueo del nivel $\pi h_{9/2}$.

La propuesta de trabajo fué realizar un estudio sistemático de la evolución, tanto del Routhiano como del alineamiento en función de la frecuencia de rotación ω , el número de protones Z y neutrones N , con el fin de avanzar en la comprensión del problema. Para ello se obtuvo de las bandas experimentales varias magnitudes que fueron comparadas entre los núcleos impares y doblemente impares vecinos.

4.1 Clasificación de los estados de cuasipartícula

Se considera al núcleo con simetría axial (siendo z el eje de simetría) y de reflexión (en el plano $x'y'$), por lo tanto las autofunciones se pueden clasificar de acuerdo a estas simetrías del Routhiano. De manera que los dos números cuánticos de simetría son la signatura α y la paridad π , asociados con la rotación de 180° alrededor del eje x (perpendicular al eje de simetría) $\mathfrak{R}_x(\pi)$ y la paridad Π . En particular la signatura α toma los valores $\pm \frac{1}{2}$ y se define en términos de los autovalores del operador $\mathfrak{R}_x(\pi) = e^{-i\pi \hat{J}_x}$:

$$\mathfrak{R}_x(\pi) |\alpha\rangle = e^{-i\pi\alpha} |\alpha\rangle \quad (4.4)$$

mientras que la paridad $\pi = \pm 1$. La forma habitual de notar^[62] los estados de cuasipartícula es (π, α) .

La signatura de una configuración de cuasipartículas se vincula con el momento angular total en la forma $\alpha = I \cdot \text{mod } 2$, por lo que se establece una relación del tipo:

α	I
$-\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots$
0	0, 2, 4, ...
1	1, 3, 5, ...

Los diferentes valores de α son posibles debido a que esta es una cantidad aditiva.

4.2 Análisis del espectro experimental

Con el fin de establecer la frecuencia angular ω a la cual es energéticamente favorable la formación de la banda s , es conveniente expresar la información obtenida del esquema de niveles en términos de $\hbar\omega$ y la energía de excitación experimental referida al sistema rotante dada por el Routhiano e' .

De la mecánica clásica se conoce que las fuerzas inerciales están directamente relacionadas con la frecuencia angular ω (variable intensiva), e indirectamente con el momento angular I (variable extensiva). Valiendo en un sistema clásico las siguientes relaciones canónicas:

$$\omega = \frac{dE}{dI_x} \quad (4.5)$$

$$E'(\omega) = E(\omega) - \omega \cdot I_x(\omega) \quad (4.6)$$

donde $E(\omega)$ es la energía en el sistema de laboratorio, con la proyección del momento angular I sobre el eje de rotación dada por:

$$I_x = -\frac{dE'}{d\omega} \quad (4.7)$$

4.2.1 Proyección del momento angular sobre el eje de rotación

El comportamiento de un núcleo cuyo momento angular no tiene la dirección del eje de simetría de la distribución de densidad, es similar al caso clásico, por lo que se puede definir experimentalmente la frecuencia de rotación sustituyendo los cocientes diferenciales por diferencias finitas entre transiciones sucesivas de la banda:

$$\omega_e(I+1) = \frac{\Delta E_e(I+1)}{\Delta I_x^e(I+1)} \quad (4.8)$$

donde $\Delta E_e(I+1) = E_e(I+2) - E_e(I)$ y $\Delta I_x^e(I+1) = I_x^e(I+2) - I_x^e(I)$ siendo $I_x^e(I)$ la componente del momento angular perpendicular al eje de simetría y determinada, en el caso de la banda del estado fundamental en núcleos par-par, por la relación (4.9):

$$I_x^e(I=R) = \sqrt{I \cdot (I+1)} \simeq I + \frac{1}{2} \quad (4.9)$$

donde el momento angular total es el momento angular colectivo; mientras que en los casos de núcleos impares o doblemente impares se determina con la relación (4.10):

$$I_x^e(I) = \sqrt{I \cdot (I + 1) - \langle K^2 \rangle} \quad (4.10)$$

donde K es la proyección del momento angular sobre el eje de simetría. En los casos de núcleos doblemente impares en que no está definido el K y alguna de las proyecciones intervinientes vale $\frac{1}{2}$, se considera el promedio de $K_{\pm} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$. En la figura 4.1 se muestran los estados y momentos angulares intervinientes en la definición de la frecuencia de rotación experimental.

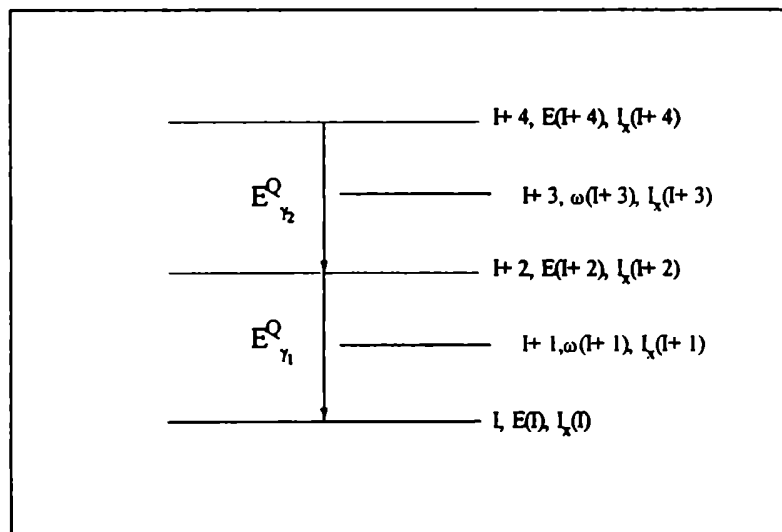


FIGURA 4.1: Estados que involucran la definición experimental de la frecuencia de rotación $\omega(I)$.

Es de uso extendido el ajuste de los datos experimentales obtenidos por medio de un desarrollo a segundo orden^[63] de la proyección del momento angular sobre el eje de rotación, correspondiendo en el caso de núcleos par-par la relación:

$$I_x(\omega) = (\mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \cdot \omega^2) \cdot \omega \quad (4.11)$$

donde $\mathfrak{I}_0, \mathfrak{I}_1$ son los parámetros de inercia que definen el *momento de inercia estático* definido por (4.12) y el *momento de inercia dinámico* definido

por (4.13):

$$\mathfrak{I}^{(1)}(\omega) \equiv \frac{I_x(\omega)}{\omega} = \mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \cdot \omega^2 \quad (4.12)$$

$$\mathfrak{I}^{(2)}(\omega) \equiv \frac{dI_x(\omega)}{d\omega} = \mathfrak{I}_0 + 3 \cdot \mathfrak{I}_1 \cdot \omega^2 \quad (4.13)$$

donde el momento de inercia dinámico experimental se establece mediante la relación (4.14):

$$\mathfrak{I}_e^{(2)}(I+2) = \frac{\Delta I_x^e(I+2)}{\Delta \omega_e(I+2)} \quad (4.14)$$

donde $\Delta I_x^e(I+2) = I_x^e(I+3) - I_x^e(I+1)$ y $\Delta \omega_e(I+2) = \omega_e(I+3) - \omega_e(I+1)$.

Mientras que en el caso de núcleos impares y doblemente impares el desarrollo se hace mediante la relación (4.15):

$$I_x(\omega) = (\mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \cdot \omega^2) \cdot \omega + \langle i \rangle \quad (4.15)$$

donde $\langle i \rangle$ es el alineamiento promedio en el rango de frecuencias implicado en el ajuste, o sea la proyección sobre el eje de rotación del momento angular de las partículas de valencia.

El procedimiento habitual de cálculo de estos parámetros es mediante la minimización de la cantidad (4.16):

$$\chi^2(\mathfrak{I}_0, \mathfrak{I}_1) = \sum_I \frac{[I_x^e(I) - (\mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \cdot \omega(I)^2) \cdot \omega(I)]^2}{\sigma_{I_x^e(I)}^2} \quad (4.16)$$

en los núcleos par-par, mientras que en los núcleos impares y doblemente impares la cantidad a minimizar es (4.17):

$$\chi^2(\mathfrak{I}_0, \mathfrak{I}_1, \langle i \rangle) = \sum_I \frac{[I_x^e(I) - (\mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \cdot \omega(I)^2) \cdot \omega(I) - \langle i \rangle]^2}{\sigma_{I_x^e(I)}^2} \quad (4.17)$$

donde $\sigma_{I_x^e(I)}$ es el error asociado a $I_x^e(I)$.

4.2.2 Energías de los estados

Alternativamente es posible la obtención de estos parámetros mediante la minimización de la cantidad (4.18):

$$\chi^2(\mathfrak{I}_0, \mathfrak{I}_1) = \sum_I \frac{[E_e(I) - \frac{1}{2}(\mathfrak{I}_0 + \frac{3}{2}\mathfrak{I}_1 \cdot \omega(I)^2) \cdot \omega(I)^2]^2}{\sigma_{E_e}^2} \quad (4.18)$$

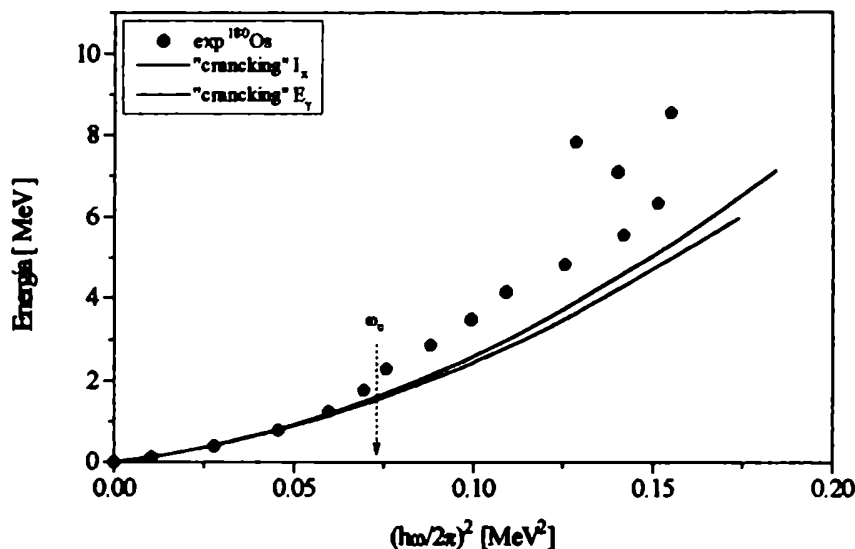


FIGURA 4.2: Parámetros de inercia del “*cranking*” utilizando las expresiones (17) y (19). Siendo la diferencia $< 1\%$ en el caso del \mathfrak{S}_0 y $\sim 5\%$ en el \mathfrak{S}_1 .

donde $\sigma_{E_e(I)}$ es el error asociado a $E_e(I)$; en la figura 4.2 se muestra un ajuste de la banda correspondiente al ^{180}Os con las expresiones (4.16) y (4.18).

Si bien el valor del χ^2 da una buena idea del ajuste global con el modelo, no da cuenta del error en los parámetros estimados, en este sentido se ha realizado un estudio propagando errores en estas fórmulas. Las dos posibles estimaciones involucran diferentes tipos de incerteza. Por un lado, al considerar I_x hay involucradas cantidades como el momento angular y su proyección sobre el eje de simetría, precisamente la incerteza esencialmente proviene del desconocimiento en el valor del K , en las bandas donde éste no está bien definido. Este es difícil de cuantificar, pudiéndose suponer en un principio una incerteza de $\hbar/2$ en la determinación de esta cantidad.

Por otro lado, el cálculo con las energías tiene la ventaja de que el error asociado es estrictamente experimental y por lo tanto cuantificable, de manera que es más conveniente el uso de la expresión que tenga la información de las energías. En general se han obtenido errores de $\mathfrak{S}_0 \sim 1-3\%$ y $\mathfrak{S}_1 \sim 5-7\%$ para los núcleos par-par, mientras que en el caso de los impares

y doblemente impares los errores fluctúan mucho, en general el parámetro mejor definido es el \mathfrak{S}_0 , habiendo casos donde el error en \mathfrak{S}_1 supera el 100%.

4.2.3 Cálculo del Routhiano

Conocidos los parámetros de inercia es posible calcular el Routhiano experimental que permite el cálculo de la frecuencia de cruce de las bandas g y s. Para ello, primero se realiza una interpolación "spline cúbica" de los puntos experimentales considerando como variable continua a la proyección del momento angular sobre el eje de rotación (figura 4.3). La razón fundamental de esta elección, es evitar multivaluaciones que se producen en la zona del "backbending" cuando se interpola usando la frecuencia de rotación^[62] como variable continua.

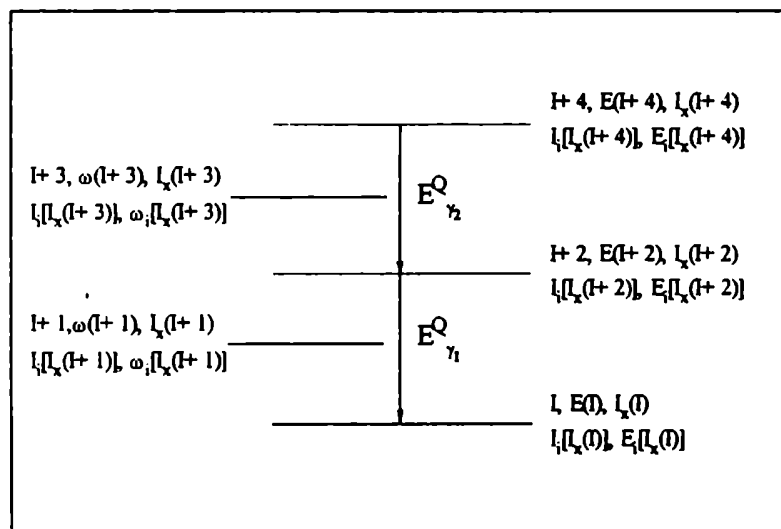


FIGURA 4.3: Cantidades involucradas en la interpolación de los puntos experimentales. Esta se hizo en función de la proyección del momento angular sobre el eje de rotación. Con subíndices i se indican las cantidades obtenidas por la interpolación.

En la figura 4.4 se muestran las energías experimentales $E_e(I)$, $E_m(I+1)$ (calculadas con la expresión (4.19)) y las energías interpoladas $E_i(I_x)$ en

función de los cuadrados de las frecuencias de rotación $\omega^2(I_x^e(I))$, $\omega_e^2(I_x^e(I+1))$ y $\omega^2(I_x)$ respectivamente, correspondientes a la componente con $\alpha = -1/2$ de la banda de $\tilde{\nu}_{13/2}$ del $^{181}\text{Os}^{[46]}$.

$$E_m(I+1) = \frac{E_e(I) + E_e(I+2)}{2} \quad (4.19)$$

La interpolación así realizada permite asociar a cada estado una frecuencia de rotación, por lo tanto, es posible calcular el Routhiano en una forma totalmente equivalente al método utilizado por Bengtsson y Frauendorf^[10], en el que se consideran las energías $E_m(I+1)$ asociadas con las frecuencias de rotación $\omega(I+1)$.

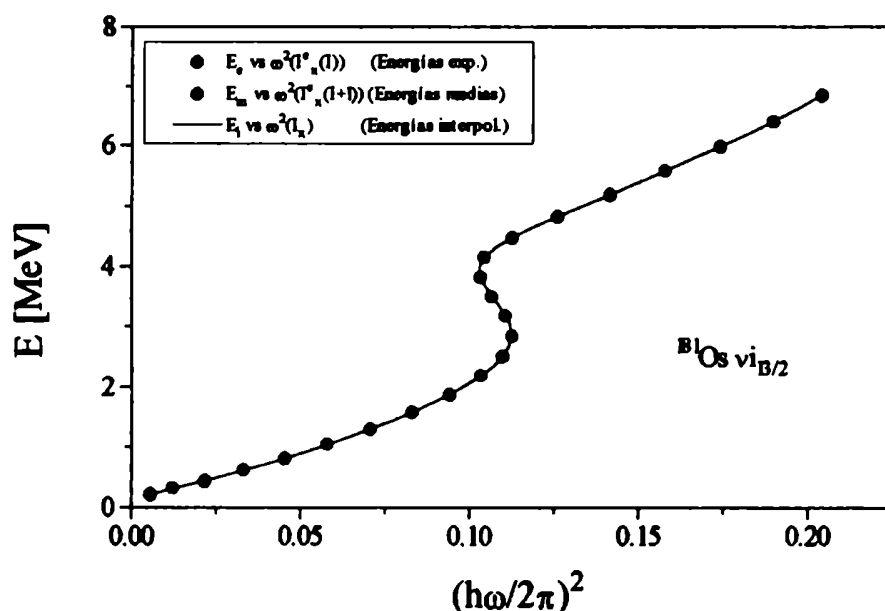


FIGURA 4.4: Energías experimentales $E_e(I)$ (puntos azules), $E_m(I+1)$ (puntos verdes) y $E_i(I_x)$ (línea roja) en función de los cuadrados de las frecuencias de rotación $\omega^2(I_x^e(I))$, $\omega_e^2(I_x^e(I+1))$ y $\omega^2(I_x)$ respectivamente, correspondientes a la componente con $\alpha = -1/2$ de la banda de $\tilde{\nu}_{13/2}$ del ^{181}Os .

El método aquí empleado consiste en calcular el Routhiano E'_e , en términos de las frecuencias de rotación interpoladas, mediante la relación (4.20):

$$E'_e(I_x) = E_e(I_x) - \omega(I_x) \cdot I_x \quad (4.20)$$

donde los estados experimentales en el sistema de laboratorio $E_e(I)$ se obtienen al evaluar $E_e(I_x)$ en $I_x^e(I)$ y las frecuencias de rotación asociadas a ellos evaluando $\omega(I_x^e(I))$, tal como se muestra en la figura 4.5.

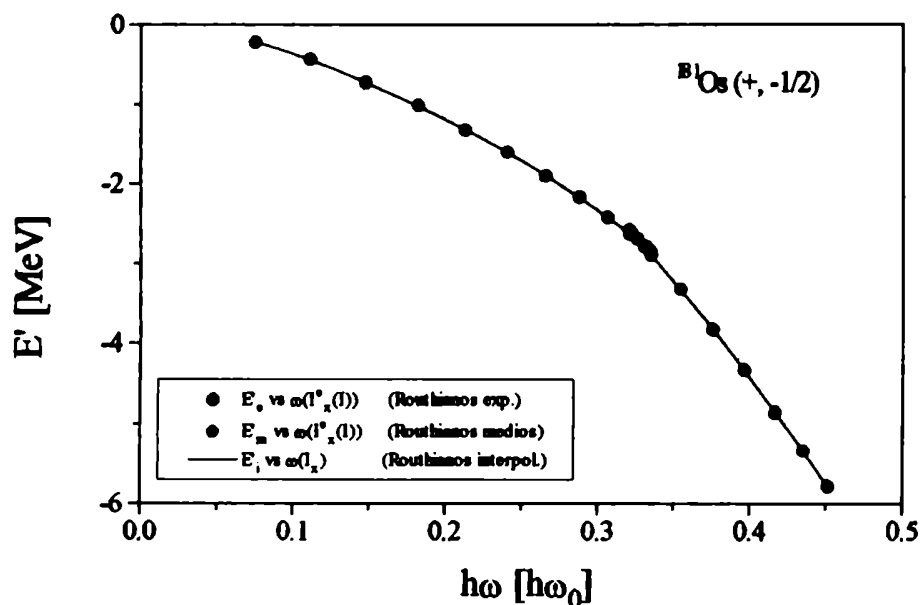


FIGURA 4.5: Valores de los Routhianos calculados con la relación (4.21) (línea roja). Con puntos azules se indican los Routhianos evaluados en $I_x^e(I)$, coincidiendo con los estados experimentales en el sistema rotante $E'_e(I)$, mientras que con puntos verdes se indican los estados calculados con el método usado por Bengtsson y Frauendorf.

4.3 Cálculo de la frecuencia de cruce

El uso del Routhiano interpolado permite determinar en forma analítica, la frecuencia de cruce de las bandas g y s tal como se muestra en la figura 4.6, donde la frecuencia de cruce ω_c coincide con el máximo local de la $dE'(I_x)/dI_x$ en la zona de cruce, o bien mediante el cálculo de la segunda

derivada, la frecuencia de cruce ω_c corresponde al cruce por cero en la zona del cruce de bandas.

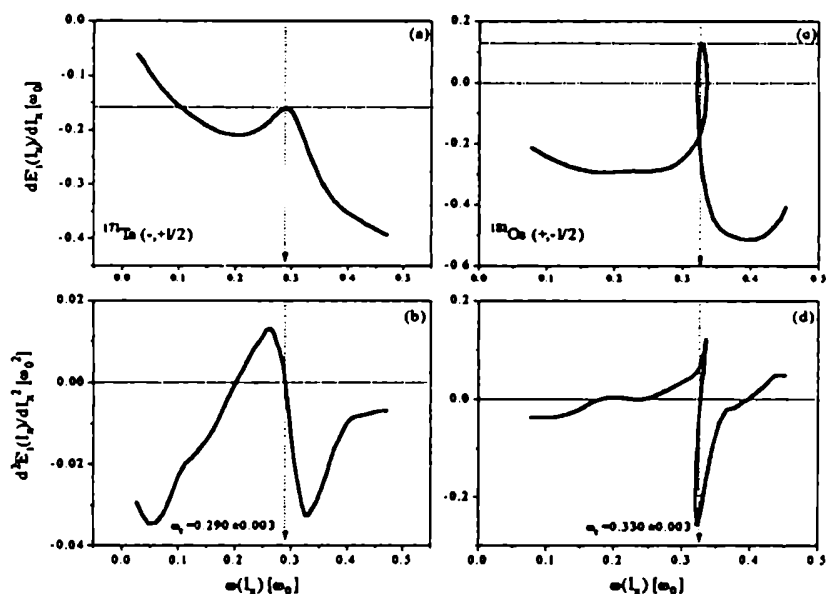


FIGURA 4.6: Cálculo de la frecuencia de cruce ω_c en un caso de "upbending" (a, b) correspondientes a la componente con $\alpha = 1/2$ de la banda $\tilde{\pi}h_9/2$ del núcleo ^{171}Ta . Mientras que las partes (c, d) corresponden a la componente con $\alpha = -1/2$ de la banda $\tilde{\nu}i_{13/2}$ del ^{181}Os . En los gráficos superiores se muestran las derivadas primeras en función de ω , mientras que en los inferiores sus derivadas segundas, y donde ω_0 es la frecuencia del oscilador armónico, que para un núcleo con número másico A es: $\hbar\omega_0 = \frac{41}{A^{1/3}}(1 \pm \frac{N-Z}{3A})[MeV]$ donde el signo + (-) se utiliza para niveles de neutrones (protones).

En el caso nuclear, el momento angular I es un buen número cuántico mientras que ω no lo es, entonces describir los estados con un modelo que tenga en cuenta al momento angular es más conveniente. Precisamente el modelo $V.M.I.$ ¹ contiene este ingrediente, al ser expresado el momento de inercia en función del momento angular I . Haciendo uso de la presente interpolación se puede expresar el momento angular en términos de I_x a través de la relación (4.21)

¹ "Variable Moment of Inertia (V.M.I.)" [64].

$$I_i(I_x) = \sqrt{I_x^2 + K^2 + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} \quad (4.21)$$

de manera que es posible pasar de la descripción de los estados en términos del momento de inercia \mathfrak{I}_I , dada por el "V.M.I.", a la equivalente en términos de $\mathfrak{I}(\omega)$, dada por el desarrollo de Harris, tal como fuera demostrado en [64]. En la figura 4.7 se muestra el comportamiento idéntico de los dos modelos.

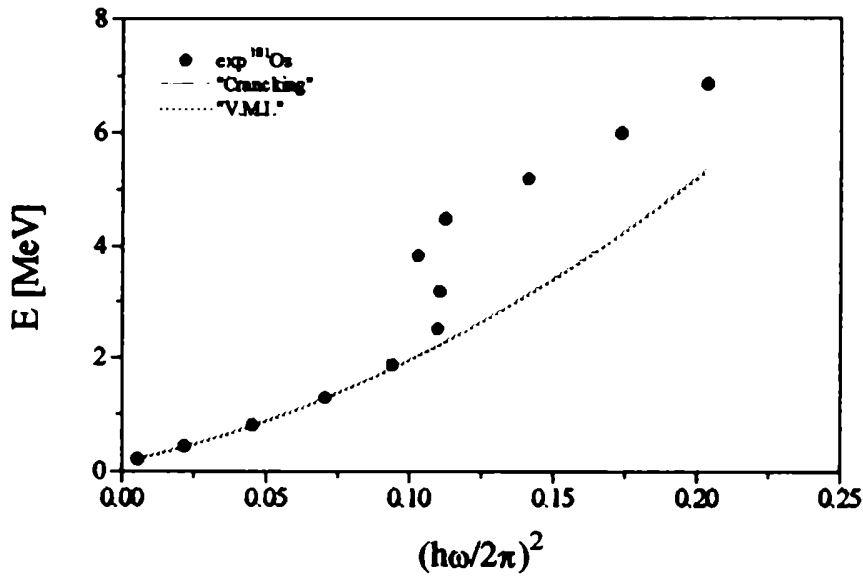


FIGURA 4.7: Ajuste de los datos experimentales de la componente con $\alpha = -1/2$ de la banda $\tilde{\nu}_{13/2}$ del ^{181}Os con los modelos de "cranking" y "V.M.I."

4.4 Resultados con el modelo "cranking"

4.4.1 Aditividad de los parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce

Se ha estudiado el comportamiento de los parámetros de inercia, alineamientos y frecuencia de cruce al agregar partículas de valencia sobre un carozo par-par.

Núcleos par-par

Comenzando el análisis con los núcleos par-par, se ha analizado la evolución de los parámetros de inercia de la banda g y frecuencias de cruce de los mismos. Eligiendo un grupo de cuatro núcleos par-par vecinos como se indica en la tabla I, se pueden estudiar las diferencias en los parámetros de inercia definidos como $\delta\mathfrak{I}_{0,1}^g \equiv \mathfrak{I}_{0,1}^g - \mathfrak{I}_{0,1}^g(0)$, indicando con $\mathfrak{I}_{0,1}^g(0)$ los parámetros de inercia correspondientes al carozo par-par (Z, N) y las diferencias en las frecuencias de cruce $\delta h\omega_c = h\omega_c - h\omega_c(0)$.

Tabla I. Grupo de cuatro núcleos par-par vecinos involucrados en el análisis del comportamiento de los parámetros de inercia de la banda g y la frecuencia de cruce, considerando como carozo (Z, N) al del extremo inferior izquierdo. En las columnas se varía en número de protones (indicados en la primer columna), mientras que en las filas el número de neutrones (indicados en la primer fila). En la parte a se indican los parámetros de inercia del "cranking" y las frecuencias de cruce mediante $\mathfrak{I}_{0,1}^g$ y $h\omega_c$ respectivamente. En la parte b se indican las diferencias de los parámetros de inercia del "cranking" respecto al carozo y de las frecuencias de cruce mediante $\delta\mathfrak{I}_{0,1}^g$ y $\delta h\omega_c$ respectivamente.

Parte a.

	N	N+1	N+2
Z+2	$\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi), h\omega_c(2\pi)$		$\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi 2\nu), h\omega_c(2\pi 2\nu)$
Z+1			
Z	$\mathfrak{I}_{0,1}^g(0), h\omega_c(0)$		$\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\nu), h\omega_c(2\nu)$

Tabla I. Parte b. (Continuación)

	N	N+1	N+2
Z+2	$\delta\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi), \delta h\omega_c(2\pi)$		$\delta\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi 2\nu), \delta h\omega_c(2\pi 2\nu)$
Z+1			
Z	0, 0		$\delta\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\nu), \delta h\omega_c(2\nu)$

En general, se ha observado aditividad en las desviaciones de los parámetros de inercia (relación 4.22) y frecuencias de cruce (relación 4.23) respecto a los del carozo par-par vecino.

$$\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi 2\nu) = \mathfrak{I}_{0,1}^g(0) + \delta\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\pi) + \delta\mathfrak{I}_{0,1}^g(2\nu) \quad (4.22)$$

$$h\omega_c(2\pi 2\nu) = h\omega_c(0) + \delta h\omega_c(2\pi) + \delta h\omega_c(2\nu) \quad (4.23)$$

En la tabla II se muestran los valores de los parámetros del desarrollo de Harris y las frecuencias de cruce de núcleos par-par en la zona de las tierras raras pesadas. En las filas donde se indica el número másico están los valores calculados, mientras que en la fila inmediatamente debajo están los valores estimados por las relaciones

(4.22) y (4.23), observándose en general buena aditividad en la zona de los Hf y W y comenzando a alejarse en la zona de los Os y Pt.

Tabla II. Parámetros de inercia del desarrollo de Harris de núcleos par-par¹⁶⁵¹ en la zona de las tierras raras pesadas. En las filas donde se indica el número másico están los valores calculados, mientras que en la fila inmediatamente debajo están los valores estimados por las relaciones (4.22) y (4.23). Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades de \hbar^4/McV^3 y $\hbar\omega_c$ en McV . Los valores entre paréntesis indican los errores y afectan a la última cifra.

Nucleo	A	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	$\hbar\omega_c$
Hf	168	23.5(2)	180(8)	0.260(10)
		23.0(6)	145(16)	0.300(15)
	170	29.0(3)	208(10)	0.290(5)
		28.3(7)	191(15)	0.260(12)
	172	31.0(3)	131(6)	0.320(5)
		30.6(8)	150(14)	0.305(9)
	174	32.6(3)	117(5)	0.290(15)
		33.6(8)	117(9)	0.325(21)
	176	33.7(3)	91(4)	0.250(15)
		33.7(8)	113(8)	0.280(26)

Nucleo	A	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	$\hbar\omega_c$
W	172	22.9(2)	285(13)	0.270(5)
		23.1(3)	248(16)	0.300(17)
	174	25.8(3)	187(9)	0.300(5)
		24.9(4)	208(19)	0.300(9)
	176	26.9(3)	144(7)	0.290(5)
		27.4(5)	172(15)	0.270(9)
	178	27.9(3)	111(5)	0.305(5)
		28.0(5)	119(11)	0.250(9)
	180	28.6(3)	92(4)	0.285(5)
		27.9(6)	111(9)	0.305(9)
	182	29.9(3)	46(2)	0.285(30)
		28.6(3)	92(4)	0.285(43)

Nucleo	A	\mathfrak{S}_0	\mathfrak{S}_1	$h\omega_c$
Os	174	14.3(1)	602(28)	0.270(25)
		12.2(4)	450(24)	0.225(35)
	176	20.3(2)	374(18)	0.320(5)
		17.3(4)	503(30)	0.300(26)
178		21.1(2)	285(13)	0.305(5)
		21.4(4)	332(20)	0.310(9)
180		21.4(2)	199(9)	0.270(5)
		22.1(5)	251(15)	0.320(9)
182		22.9(2)	135(6)	0.255(5)
		22.1(5)	181(11)	0.250(9)
184		24.9(3)	81(4)	0.310(5)
		24.2(8)	88(6)	0.255(9)
186		21.8(2)	72(3)	0.330(5)

Nucleo	A	\mathfrak{S}_0	\mathfrak{S}_1	$h\omega_c$
Pt	184	16.3(2)	419(20)	0.250(5)
		19.4(3)	330(29)	0.305(5)
	186	12.8(1)	397(19)	0.250(5)
		18.4(4)	365(26)	0.305(4)

El momento de inercia es una cantidad compleja que depende del apareamiento y la deformación, entonces los cambios producidos en él corresponderán a la modificación de alguna de estas dos cantidades. Si se grafican los datos de esta tabla (figuras 4.8 y 4.9) se puede ver el comportamiento del momento de inercia con el número másico, como así también el rango de validez de las relación (4.22) que involucra los cambios en el momento de inercia al agregar un par de nucleones al carozo par-par. En las mismas se observa un aumento del momento de inercia a frecuencia nula con el número de neutrones, paralelamente a ésto hay un aumento de la rigidez que se manifiesta en la disminución de los valores alcanzados por el parámetro \mathfrak{S}_1 . El comportamiento aditivo de las diferencias, en la región de los Os, comienza a ser menos riguroso. En las figuras se comparan los valores dados por la relación (4.22) con los obtenidos por el modelo "cranking".

El hecho que el momento de inercia aumente con el número de neutrones y disminuya con el de protones, es consecuencia directa de la disminución de las correlaciones de apareamiento (medidas por el parámetro Δ del modelo *BCS*), tanto de protón como de neutrón. Mientras que las correlaciones de apareamiento de protón y neutrón aumentan en general con el incremento del número de protones en la zona analizada. Esto último se pone de manifiesto en la tabla III que muestra los valores de los parámetros Δ del modelo *BCS*.

Tabla III. Parámetros Δ del modelo *BCS* de protón y neutrón para los núcleos par-par analizados.

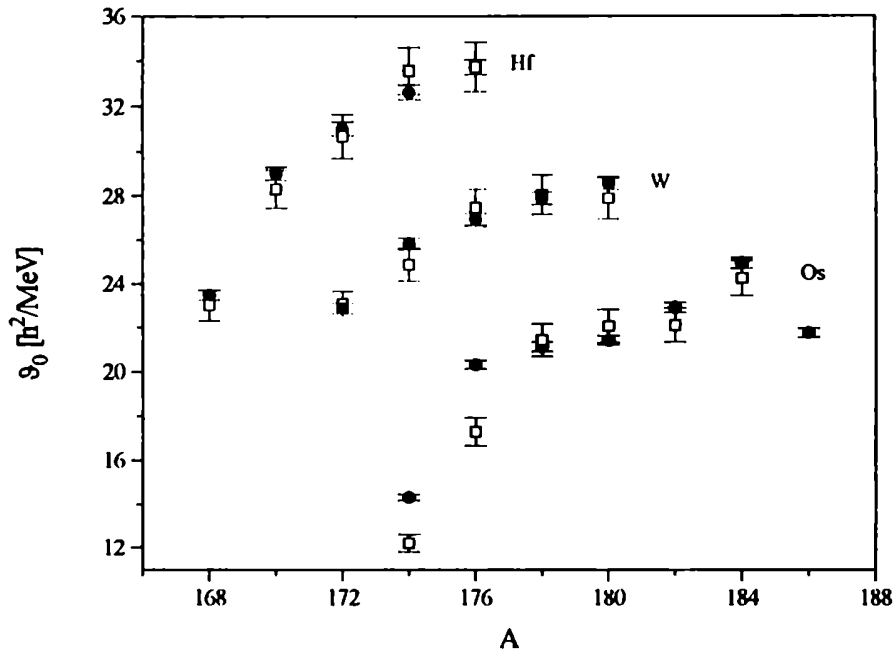


FIGURA 4.8: Parámetro de inercia S_0 del desarrollo de Harris de núcleos par-par en la región estudiada. Los círculos indican los valores experimentales, mientras que los cuadrados indican los valores calculados teniendo en cuenta la aditividad de las diferencias con el carozo par-par.

Núcleo	Δ_p	Δ_n	Núcleo	Δ_p	Δ_n	Núcleo	Δ_p	Δ_n
¹⁶⁸ Hf	0.98	1.22						
¹⁷⁰ Hf	1.04	1.16						
¹⁷² Hf	0.87	0.99	¹⁷² W	0.96	1.05	¹⁷⁶ Os	0.93	1.09
¹⁷⁴ Hf	0.85	0.87	¹⁷⁴ W	0.96	1.07	¹⁷⁸ Os	0.96	1.04
¹⁷⁶ Hf	0.78	0.75	¹⁷⁶ W	0.97	0.95	¹⁸⁰ Os	0.89	1.00
			¹⁷⁸ W	0.92	0.87	¹⁸² Os	0.89	1.08
			¹⁸⁰ W	0.86	0.81	¹⁸⁴ Os	0.73	1.01

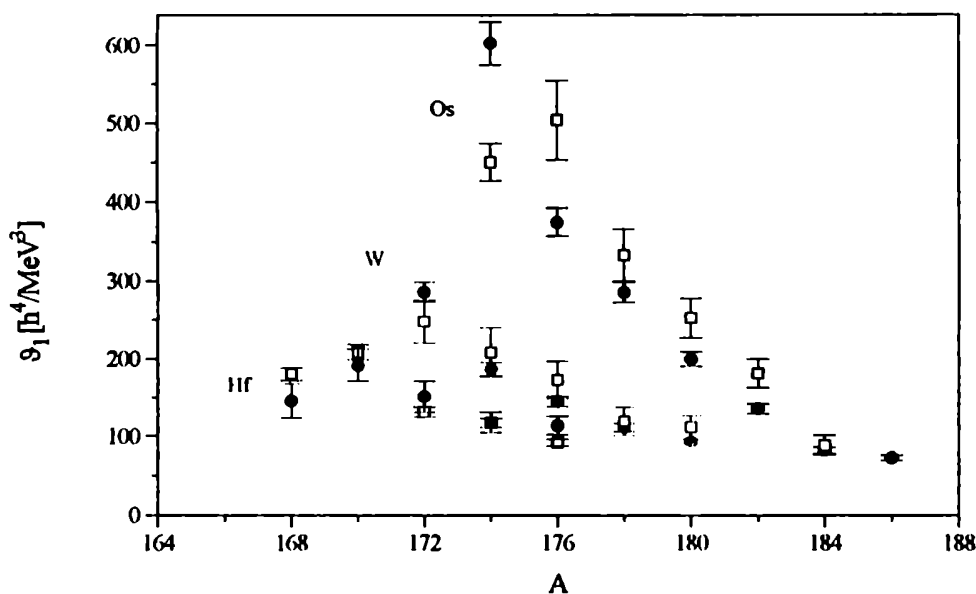


FIGURA 4.9: Parámetro de inercia \mathcal{S}_1 del desarrollo de Harris de núcleos par-par en la región estudiada. Los círculos indican los valores experimentales, mientras que los cuadrados indican los valores calculados teniendo en cuenta la aditividad de las diferencias con el carozo par-par.

Núcleos impares y doblemente impares

El efecto de agregar dos cuasipartículas de protón y dos de neutrón sobre el carozo par-par es aditivo en los parámetros de inercia, siendo este comportamiento consistente con el carácter extensivo del momento de inercia y con una dependencia continua con N y Z . Este comportamiento aditivo ya era conocido^[66] para núcleos impares y doblemente impares, aportando una herramienta útil para el análisis del problema del corrimiento en las frecuencias de cruce de las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$.

Para la extensión a núcleos impares y doblemente impares se debe agregar un nuevo parámetro en el modelo "cranking" que corresponde al alineamiento de la partícula de valencia con el eje de rotación, tal como se indica en la tabla IV.

Tabla IV. Núcleos involucrados en el análisis del comportamiento de los parámetros de inercia de la banda g, alineamiento y frecuencia de cruce en núcleos impares y doblemente impares. En el extremo inferior izquierdo se ha considerado el carozo par-par (Z, N). En la primer columna se indica la variación en el número de protones, mientras que en la primer fila la del número de neutrones. En la parte a se indica los parámetros de inercia y alineamientos del "cranking" y las frecuencias de cruce mediante $\mathfrak{S}_{0,1}^g$, i_g y $\hbar\omega_c$ respectivamente. En la parte b se indica las diferencias de los parámetros de inercia y alineamientos del "cranking" y de las frecuencias de cruce mediante $\delta\mathfrak{S}_{0,1}^g$ y $\delta\hbar\omega_c$ respectivamente.

Parte a.

	N	N+1
Z+1	$\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi), i_g(\pi), \hbar\omega_c(\pi)$	$\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi\nu), i_g(\pi\nu), \hbar\omega_c(\pi\nu)$
Z	$\mathfrak{S}_{0,1}^g(0), 0, \hbar\omega_c(0)$	$\mathfrak{S}_{0,1}^g(\nu), i_g(\nu), \hbar\omega_c(\nu)$

Tabla VI. Parte b.

	N	N+1
Z+1	$\delta\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi), \delta\hbar\omega_c(\pi)$	$\delta\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi\nu), \delta\hbar\omega_c(\pi\nu)$
Z	0, 0	$\delta\mathfrak{S}_{0,1}^g(\nu), \delta\hbar\omega_c(\nu)$

Se ha estudiado la aditividad de las desviaciones en los parámetros del desarrollo de Harris (relaciones (4.24), (4.25) y (4.26)) y las frecuencias de cruce respecto a los del carozo par-par vecino definidas como en el caso par-par.

$$\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi\nu) = \mathfrak{S}_{0,1}^g(0) + \delta\mathfrak{S}_{0,1}^g(\pi) + \delta\mathfrak{S}_{0,1}^g(\nu) \quad (4.24)$$

$$i_g(\pi\nu) = i_g(\pi) + i_g(\nu) \quad (4.25)$$

$$\hbar\omega_c(\pi\nu) = \hbar\omega_c(0) + \delta\hbar\omega_c(\pi) + \delta\hbar\omega_c(\nu) \quad (4.26)$$

Aquí también se ha verificado en general aditividad en las diferencias de los parámetros del "cranking" y las frecuencias de cruce. En la tabla VII, se puede ver tal aditividad en el caso de la banda doblemente desacoplada de los núcleos aquí estudiados ^{172}Ta , ^{176}Re , ^{182}Ir y ^{186}Ir .

Tabla VII. Aditividad en los parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce de la banda doblemente desacoplada en núcleos doblemente impares. ^{180}Os [58], ^{181}Os [47], ^{181}Ir [15].

	$\hbar\omega_c$ (MeV)	$\delta\hbar\omega_c$ (MeV)	\mathfrak{S}_0^y (\hbar^2/MeV)	$\delta\mathfrak{S}_0^y$ (\hbar^2/MeV)	\mathfrak{S}_1^y (\hbar^4/MeV^3)	$\delta\mathfrak{S}_1^y$ (\hbar^4/MeV^3)	i_p (\hbar)
^{170}Hf	0.300(5)	0	29.0(3)	0	208(10)	0	0
$^{171}\text{Hf } 1/2^- [521]$	0.265(5)	-0.035(7)	30(3)	7(3)	311(78)	103(79)	0.6(2)
$^{171}\text{Ta } h_{9/2}$	0.300(5)	0.000(7)	38(1)	9(1)	71(23)	-137(25)	2.2(1)
^{172}Ta	0.245(5)	-0.055(8)	43(1)	14(1)	164(15)	-44(18)	2.04(9)
$^{172}\text{Ta}_{\text{calc}}$	0.285(11)	-0.035(10)	45(3)	16(3)	174(83)	-34(83)	2.8(2)
^{174}W	0.300(5)	0	25.8(3)	0	187(9)	0	0
$^{175}\text{W } 1/2^- [521]$	0.260(5)	-0.040(7)	34(2)	8(2)	195(32)	8(33)	0.5(2)
$^{175}\text{Re } h_{9/2}$	0.320(5)	0.020(7)	29(2)	3(2)	90(21)	-97(23)	3.0(3)
^{176}Re	0.280(5)	-0.020(6)	38.3(7)	15(3)	83(10)	-104(19)	3.16(7)
$^{176}\text{Re}_{\text{calc}}$	0.280(11)	-0.02(1)	37(3)	11(3)	98(41)	-89(40)	3.5(4)
^{180}Os	0.270(5)	0	21.4(2)	0	199(9)	0	0
$^{181}\text{Os } 1/2^- [521]$	0.220(5)	-0.050(7)	24.5(3)	3.1(4)	220(55)	21(56)	0.70(20)
$^{181}\text{Ir } h_{9/2}$	0.300(5)	0.030(7)	20.2(1)	-1.2(2)	122(18)	-77(20)	3.08(4)
^{182}Ir	0.255(5)	-0.015(6)	24(2)	2.6(2)	234(28)	35(20)	4.6(2)
$^{182}\text{Ir}_{\text{calc}}$	0.250(11)	-0.020(10)	23.3(5)	1.0(4)	170(60)	-50(50)	4.7(2)
^{184}Os	0.310(5)	0	24.9(2)	0	81(4)	0	0
$^{185}\text{Os } 1/2^- [510]$	0.300(5)	-0.010(7)	31.8(9)	7(1)	24(12)	-67(13)	0.4(1)
$^{185}\text{Ir } h_{9/2}$	0.305(5)	0.085(7)	27(4)	2(4)	60(4)	-21(6)	3.0(1)
^{186}Ir	0.400(5)	0.090(6)	31(4)	6.1(6)	35(5)	-40(6)	4.6(8)
$^{186}\text{Ir}_{\text{calc}}$	0.385(11)	0.075(10)	34(4)	9(4)	3(14)	-78(14)	4.3(1)

En general los valores obtenidos del parámetro \mathfrak{S}_1 son los que presentan mayor incerteza, superando el error en algunos casos el 100%. En las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 se muestra con flechas el comportamiento aditivo de las frecuencias de cruce al indicar las diferencias relativas de las frecuencias de cruce entre el neutrón impar y el par-par comparado con el doblemente impar y el impar vecino. Se observa que el apartamiento de la frecuencia de cruce de la banda doblemente desacoplada respecto a la banda $\tilde{\pi}h_{9/2}$ en el impar vecino sigue cualitativamente el apartamiento del $\tilde{\nu}1/2^- [521]$ respecto al par-par.

Debido a que el momento de inercia es una cantidad compleja que depende esencialmente del apareamiento y la deformación, cualquier cambio producido en él debe estar correlacionado con la modificación de alguna de estas dos cantidades.

Entonces, si es válida la primer interpretación, que considera como responsable del retraso de la frecuencia de cruce en las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ a un aumento en la deformación, es de esperar que la deformación del núcleo impar en neutrones sea esencialmente la misma que la del par-par, ya que no se vería afectada por el efecto polarizador del orbital $1/2^- [541]$ de la capa $\tilde{\pi}h_{9/2}$. Por lo tanto, la única cantidad que puede modificar el momento de inercia es la magnitud de las correlaciones de apareamiento (medida por ejemplo por el parámetro Δ), que debido al "blocking" de neutrón en el núcleo impar, disminuirá sensiblemente respecto al valor en el par-par aumentando el momento de inercia en las bandas del núcleo impar de neutrón. Por otro lado, tanto el núcleo impar en protones como el doblemente impar, sentirían el efecto polarizador, por lo que serían más deformados, aumen-

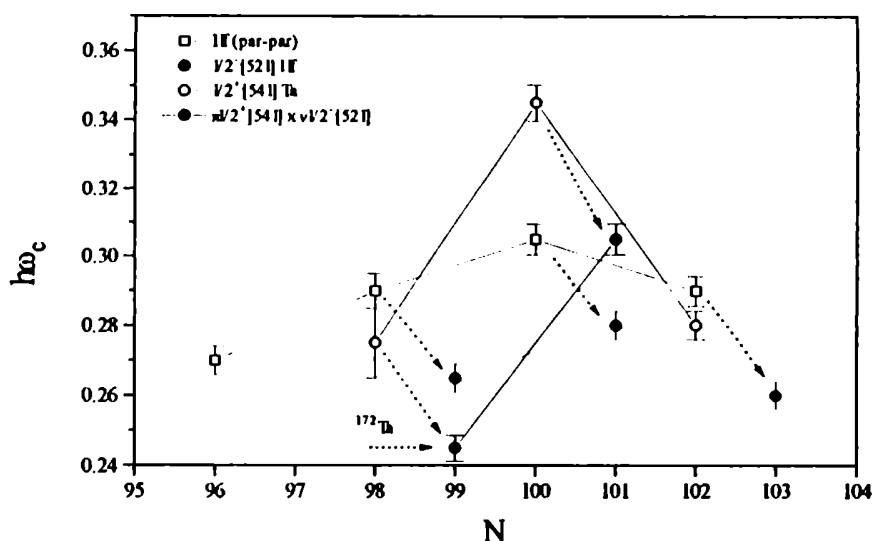


FIGURA 4.10: Frecuencias de cruce en la zona del ^{172}Ta para las bandas doblemente desacopladas comparadas con sus impares vecinos y el par-par. Con las flechas negras se indica el comportamiento que siguen los apartamientos relativos al carozo.

tando el momento de inercia de estos respecto al par-par como al impar en neutrones. Este efecto competiría con el cambio de las correlaciones de apareamiento debido a la presencia del protón desapareado, por lo que la aditividad de los parámetros de inercia reflejaría la contribución de ambos efectos.

En cambio, si es válida la segunda interpretación referida a "blocking" de protones, se espera que el efecto más importante que contribuye al cambio del momento de inercia sea el cambio en las correlaciones de apareamiento. Entonces, la aditividad de los parámetros de inercia reflejaría principalmente la contribución de las variaciones de las correlaciones de apareamiento de protones y neutrones que están desacopladas; las mismas consideraciones serían válidas para los alineamientos.

En la figura 4.13 se muestra la evolución del parámetro \mathcal{G}_0 del "cranking" con el objeto de analizar el comportamiento del momento de inercia seguido por las bandas que involucran el $\tilde{\pi}h_{9/2}$ en un núcleo impar y en el doblemente impar vecino, en particular se ha considerado la banda doble-

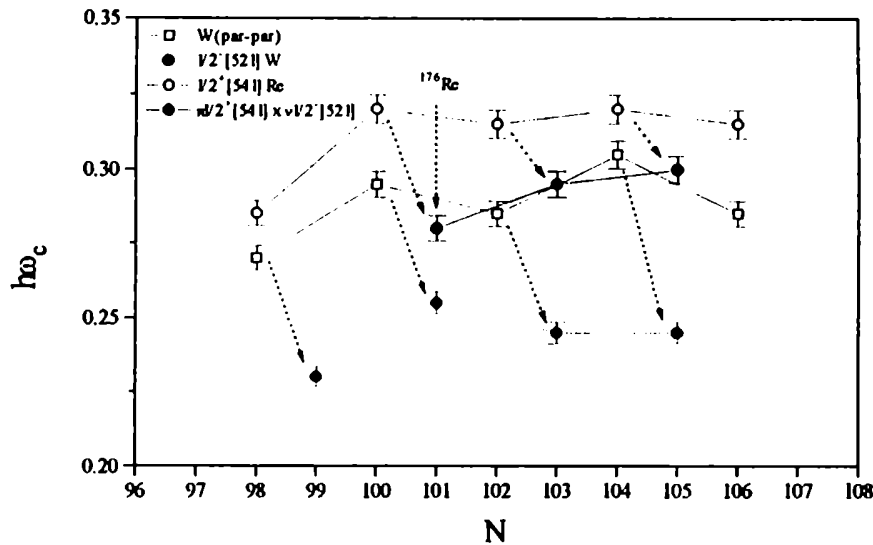


FIGURA 4.11: Frecuencias de cruce en la zona del ^{176}Re para las bandas doblemente desacopladas comparadas con sus impares vecinos y el par-par. Con las flechas negras, se indica el comportamiento que siguen los apartamientos relativos al carozo.

mente desacoplada. La misma muestra un comportamiento contrario a lo esperado bajo la hipótesis de deformación, al menos en la región del $^{176,178}\text{Re}$ y $^{182,184,186}\text{Ir}$. Esto es debido a que el momento de inercia del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ impar sigue el comportamiento del núcleo par-par vecino, mientras que el doblemente impar sigue al neutrón ($1/2^- [521]$). En el caso del $^{172,174}\text{Ta}$ comienza a alejarse de este comportamiento apareciendo una cierta tendencia que podría interpretarse como sugiriendo una mayor deformación en el $\tilde{\pi}h_{9/2}$.

Análisis de la banda s

Un estudio sistemático de la banda s, en el contexto del modelo "cranking", debería darnos información importante acerca de la estructura de la misma. Con el objetivo de evaluar la segunda interpretación, es decir la participación de protones $h_{9/2}$ en la banda s, es fundamental un análisis que considere la evolución de los parámetros de inercia y del alineamiento en los núcleos par-par comparados con los impares vecinos y doblemente impares, teniendo

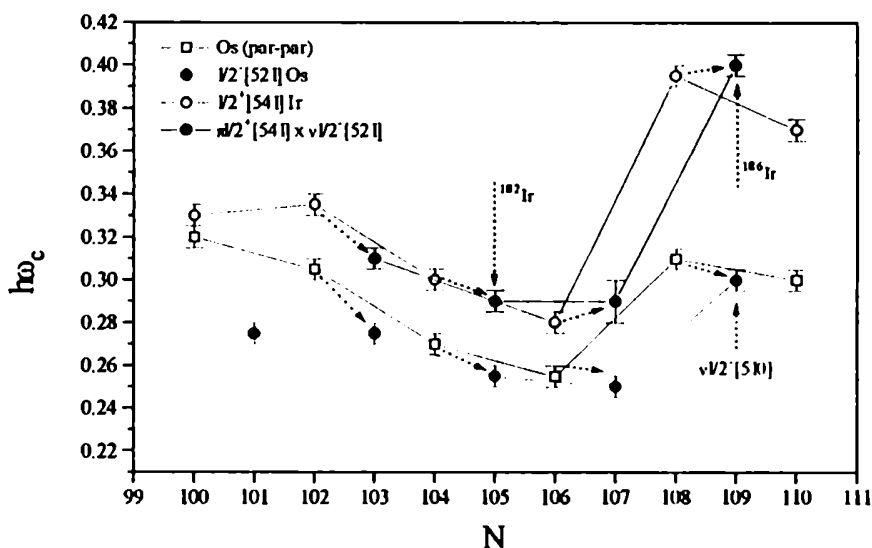


FIGURA 4.12: Frecuencias de cruce en la zona de $^{182,186}\text{Ir}$ para las bandas doblamente desacopladas comparadas con sus impares vecinos y el par-par. Con las flechas negras, se indica el comportamiento que siguen los apartamientos relativos al carozo.

en cuenta las diferentes posibilidades de bloqueo alternativo de protón o neutrón y doble "blocking" que brindan estos últimos.

En ese sentido se ha efectuado un análisis similar al realizado en la banda g. Sin embargo, un análisis bajo estas condiciones no ha dado resultados satisfactorios. Esto es debido a diferentes problemas que aparecen en este rango de energías que no están presentes en el rango de la banda g.

El primero de ellos, de índole experimental, se debe a que en muchos casos no se dispone de un número suficiente de datos como para realizar un ajuste considerando tres parámetros libres ($\mathfrak{S}_0, \mathfrak{S}_1, i$).

Otro de los problemas presentes es que en algunos núcleos la aparición del segundo "backbending" relativamente próximo al primero distorsiona rápidamente la banda s por lo que es imposible hallar un juego de parámetros confiables.

En otros casos, aun contando con el número de puntos suficientes para realizar la minimización, se han obtenido valores negativos para el \mathfrak{S}_1 y alineamientos también negativos o menores que los obtenidos para la banda

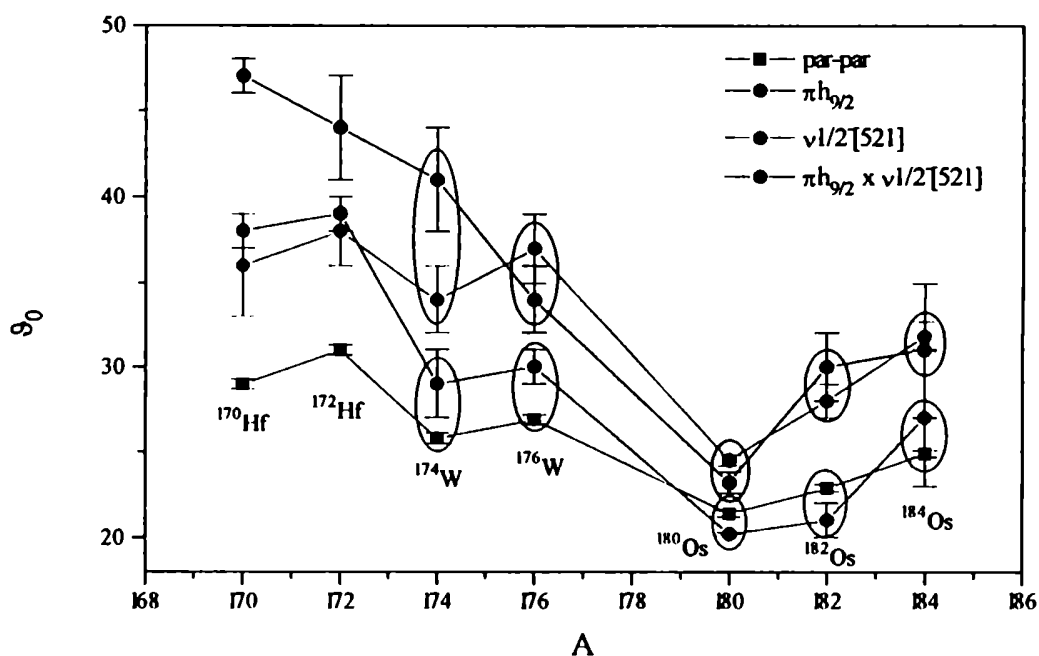


FIGURA 4.13: Parámetros de inercia \mathfrak{I}_0 en función del número másico en la región de los núcleos doblemente impares estudiados. Con los círculos se enfatiza el comportamiento de los momentos de inercia del núcleo impar en protones (rojo) y el doblemente impar (azul).

g. Como ejemplos de estos tipos de problema se pueden citar el caso del ^{175}Re ($9/2^- [514]$) con valores $\mathfrak{I}_0^g = 12(5)$, $\mathfrak{I}_1^g = 415(52)$, $i_g = 1.9(6)$, $\mathfrak{I}_0^s = 52.2(2)$, $\mathfrak{I}_1^s = -33(1)$, $i_s = 5.7(1)$ y el caso del ^{171}Ta ($\tilde{\pi} h_{9/2}$) cuyos valores se muestran en la tabla VIII.

Tabla VIII. Parámetros de inercia y alineamientos de la banda g y s correspondientes al $\tilde{\pi} h_{9/2}$ del ^{171}Ta . Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/MeV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/MeV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en MeV . En las últimas dos columnas se indican las transiciones involucradas en el cálculo de los parámetros de la banda g y s separadas con una barra vertical.

\mathfrak{S}_0^g	\mathfrak{S}_1^g	i_g	χ^2	\mathfrak{S}_0^s	\mathfrak{S}_1^s	i_s	χ^2	e_i	e_f
38(2)	57(40)	2.2(1)	$3.7 \cdot 10^{-4}$	58(2)	30(3)	0.5(4)	$2.7 \cdot 10^{-5}$	1 11	4 14
33(4)	137(46)	2.6(3)	0.14	57(1)	32(1)	0.8(2)	$2.2 \cdot 10^{-5}$	2 11	5 15
				55.4(4)	35(1)	1.3(1)	$1.3 \cdot 10^{-5}$	12	15
				59(2)	29(3)	0.2(6)	$1.1 \cdot 10^{-4}$	12	16

Si bien en todos los casos los valores de \mathfrak{S}_0 aumentan con la disminución simultánea de \mathfrak{S}_1 indicando la tendencia al estado normal por parte de la banda s, los valores de $\mathfrak{S}_1 < 0$ resultan anti-intuitivos. Por otro lado, los valores de alineamiento menores a los obtenidos para la banda g también van en contra de lo esperado.

Otro problema que aparece en este rango de energías es que, en general, los errores de los parámetros son mayores que los obtenidos en la banda g.

Debido a los inconvenientes mencionados ha sido imposible encontrar un conjunto de núcleos vecinos a los que se les pudiera aplicar el "cranking" como en el rango de frecuencias correspondiente a banda g.

Bajo estas circunstancias es claro que el modelo "cranking" aplicado tal cual se lo usa en los análisis para bandas g no es apto para estudiar el comportamiento de las bandas s. Con el objetivo de extender los alcances de este modelo al rango de la banda s se han adoptado algunas hipótesis adicionales que se desarrollarán en la siguiente sección.

4.4.2 Alineamiento de la banda s. Método gráfico.

La interpretación del "backbending" en la región de las tierras raras livianas, entendida como el alineamiento de un par de neutrones $i_{13/2}$, se apoya por un lado, en experimentos de "blocking" que están caracterizados por el retraso que presentan las frecuencias de cruce de las bandas de neutrón $i_{13/2}$ respecto de la banda del estado fundamental del par-par vecino como se muestra en la figura 4.14. Por otro lado, la suma de los alineamientos de las componentes favorecida y desfavorecida del neutrón da muy próxima al alineamiento que gana la banda s del núcleo par-par como se muestra en la misma figura 4.14. Esto último indica que la suma de las dos componentes de signatura de la banda de $\tilde{\nu}i_{13/2}$ es un buen estimador del alineamiento ganado por la banda s del par-par vecino, constituyéndose en una herramienta útil para el análisis del problema de la anomalía en las frecuencias de cruce de las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$. Precisamente esta línea argumental es la que se ha explorado en el presente trabajo.

En la figura 4.14 se grafica la proyección del momento angular sobre el eje de simetría en función de la frecuencia de rotación. En la misma se muestran los datos experimentales correspondientes al núcleo par-par $^{160}\text{Yb}^{[67]}$ (círculos rojos) y de las componentes favorecida (círculos verdes) y desfavorecida (cuadrados verdes) de la banda $i_{13/2}$ del $^{161}\text{Yb}^{[67]}$; si-

multáneamente se muestran los ajustes teóricos con el modelo "cranking" (líneas llenas) y los parámetros utilizados en el ajuste. Estos últimos son los siguientes:

	\mathfrak{S}_{g0}	\mathfrak{S}_{g1}	i_g	\mathfrak{S}_{s0}	\mathfrak{S}_{s1}	i_s	$i_g^f + i_g^d$
^{160}Yb	11.1(4)	166(5)	0	21.3(4)	92(2)	9.1(1)	
$^{161}\text{Yb} (i_{13/2}^f)$	16.1(9)	105(7)	5.9(1)				
$^{161}\text{Yb} (i_{13/2}^d)$	24(3)	86(24)	3.3(8)				9.2(9)

donde se observa el característico crecimiento de \mathfrak{S}_0 y la disminución de \mathfrak{S}_1 que indica la tendencia del núcleo al estado normal. Asimismo se muestran las correspondientes frecuencias de cruce (líneas punteadas verticales), apreciándose el retraso de las mismas en las componentes del neutrón, poniendo de manifiesto el efecto de "blocking".

En el mismo gráfico se indican los valores de I_x evaluados a la frecuencia de cruce (líneas punteadas horizontales); precisamente de la diferencia $I_{xs} - I_{xg}$ a una dada frecuencia (en particular a la de cruce del par-par) es posible estimar la ganancia de alineamiento de la banda s. Asumiendo la validez del modelo "cranking" para la banda s, la diferencia de alineamientos entre las bandas s y g se obtiene a través de la relación (4.27):

$$\Delta i_{sg} \equiv i_s - i_g = \Delta I_x^{sg}(\omega_c) - (\Delta \mathfrak{S}_{sg0} + \Delta \mathfrak{S}_{sg1} \cdot \omega_c^2) \cdot \omega_c \quad (4.27)$$

donde $\Delta I_x^{sg}(\omega_c) \equiv I_{xs}(\omega_c) - I_{xg}(\omega_c)$, $\Delta \mathfrak{S}_{sg0} \equiv \mathfrak{S}_{s0} - \mathfrak{S}_{g0}$ y $\Delta \mathfrak{S}_{sg1} \equiv \mathfrak{S}_{s1} - \mathfrak{S}_{g1}$.

En este caso, los valores de la proyección del momento angular sobre el eje de simetría correspondiente al ^{160}Yb son: $I_{xg}(^{160}\text{Yb}) = 6.2(2)$, $I_{xs}(^{160}\text{Yb}) = 16.6(2)$ respectivamente, siendo su diferencia $\Delta I_x^{sg}(\omega_c) = 10.4(4)$, mientras que las diferencias $\Delta \mathfrak{S}_{sg0} = 10.2(8)$, $\Delta \mathfrak{S}_{sg1} = -74(7)$. Con estos valores la ganancia de alineamiento calculada es $\Delta i_{sg} = 9.1(9)$ que es equivalente al valor encontrado mediante el ajuste.

Siguiendo este procedimiento gráfico es posible estimar el alineamiento en la banda s en aquellos casos donde no se cuenta con la cantidad suficiente de puntos para realizar un buen ajuste de la función χ^2 . También es de utilidad en los casos de \mathfrak{S}_1 negativos y alineamientos menores que los de la banda g.

Dado que la expresión (4.27) se supone válida a una dada frecuencia, es posible elegir un conjunto de tres frecuencias próximas y establecer un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas ($\Delta \mathfrak{S}_0$, $\Delta \mathfrak{S}_1$ y Δi). La solución del sistema permite obtener un conjunto de valores estimados de los parámetros del "cranking" que pueden ser utilizados como valores iniciales. Para el caso del ^{160}Yb un posible sistema a resolver es:

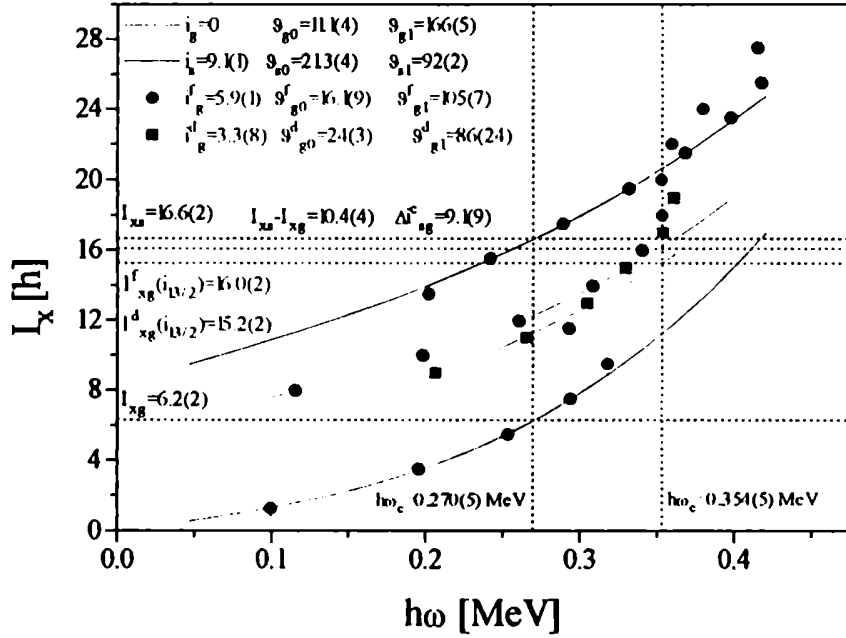


FIGURA 4.14: Alineamientos del ^{160}Yb y de las componentes de signatura $\alpha = \pm 1/2$ ($1/2 \rightarrow f$, $-1/2 \rightarrow d$) de la banda de $\tilde{\nu}_{13/2}$ del ^{161}Yb . En la misma se muestra que la aditividad de los alineamientos de la banda g de ambas componentes de $\tilde{\nu}_{13/2}$ explican la ganancia de alineamiento de la banda s .

$$\begin{bmatrix} \Delta \mathfrak{S}_0 \\ \Delta \mathfrak{S}_1 \\ \Delta i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} .27 & .27^3 & 1 \\ .3 & .3^3 & 1 \\ .325 & .325^3 & 1 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} 10.4 \\ 10.1 \\ 9.75 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 9.8 \\ -81.3 \\ 9.35 \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

obteniéndose el siguiente conjunto de valores: $\mathfrak{S}_{s0} = 20.9$, $\mathfrak{S}_{s1} = 85$ y $i_s = 9.35$.

El procedimiento seguido fue fijar el alineamiento y variar los otros dos parámetros, luego fijar alguno de los otros dos dejando libres los restantes y luego fijar el tercero. La variación cíclica de los parámetros se detiene cuando la variación del χ^2 no supera una cota preestablecida. El hecho de fijar uno de los parámetros permite incorporar al análisis a aquellos núcleos con pocas transiciones por encima del "backbending" y a los que le aparece

el segundo "backbending" relativamente próximo al primero. En los casos en que el alineamiento obtenido para la banda s fuera menor que el de la banda g también se ha utilizado este procedimiento.

En los casos donde el \mathfrak{S}_1 se hacía negativo se impuso la condición $\mathfrak{S}_1 = 0$ con lo que el ajuste se reduce al caso lineal. Esta última condición descansa en el hecho experimental que indica que todo núcleo excitado más allá del "backbending" tiende a ser más rígido que en el estado superfluido, cuya manifestación es la drástica disminución del parámetro \mathfrak{S}_1 . Por lo tanto, cuando \mathfrak{S}_1 tiende a cero el sistema tiende a ser normal.

Bajo estas condiciones se ha podido estudiar un grupo de núcleos, incluyendo doblemente impares, con el objetivo de analizar las distintas posibilidades de "blocking". Tales resultados se presentan en las tablas IX a XIII, en las mismas se han incluido casos que tienen en cuenta diferentes condiciones de bloqueo, ésto es considerando casos en los que o el orbital de protón $h_{9/2}$ o el de neutrón $i_{13/2}$ se encuentren bloqueados o ambos simultáneamente.

En la figura 4.15 se muestra el comportamiento seguido por la ganancia de alineamiento de la banda s para distintos núcleos par-par comparada con los alineamientos de la banda g de las dos componentes de signatura de $\tilde{\pi}h_{9/2}$ y $\tilde{\nu}i_{13/2}$ y las sumas de ambas componentes, por un lado las de $\tilde{\pi}h_{9/2}$ y por otro las de $\tilde{\nu}i_{13/2}$.

En aquellos casos en los que no se tienen datos de la componente desfavorecida del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ se ha supuesto que el alineamiento de ésta es una unidad de \hbar menor que el de la favorecida, teniendo en cuenta el comportamiento sistemático de estas bandas.

En la misma se puede observar que el comportamiento seguido por la suma de alineamientos del neutrón comparada con la ganancia de alineamiento de la banda s del par-par vecino ajusta muy bien en los casos del ^{170}Hf y ^{174}W , mientras que en los tres casos de los Os la suma se hace cada vez más deficiente. Esta disminución de la suma de alineamientos de neutrón está relacionada con el hecho que la capa $i_{13/2}$ se va completando en la zona de los Os ($N \geq 104$) y por lo tanto los orbitales cada vez menos alineables. La figura sugiere que el desaparcamiento del par de neutrones no es suficiente para explicar la ganancia de alineamiento de la banda s en el núcleo par-par, al menos en la zona de los Os. Por lo tanto, adquiere relevancia la hipótesis de que en la estructura de la banda s también participa el par de protones $h_{9/2}$. Por otro lado, en la misma figura, se puede observar el crecimiento de la suma de los alineamientos de las dos componentes de signatura del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ con el número atómico, superando (en la medida en que $i_f - i_d = 1$) el alineamiento de los núcleos par-par en la zona de los Os.

Tabla IX. Parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce del $^{170,171}\text{Hf}$ y $^{171,172}\text{Ta}$. Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/McV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en McV .

A	Z	Banda	$\mathfrak{I}_\pi [Nn_z A]$	$\mathfrak{I}_\nu [Nn_z A]$	α	π	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	i	Δi	$\hbar\omega_c$
170	72	g	0	0	0	+	29.0(2)	211(7)	0		0.300(5)
		a					50(4)	31(7)	2.3(3)	2.3(3)	
171	72	g	0	7/2[633]	-1/2	+	45.5(9)	0	1.24(18)		0.380(5)
171	72	g	0	7/2[633]	1/2	+	48.6(6)	0	1.29(9)		0.390(5)
171	72	g	0	1/2[521]	1/2	-	39.4(7)	250(19)	0.36(4)		0.285(5)
		a					55.2(8)	25(3)	2.4(3)	2.0(3)	
171	73	g	1/2[541]	0	1/2	+	38(1)	65(21)	2.18(8)		0.290(5)
		a					44(1)	64(4)	4.0(5)	1.8(6)	
171	73	g	5/2[402]	0	1/2	+	22(4)	356(53)	0.7(4)		0.250(5)
		a					40(2)	92(8)	3.5(2)	2.8(6)	
172	73	g	1/2[541]	1/2[521]	1	+	47(1)	79(27)	2.3(1)		0.250(5)
		a					48.1(3)	54(1)	4.3(1)	2.0(2)	

Tabla X. Parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce asociados al $^{174,175}\text{W}$ y $^{175,176}\text{Re}$. Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/McV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en McV .

A	Z	Banda	$\mathfrak{I}_\pi [Nn_z A]$	$\mathfrak{I}_\nu [Nn_z A]$	α	π	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	i	Δi	$\hbar\omega_c$
174	74	g	0	0	0	+	28.0(2)	184(5)	0		0.300(5)
		a					39(5)	66(48)	5(3)	5(3)	
175	74	g	0	7/2[633]	-1/2	+	39.0(0)	0	2.2(1)		> 0.330
		a					41.8(3)	0	2.42(4)		> 0.360
175	74	g	0	1/2[521]	1/2	-	35.7(7)	162(10)	0.30(3)		0.260(5)
		a					48(2)	0	5(1)	4.0(1.0)	
175	75	g	1/2[541]	0	1/2	-	32.2(9)	50(15)	2.74(6)		0.320(5)
		a					43.7(3)	48(1)	5.4(1)	2.7(2)	
176	75	g	1/2[541]	1/2[521]	1	+	38.5(9)	87(30)	3.02(8)		> 0.280
		a					44.2(1)	50(4)	5.9(4)	2.0(5)	

Tabla XI. Parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce del $^{180,181}\text{Os}$ y $^{181,182}\text{Ir}$. Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/McV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en McV .

Λ	Z	Banda	$\Omega_\pi Nn_z\Lambda $	$\Omega_\nu Nn_z\Lambda $	α	π	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	i	Δi	$\hbar\omega_c$
180	76	g	0	0	0	-	21.2(7)	207(16)	0		0.270(5)
		s					28(5)	119(22)	5.3(6)	5.3(6)	
181	76	g	0	7/2[514]	1/2		29(1)	263(15)	0.6(2)		0.275(5)
		s					43(2)	22(10)	5.8(8)	5.2(1)	
181	76	g	0	7/2[514]	-1/2		29(3)	248(30)	0.5(3)		0.280(5)
		s					40(2)	54(7)	5.8(6)	5.3(9)	
181	76	g	0	1/2[521]	1/2		26(3)	201(48)	0.6(2)		0.220(5)
		s					45(1)	6(6)	6.0(4)	5.4(6)	
181	76	g	0	9/2[624]	1/2	+	39(2)	60(24)	2.3(1)		0.295(5)
		s					42.0(1)	0.8(3)	8.99(5)	6.69(15)	
181	76	g	0	9/2[624]	-1/2	+	30(1)	64(11)	2.7(1)		0.325(5)
		s					33(2)	38(11)	9.5(4)	6.8(5)	
181	77	g	1/2[541]	0	1/2		23.8(6)	76(10)	3.65(4)		0.300(5)
		s					30(2)	70(7)	9.1(6)	5.45(64)	
181	77	g			-1/2	-	25(2)	111(23)	2.5(3)		0.295(5)
		s					28(2)	123(7)	6.6(6)	4.1(9)	
182	77	g	1/2[541]	7/2[514]	0	+	32(2)	156(20)	4.0(1)		0.300(5)
		s					30(2)	86(8)	8.9(9)	5(1)	
182	77	g	1/2[541]	7/2[514]	1	-	26(2)	215(18)	4.6(8)		0.300(5)
		s					30(2)	59(8)	9.9(9)	5(2)	
182	77	g	1/2[541]	1/2[521]	1	+	27.8(8)	192(10)	4.4(1)		0.260(5)
		s					30.0(8)	60(3)	9.8(3)	5.4(4)	
182	77	g	1/2[541]	9/2[624]	0		29(2)	74(15)	5.5(3)		0.350(5)
		s					35(10)	0	12(1)	6(1)	
182	77	g	1/2[541]	9/2[624]	1	-	26(3)	99(23)	5.3(3)		0.350(5)

Tabla XII. Parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce del $^{182,183}\text{Os}$ y $^{183,184}\text{Ir}$. Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/McV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en McV .

Λ	Z	Banda	$\Omega_\pi Nn_z\Lambda $	$\Omega_\nu Nn_z\Lambda $	α	π	\mathfrak{I}_0	\mathfrak{I}_1	i	Δi	$\hbar\omega_c$
182	76	g	0	0	0	+	22.9(3)	137(7)	0		0.255(5)
		s					46.3(4)	0	5.1(1)	5.1(1)	
183	76	g	0	9/2[624]	1/2	+	42.7(2)	50(3)	0.80(2)		0.290(5)
		s					37(8)	0	6(3)	5(3)	
183	76	g	0	9/2[624]	-1/2	+	38.7(6)	15(5)	1.19(7)		0.290(5)
		s					33(8)	0	6.4(6)	5.2(7)	
183	77	g	1/2[541]	0	1/2		25.6(5)	84(9)	3.74(3)		0.28(5)
		s					41.9(1)	22(2)	6.54(3)	2.80(6)	
183	77	g	5/2[402]	0	1/2	+	14(2)	567(72)	1.5(3)		0.220(5)
		s					20(6)	308(34)	4.4(1.7)	3(2)	
183	77	g	5/2[402]	0	-1/2	+	16(1)	509(25)	1.5(2)		0.220(5)
		s					18(6)	301(33)	5(2)	3.5(2.2)	

Tabla XIII. Parámetros de inercia, alineamientos y frecuencias de cruce del $^{184,185}\text{Os}$ y $^{185,186}\text{Ir}$. Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV , \mathfrak{I}_1 en unidades \hbar^4/McV^3 , i en unidades de \hbar y $\hbar\omega_c$ en McV .

A	Z	Banda	$\Omega_{\pi} [Nn_z \Lambda]$	$\Omega_{\nu} [Nn_z \Lambda]$	α	π	\mathcal{G}_0	\mathcal{G}_1	i	Δi	$\hbar\omega_c$
184	76	g	0	0	0	+	25.6(2)	72(2)	0		0.310(5)
		s					43.8(7)	0	5.3(2)	5.3(2)	
185	76	g	0	1/2[510]	1/2	-	32.2(7)	20(10)	0.40(5)		
185	76	g	0	9/2[624]	1/2	-	47(2)	0	-0.27(8)		
185	76	g	0	9/2[624]	-1/2	+	38.2(2)	0	0.57(3)		>0.310
185	77	g	1/2[541]	0	1/2	-	27.3(1)	56(2)	3.86(1)		0.395(5)
		s					34(10)	0	10.6(1.0)		

4.5 Estructura de la banda s

Con el objetivo de considerar la participación del par de protones $h_{9/2}$ en la estructura de la banda s se comenzará con la función de onda de la banda s en la región de las tierras raras livianas. Se sabe que en esa región la estructura de la banda s del núcleo par-par corresponde a un estado de dos cuasipartículas de neutrón y se lo puede indicar como:

$$|s\rangle = |2\nu_{i_{13/2}}\rangle = \beta_{\nu_2}^\dagger \beta_{\nu_1}^\dagger |0\rangle \quad (4.29)$$

donde $|0\rangle$ representa el vacío de BCS correspondiente al carozo par-par y β_{ν}^\dagger es el operador de creación de una cuasipartícula $\tilde{\nu}_{i_{13/2}}$ sobre el vacío. Este estado se forma al desaparecerse un par de neutrones en la capa $i_{13/2}$ por efecto de la fuerza de Coriolis, como consecuencia de ésto el sistema gana momento angular. Esto último se manifiesta en el salto que adquiere la proyección del momento angular sobre el eje de simetría a la frecuencia de cruce en la figura 4.14. Como se vió tal salto es proporcional al alineamiento ganado por la banda s, siendo este último el valor medio del operador \hat{j}_x en el estado $|s\rangle$:

$$i_s^{pp} = \langle s | \hat{j}_x | s \rangle \quad (4.30)$$

En la sección anterior se vio que (caso del ^{160}Yb) la suma de los alineamientos de las dos componentes de signatura de la banda de $\tilde{\nu}_{i_{13/2}}$ del ^{161}Yb estima muy bien el alineamiento ganado por la banda s del par-par, esto es:

$$i_s^{pp} = i_{gf}^{\nu_{i_{13/2}}} + i_{gd}^{\nu_{i_{13/2}}} \quad (4.31)$$

donde se ha indicado con f, d las componentes de signatura $\alpha = 1/2, -1/2$ y donde $i_g^{\nu_{i_{13/2}}} = \langle g_{\nu_{i_{13/2}}} | \hat{j}_x | g_{\nu_{i_{13/2}}} \rangle$ siendo $|g_{\nu_{i_{13/2}}}\rangle$ el estado de una cuasipartícula $|g_{\nu_{i_{13/2}}}\rangle = |1\nu_{i_{13/2}}\rangle = \beta_{\nu_1}^\dagger |0\rangle$.

En la sección anterior se vio que en la zona de las tierras raras pesadas este comportamiento comienza a perder validez a medida que la capa $\tilde{\nu}_{i_{13/2}}$ se va ocupando cada vez más y el $\tilde{\pi}h_{9/2}$ se va acercando al nivel de Fermi. En virtud de la figura 4.15 una posible configuración para la banda s es

considerar una función de onda que contenga la superposición de un estado de dos cuasipartículas de protón con uno de dos cuasipartículas de neutrón, esto es:

$$|s\rangle = \alpha_\pi |2\pi_{11/2}\rangle + \alpha_\nu |2\nu_{13/2}\rangle = \alpha_\pi \beta_{\pi_2}^\dagger \beta_{\pi_1}^\dagger |0\rangle + \alpha_\nu \beta_{\nu_2}^\dagger \beta_{\nu_1}^\dagger |0\rangle \quad (4.32)$$

donde β_π^\dagger es el operador de creación de una cuasipartícula $\tilde{\pi}h_{9/2}$ sobre el vacío, y los coeficientes $\alpha_{\pi,\nu}$ cumplen con la condición de normalización $|\alpha_\pi|^2 + |\alpha_\nu|^2 = 1$.

Bajo esta hipótesis el alineamiento de la banda s de un núcleo par-par es:

$$i_s^{pp} = \langle s | \hat{j}_x | s \rangle = |\alpha_\pi|^2 \langle 2\pi_{h_{9/2}} | \hat{j}_x | 2\pi_{h_{9/2}} \rangle + |\alpha_\nu|^2 \langle 2\nu_{13/2} | \hat{j}_x | 2\nu_{13/2} \rangle \quad (4.33)$$

donde $\langle 2\nu_{13/2} | \hat{j}_x | 2\nu_{13/2} \rangle = i_{gf}^{\nu_{13/2}} + i_{gd}^{\nu_{13/2}}$ y $\langle 2\pi_{h_{9/2}} | \hat{j}_x | 2\pi_{h_{9/2}} \rangle = i_{gf}^{\pi_{h_{9/2}}} + i_{gd}^{\pi_{h_{9/2}}}$. Entonces a partir de los alineamientos de la banda g de las dos componentes de signatura, tanto de protón como de neutrón, de las tablas IV a VIII es posible efectuar el cálculo indicado por la relación 4.33. En el cálculo se ha supuesto que el valor del alineamiento $i_{gd}^{\pi_{h_{9/2}}} = i_{gf}^{\pi_{h_{9/2}}} - 1$, siendo los valores obtenidos con el mismo indicados en la tabla XIV para dos valores diferentes de los coeficientes α . En la misma se observa una participación cada vez mayor a medida que la capa de neutrón se va completando y el orbital de protón se acerca más al nivel de Fermi. En el caso del ^{170}Hf no es necesario invocar la participación del par de protones ya que la suma de los alineamientos del neutrón son suficientes para explicar su ganancia de alineamiento. Esto también se ve reflejado en la figura 4.16 que muestra la evolución del alineamiento ganado por la banda s en un núcleo par-par en función del coeficiente α_ν que indica el grado de participación del par de neutrones en esta banda.

Por otro lado, la frecuencia de cruce del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ no está retrasada respecto a la del par-par, como se muestra en las figuras 4.17 y 4.18. La figura 4.17 muestra el decrecimiento en los retrasos de las frecuencias de cruce del $\tilde{\nu}i_{13/2}$ a medida que se va completando la capa y el neutrón se hace menos alineable. Simultáneamente a esto último la figura muestra el incremento de los retrasos de las frecuencias de cruce del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ a medida que el orbital $1/2^- [541]$ se acerca al nivel de Fermi.

En la figura 4.18 se muestra el comportamiento de las frecuencias de cruce de la banda $\tilde{\pi}h_{9/2}$ comparadas con las del par-par y la $\tilde{\nu}1/2^- [521]$ y la doblemente desacoplada.

Tabla XIV. Alineamientos de las bandas s de los núcleos par-par ^{170}Hf , ^{174}W y $^{180,182,184}\text{Os}$. En la tercer columna están los valores obtenidos del "cranking", en

las dos siguiente están los coeficientes de la función de onda de la banda s y en la última columna los valores de alineamiento calculados con la relación 4.33.

A	Z	i_s	α_π	α_ν	i_{calc}
170	72	2.3(3)	0	1	2.5(2)
			0.44	0.9	2.7(2)
174	74	5(3)	0	1	4.6(1)
			0.44	0.9	4.6(1)
180	76	5.3(6)	0	1	4.7(1)
			0.66	0.75	5.3(2)
182	76	5.1(1)	0	1	2.0(1)
			0.84	0.55	5.1(2)
184	76	5.3(2)	0	1	0.3(1)
			0.89	0.45	5.4(2)

Con los coeficientes α dados en la tabla XIV se ha estudiado el comportamiento de las bandas s correspondientes a los núcleos impares y doblemente impares vecinos. Para analizar el comportamiento de la banda s en éstos núcleos es necesario considerar por separado los casos que involucran orbitales críticos de los que no. Se supone que la estructura de la banda s no es afectada por la presencia de los nucleones desapareados.

La estructura de la banda s en el núcleo impar de protón (neutrón) está asociada con un estado de tres cuasipartículas descrito por:

$$|s_{\pi(\nu)}\rangle = \alpha_\pi \beta_{\pi_2}^\dagger \beta_{\pi_1}^\dagger \beta_{\pi(\nu)}^\dagger |0\rangle + \alpha_\nu \beta_{\nu_2}^\dagger \beta_{\nu_1}^\dagger \beta_{\pi(\nu)}^\dagger |0\rangle \quad (4.34)$$

Tal estado está formado por la contribución del protón (neutrón) desapareado, que define el estado de una cuasipartícula de la banda g ($\beta_{\pi(\nu)}^\dagger |0\rangle$), y del par roto por la fuerza de Coriolis, que involucra a los orbitales críticos $\tilde{\pi}1_{9/2}$ y $\tilde{\nu}1_{13/2}$.

• Caso de nucleón en un orbital no crítico

En el caso que el orbital del nucleón desapareado no se encuentre en un orbital crítico, el alineamiento de la banda s se puede entender como:

$$\begin{aligned} i_s^{\pi(\nu)} &= \langle s_{\pi(\nu)} | \hat{J}_x | s_{\pi(\nu)} \rangle & (4.35) \\ &= |\alpha_\pi|^2 (i_g^{\pi(\nu)} + i_{gf}^{\pi h_9/2} + i_{gd}^{\pi h_9/2}) + |\alpha_\nu|^2 (i_g^{\pi(\nu)} + i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}}) \end{aligned}$$

donde $i_g^{\pi(\nu)} = \langle g_{\pi(\nu)} | \hat{J}_x | g_{\pi(\nu)} \rangle$. Por lo tanto, en este caso el alineamiento es:

$$i_s^\pi(\nu) = i_g^\pi(\nu) + i_s^{pp}$$

Ejemplos de estos casos se indican en la tabla XV.

Tabla XV. Alineamientos de las bandas s de los núcleos impares ^{171}Hf , ^{171}Ta , ^{175}W y $^{181,183}\text{Os}$. En la cuarta columna se indican los valores obtenidos con el "cranking", mientras que en la última los obtenidos con la relación (4.35). En las columnas quinta y sexta se indican los juegos de valores de los coeficientes α utilizados en la banda s de los par-par vecinos. En el calculo de i_{calc} se ha tenido en cuenta la incerteza introducida en la estimación de los parámetros α , asumiendo errores del 1%, >50%, 15%, 4% y 5% para el ^{170}Hf , ^{174}W , ^{180}Os , ^{182}Os y ^{184}Os respectivamente.

A	Z	Banda	i_s	α_π	α_ν	i_{calc}
171	72	$1/2^- [521]$	2.4(3)	0	1	2.9(2)
				0.44	0.9	3.1(1)
171	73	$5/2^+ [402]$	3.5(2)	0	1	3.2(6)
				0.44	0.9	3.4(5)
175	74	$1/2^- [521]$	5(3)	0	1	5(3)
				0.53	0.85	5(3)
181	76	$1/2^- [521]$	6.0(4)	0	1	5(2)
				0.66	0.75	6(2)
181	76	$7/2^- [514] \alpha = 1/2$	5.8(8)	0	1	5(2)
				0.66	0.75	6(2)
181	76	$7/2^- [514] \alpha = -1/2$	5.8(8)	0	1	5(2)
				0.66	0.75	6(2)
183	77	$5/2^+ [402] \alpha = 1/2$	4(2)	0	1	3.5(7)
				0.84	0.55	6.6(7)
183	77	$5/2^+ [402] \alpha = -1/2$	5(2)	0	1	3.5(6)
				0.84	0.55	6.6(6)

• Caso de protón en un orbital $\tilde{\pi}h_{9/2}$

Si el nucleón desapareado está en un orbital de la capa $\tilde{\pi}h_{9/2}$ la componente de protón en la banda s se verá afectada en forma diferente respecto al caso anterior, debido al "blocking" que ejerce este nucleón, mientras que

la componente de neutrón no se ve afectada. En este caso el alineamiento de la banda s del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ es:

$$\begin{aligned} i_{sf(d)}^{\pi h_{9/2}} &= \left\langle s_{\pi h_{9/2}} \left| \hat{J}_x \right| s_{\pi h_{9/2}} \right\rangle & (4.36) \\ &= |\alpha_\pi|^2 (i_{gf(d)}^{\pi h_{9/2}} + i_{gd(f)}^{\pi h_{9/2}} + i_b^{\pi h_{9/2}}) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf(d)}^{\pi h_{9/2}} + i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}}) \end{aligned}$$

donde $i_b^{\pi h_{9/2}}$ representa el alineamiento de la tercer cuasipartícula de la capa $\tilde{\pi}h_{9/2}$ debido al efecto de "blocking" ejercido por la cuasipartícula interviniente de la banda g. De la expresión (4.36) se puede despejar $i_b^{\pi h_{9/2}}$ y obtener así sendos valores para cada componente de signatura, constituyendo el promedio de dichos valores un estimador de $i_b^{\pi h_{9/2}}$. Tal estimación puede ser testada al analizar una estructura que involucre al $\tilde{\pi}h_{9/2}$ en un núcleo doblemente impar. En la tabla XVI se muestra los casos de la banda doblemente desacoplada y semidesacoplada del ^{182}Ir considerando esta hipótesis.

- Caso de neutrón en un orbital $\tilde{\nu}i_{13/2}$

Este caso resulta similar al del $\tilde{\pi}h_{9/2}$, aquí la componente de protón no se ve afectada respecto a la de la banda s del par-par, mientras que la de neutrón se modifica. En este caso el alineamiento de la banda s del $\tilde{\nu}i_{13/2}$ es:

$$\begin{aligned} i_{sf(d)}^{\nu i_{13/2}} &= \left\langle s_{\nu i_{13/2}} \left| \hat{J}_x \right| s_{\nu i_{13/2}} \right\rangle & (4.37) \\ &= |\alpha_\pi|^2 (i_{gf}^{\pi h_{9/2}} + i_{gd}^{\pi h_{9/2}} + i_{gf(d)}^{\nu i_{13/2}}) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf(d)}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd(f)}^{\nu i_{13/2}} + i_b^{\nu i_{13/2}}) \end{aligned}$$

donde $i_b^{\nu i_{13/2}}$ representa el alineamiento de la tercer cuasipartícula de la capa $\tilde{\nu}i_{13/2}$ debido al efecto de "blocking" ejercido por la cuasipartícula interviniente de la banda g. Procediendo como en el caso del protón, se puede testar indirectamente la validez de esta expresión analizando una estructura que involucre al $\tilde{\nu}i_{13/2}$ en un núcleo doblemente impar, a partir del valor del $i_b^{\nu i_{13/2}}$ calculado por la expresión (4.37). En la tabla XVI se muestra el caso de una banda semidesacoplada.

- Caso doblemente impar.

Siguiendo la misma línea de razonamiento que en los casos impares, se pueden distinguir cuatro diferentes formas de especificar el alineamiento ganado por la banda s (estado de cuatro cuasipartículas) del doblemente impar; siendo éstos:

Caso sin "blocking" de un orbital crítico: $\tilde{\pi}(\not{g}h_{9/2}) \otimes \tilde{\nu}(\not{g}i_{13/2})$

En este caso el alineamiento es:

$$i_s^{\pi\nu} = |\alpha_\pi|^2 (i_{gf}^{\pi h_0/2} + i_{gd}^{\pi h_0/2} + i_g^\pi + i_g^\nu) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}} + i_g^\pi + i_g^\nu) \quad (4.38)$$

resultando el alineamiento igual al caso del impar no bloqueado:

$$i_s^{\pi\nu} = i_g^\pi + i_g^\nu + i_s^{pp} \quad (4.39)$$

Caso de "blocking" de protón: $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} (\not\in \tilde{\nu} i_{13/2})$

En este caso el alineamiento es:

$$i_s^{\pi h_{9/2}\nu} = |\alpha_\pi|^2 (i_{gf}^{\pi h_{9/2}} + i_{gd}^{\pi h_{9/2}} + i_b^{\pi h_{9/2}\nu} + i_g^\nu) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}} + i_g^{\pi h_{9/2}} + i_g^\nu) \quad (4.40)$$

resultando:

$$i_s^{\pi h_{9/2}\nu} = |\alpha_\pi|^2 i_b^{\pi h_{9/2}\nu} + |\alpha_\nu|^2 (i_g^{\pi h_{9/2}} + i_g^\nu + i_s^{pp}) \quad (4.41)$$

Caso de "blocking" de neutrón: $\tilde{\pi} (\not\in h_{9/2}) \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$

En este caso el alineamiento es:

$$i_s^{\pi\nu i_{13/2}} = |\alpha_\pi|^2 (i_{gf}^{\pi h_{9/2}} + i_{gd}^{\pi h_{9/2}} + i_g^\pi + i_g^{\nu i_{13/2}}) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}} + i_g^\pi + i_b^{\nu i_{13/2}}) \quad (4.42)$$

resultando:

$$i_s^{\pi\nu i_{13/2}} = |\alpha_\pi|^2 i_g^{\nu i_{13/2}} + |\alpha_\nu|^2 (i_b^{\nu i_{13/2}} + i_g^\pi + i_s^{pp}) \quad (4.43)$$

Caso de doble "blocking": $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$

Por último, en este caso el alineamiento es:

$$i_s^{\pi h_{9/2}\nu i_{13/2}} = |\alpha_\pi|^2 (i_{gf}^{\pi h_{9/2}} + i_{gd}^{\pi h_{9/2}} + i_b^{\pi h_{9/2}\nu} + i_g^{\nu i_{13/2}}) + |\alpha_\nu|^2 (i_{gf}^{\nu i_{13/2}} + i_{gd}^{\nu i_{13/2}} + i_g^{\pi h_{9/2}} + i_b^{\nu i_{13/2}}) \quad (4.44)$$

resultando:

$$i_s^{\pi h_{9/2}\nu i_{13/2}} = |\alpha_\pi|^2 (i_b^{\pi h_{9/2}\nu} + i_g^{\nu i_{13/2}}) + |\alpha_\nu|^2 (i_g^{\pi h_{9/2}} + i_b^{\nu i_{13/2}}) + i_s^{pp} \quad (4.45)$$

Tabla XVI. Alineamientos de las bandas s de los núcleos impares ^{181}Os , ^{181}Ir y ^{182}Ir . En la tercer columna se indican los valores obtenidos con el "cranking", mientras que en la última los obtenidos con la relación (??) en el caso de la banda doblemente desacoplada y con la relación (??) en el caso de la semidesacoplada. Los valores de los alineamientos de la tercer cuasipartícula en el orbital crítico considerados fueron: $i_b^{\pi h_{9/2}} = 3(3)$ y $i_b^{\nu i_{13/2}} = 4.7(2.5)$, obtenidos promediando los valores obtenidos con ambas componentes de signatura y para los coeficientes $\alpha_\pi = 0.66$ y $\alpha_\nu = 0.75$, a partir de las relaciones (4.36) y (4.37).

Núcleo	α	i_g	i_s	i_s^{calc}
$^{181}\text{Os } \tilde{\nu} i_{13/2}$	1/2	2.3(1)	9.0(4)	
	-1/2	2.7(1)	9.5(4)	
$^{181}\text{Ir } \tilde{\pi} h_{9/2}$	1/2	3.65(4)	9(1)	
	-1/2	2.5(3)	6(6)	
$^{182}\text{Ir } \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$	1	4.4(1)	9.8(3)	9.5(2.4)
$^{182}\text{Ir } \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$	0	5.5(3)	12(1)	12.7(3.2)

En cuanto al comportamiento del momento de inercia de la banda s, se espera que cumpla con una aditividad similar a la observada en la banda g en aquellos casos donde la participación del par de protones en la estructura de la banda s no es relevante. Mientras que en los casos donde el protón muestra su participación en ésta, es esperable que tal aditividad sea menos marcada, debido a que las contribuciones de las diferencias de los parámetros de inercia deben ir pesadas. Se ha analizado esta propiedad para el parámetro \mathfrak{I}_0 que como ya se vió es el mejor definido. La aditividad es notoria en el caso del Hf y Ta ya que toda la contribución a la estructura de la banda s se debe al par de neutrones roto. En los demás casos se observa una sobreestimación de tales parámetros. En las tablas XVII, XVIII y XIX se muestra esta aditividad para tres de los grupos de núcleos estudiados.

Tabla XVII. Aditividad del parámetro de inercia \mathfrak{I}_0 en la banda s asociados al ^{170}Hf . Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de h^2/MeV .

A	Z	Banda	Ω_π	$N_{\pi z} \Lambda$	Ω_ν	$N_{\nu z} \Lambda$	α	π	\mathfrak{I}_0	$\delta \mathfrak{I}_0$	\mathfrak{I}_0^{calc}
170	72	g	0	0	0	0	0	+	29.0(2)		
		s							50(4)		
171	72	g	0	0	1/2	521	1/2		39.4(7)	10.4(7)	
		s							55.2(8)	5.2(9)	
171	73	g	1/2	541	0	0	1/2	+	38(1)	9(1)	
		s							44(1)	-6(1)	
172	73	g	1/2	541	1/2	521	1	+	47(1)		48(1)
		s							48.1(3)		49.2(1.5)

$^{171}\text{Ta}, ^{171}\text{Ta}, ^{171}\text{Ta}$

Tabla XVIII. Aditividad del parámetro de inercia \mathfrak{I}_0 en la banda s asociados al ^{174}W . Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de h^2/MeV .

Λ	Z	Banda	Ω_{π}	$Nn_z\Lambda$	Ω_{ν}	$Nn_z\Lambda$	α	π	\mathfrak{I}_0	$\delta\mathfrak{I}_0$	\mathfrak{I}_0^{calc}
174	74	g	0	0	0	0	0	+	26.0(2)		
		s							39(5)		
175	74	g	0	0	1/2	521	1/2		35.7(7)	9.7(9)	
		s							48(2)		
175	75	g	1/2	541	0	0	1/2		32.2(9)	6(1)	
		s							43.7(3)		
176	75	g	1/2	541	1/2	521	1	+	38.5(9)		42(4)
		s							44.2(1)		53(12)

Tabla XIX. Aditividad del parámetro de inercia \mathfrak{I}_0 en la banda s asociados al ^{180}Os . Donde \mathfrak{I}_0 se expresa en unidades de \hbar^2/McV .

Λ	Z	Banda	Ω_{π}	$Nn_z\Lambda$	Ω_{ν}	$Nn_z\Lambda$	α	π	\mathfrak{I}_0	$\delta\mathfrak{I}_0$	\mathfrak{I}_0^{calc}
180	76	g	0	0	0	0	0	+	21.2(7)		
		s							28(5)		
181	76	g	0	0	7/2	514	1/2		29(1)	8(2)	
		s							43(2)		
181	76	g	0	0	7/2	514	-1/2		29(3)	8(4)	
		s							40(2)		
181	76	g	0	0	1/2	521	1/2		26(3)	5(4)	
		s							45(1)		
181	76	g	0	0	9/2	624	1/2	+	39(2)	18(3)	
		s							42.0(1)		
181	77	g	1/2	541	0	0	1/2		23.8(6)	3(1)	
		s							30(2)		
182	77	g	1/2	541	7/2	514	0	+	32(2)		32(5)
		s							30(2)		45(22)
182	77	g	1/2	541	7/2	514	1	+	26(2)		32(6)
		s							30(2)		42(19)
182	77	g	1/2	541	1/2	521	1	+	27.8(8)		29(6)
		s							30.0(8)		47(18)
182	77	g	1/2	541	9/2	624	0		27(2)		42(5)
		s							35(10)		44(17)

^{180}Os [58], ^{181}Os [47], ^{181}Ir [15]

4.6 Resumen y conclusiones

En el presente trabajo se han reestudiado los núcleos doblemente impares ^{172}Ta , ^{176}Re , ^{182}Ir y ^{186}Ir , habiéndose ampliado sustancialmente la escasa información espectroscópica disponible. Esta nueva información ha permitido proponer nuevos esquemas de niveles de altos momentos angulares correspondientes a estos núcleos. Se han clasificado las diferentes estructuras dentro del esquema propuesto por el modelo de partícula más rotor, además de considerar en varios casos el comportamiento de las mismas en el contexto del modelo "cranking". También se ha puesto de manifiesto que en

ciertos casos donde es posible contar con buena información espectroscópica el cálculo de los cocientes $B(M1)/B(E2)$ permite identificar unívocamente una estructura.

En lo que respecta a esta parte del trabajo, éste ha ampliado el conocimiento de las diferentes estructuras presentes en los núcleos doblemente impares de la zona de las tierras raras pesadas.

En el caso especial de las estructuras doblemente desacopladas, la observación de las componentes desfavorecidas en los núcleos ^{172}Ta , ^{176}Re y ^{182}Ir constituyen los primeros casos de acoplamiento de singlete de pseudo-espín observados hasta el presente, mientras que el caso del ^{186}Ir constituye el primer caso de doblete de pseudo-espín.

Es importante destacar en este punto la enorme complejidad de la información espectroscópica presente en los núcleos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas. Esto lleva a que se deben diseñar los experimentos muy cuidadosamente, en especial los que se realizan con los sistemas multidetectores que en general están ajustados para observar eventos correspondientes a bandas superdeformadas, por lo que se priorizan eventos de alta energía, atenuando en exceso las bajas energías y por consiguiente perdiendo información para conectar las cabezas de banda de las diferentes estructuras con el estado fundamental.

En cuanto al problema específico del retraso de las frecuencias de cruce en las bandas de $\tilde{\pi}h_{9/2}$ y de la estructura de la banda s se pueden resumir algunos resultados válidos en general:

Resultados de la banda g.

Núcleos impares	Ω_0	$i[\hbar]$	$\hbar\omega_c$
Z	$\tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2} \gtrsim \Omega_0^{pp}$ $\tilde{\Omega}_0^{\pi} < \Omega_0^{pp}$	$i_{\pi h_9/2} \approx 2 \rightarrow 4$ $i_{\pi} < i_{\pi h_9/2}$	$\hbar\omega_c^{\pi h_9/2} > \hbar\omega_c^{pp}$ $\hbar\omega_c(\tilde{\pi}) \lesssim \hbar\omega_c^{pp}$
N	$\tilde{\Omega}_0^{\tilde{\nu}1/2- [521]} > \Omega_0^{pp}$ $\tilde{\Omega}_0^{\tilde{\nu}1/2- [521]} > \tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2}$ $\tilde{\Omega}_0^{\tilde{\nu}1_{13/2}} > \Omega_0^{pp}$ $\tilde{\Omega}_0^{\tilde{\nu}} > \Omega_0^{pp}$	$i_{\tilde{\nu}1/2- [521]} \approx 0.5$ $i_{\tilde{\nu}1_{13/2}} \approx 4 \rightarrow 0$ $i_{\tilde{\nu}} < i_{\tilde{\nu}1_{13/2}}$	$\hbar\omega_c^{\tilde{\nu}1/2- [521]} < \hbar\omega_c^{pp}$ $\hbar\omega_c^{\tilde{\nu}1_{13/2}} > \hbar\omega_c^{pp}$ $\hbar\omega_c(\tilde{\nu}) \lesssim \hbar\omega_c^{pp}$
Z, N	$\tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1/2- [521]} > \Omega_0^{pp}$ $\tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}} > \Omega_0^{pp}$	$i_{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1/2- [521]} \approx 2.5 \rightarrow 4.5$ $i_{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}} \approx 6 \rightarrow 4$	$\hbar\omega_c^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1/2- [521]} < \hbar\omega_c^{pp}$ $\hbar\omega_c^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}} > \hbar\omega_c^{pp}$ $\hbar\omega_c^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}} > \hbar\omega_c(\tilde{\pi} h_9/2)$ $\hbar\omega_c^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1_{13/2}} > \hbar\omega_c(\tilde{\nu}1_{13/2})$

Además, $\tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2} \approx \Omega_0^{pp}$ mientras que $\tilde{\Omega}_0^{\pi h_9/2 \otimes \tilde{\nu}1/2- [521]} \approx \tilde{\Omega}_0^{\tilde{\nu}1/2- [521]}$ indicando que la hipótesis de deformación no es válida al menos en la zona de W y Os.

En cuanto al retraso de las frecuencias de cruce, las del $\tilde{\nu}1_{13/2}$ son las más retrasadas de todas excepto en el ^{185}Os que es muy próxima a la del par-par. Esto es consistente con el hecho que el neutrón está completando capa y por lo tanto menos alineable por lo que el efecto de "blocking" es menor que en los casos con N menores. Simultáneamente con esta disminución del retraso de la frecuencia de cruce del neutrón hay un incremento en el retraso de la misma en el $\tilde{\pi}h_9/2$. Llegando a ser en el caso del ^{185}Ir mayor que la de $\tilde{\nu}1_{13/2}$ en el ^{185}Os , ésto es consistente con la hipótesis de doble "blocking", donde el protón adquiere mayor relevancia en la participación de la banda s.

Por otro lado, el hecho que la suma de los alineamientos de las componentes favorecida y desfavorecida del neutrón dé muy próxima al alineamiento que gana la banda s del núcleo par-par vecino ha llevado a testear este argumento en la zona de las tierras raras pesadas. El alejamiento, cada vez más pronunciado, de este comportamiento en la zona de los Os ha abonado la hipótesis de la participación del par de $\tilde{\pi}h_9/2$ en la estructura de la banda s, obteniéndose valores cada vez más altos de participación, del protón, en esta zona. Todo parece indicar que a medida que el nivel $1/2- [541]$ se acerca al nivel de Fermi, el par de $\tilde{\pi}h_9/2$ adquiere una mayor presencia de éste en la estructura de la banda s. En síntesis, la estructura de la banda s propuesta es:

$$|s\rangle = \alpha_\pi \cdot \beta_{\pi_2}^\dagger \beta_{\pi_1}^\dagger |0\rangle + \alpha_\nu \cdot \beta_{\nu_2}^\dagger \beta_{\nu_1}^\dagger |0\rangle$$

donde los coeficientes α_π van incrementándose paulatinamente. En el caso del ^{171}Ta el $\tilde{\pi}h_{9/2}$ no experimenta un retraso sustancial en la frecuencia de cruce, respecto a la del par-par, indicando una participación despreciable por parte del par de protones.

Con esta composición es posible entender la ganancia de alineamiento en núcleos impares y doblemente impares, teniendo en cuenta casos con bloqueo alternativo y doble.

Hay que destacar que un análisis de la banda s dentro del modelo "cranking" bajo las mismas condiciones que en la banda g no ha dado resultados satisfactorios, debido a diversos factores enunciados en el capítulo 4. La falta de bandas con condiciones estables o con un número suficiente de puntos a los que se les pudiera realizar un ajuste considerando tres parámetros libres ($\mathfrak{G}_0, \mathfrak{G}_1, i$), ha imposibilitado encontrar un conjunto de núcleos vecinos con los que se pudiera realizar un análisis del comportamiento de los parámetros como en la región de frecuencias de la banda g .

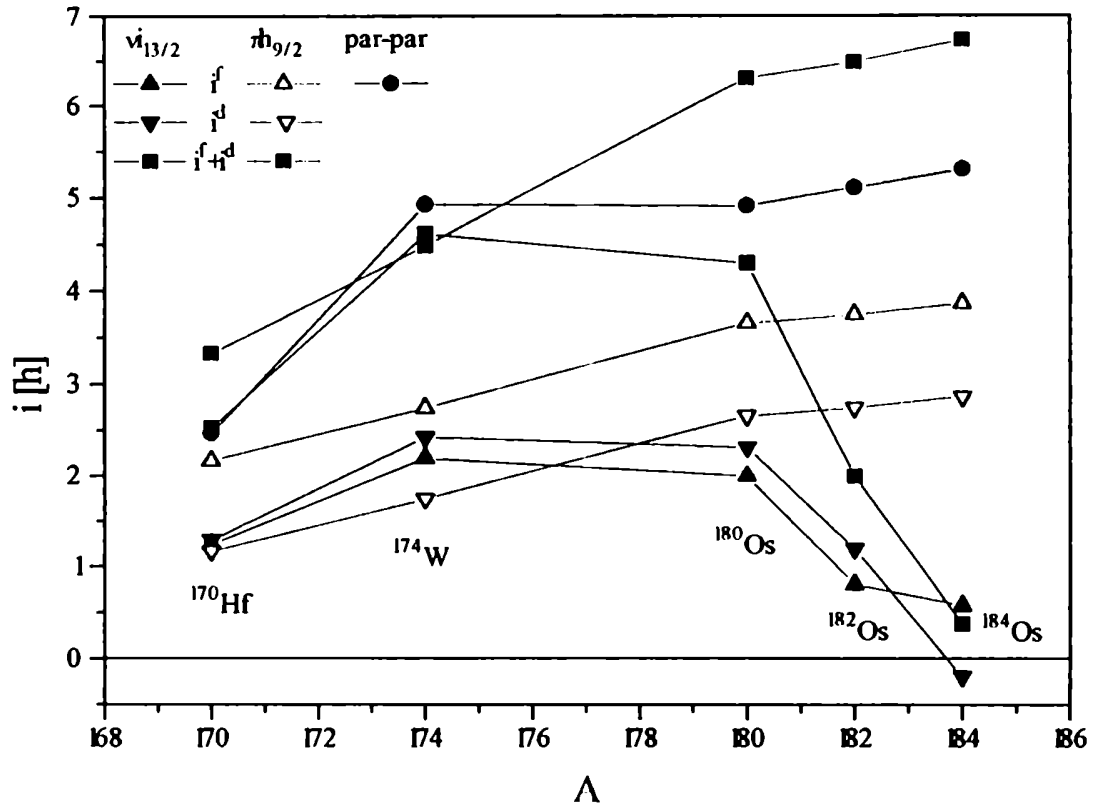


FIGURA 4.15: Alineamientos de bandas g de $\tilde{\pi}h_{9/2}$ (triángulos verdes), $\tilde{\nu}i_{13/2}$ (triángulos azules) y de la banda s del par-par (círculos rojos) vecino en función del número másico. Con triángulos hacia arriba se indican las componentes de signatura favorecidas ($\alpha = 1/2$), mientras que con triángulos hacia abajo se indican las componentes de signatura desfavorecidas ($\alpha = -1/2$). Con cuadrados se indican las sumas de los alineamientos de ambas componentes de signatura. En aquellos casos en los que no se conoce el alineamiento de la componente desfavorecida del $\tilde{\pi}h_{9/2}$ se ha supuesto que tiene $1\hbar$ menos que la favorecida.

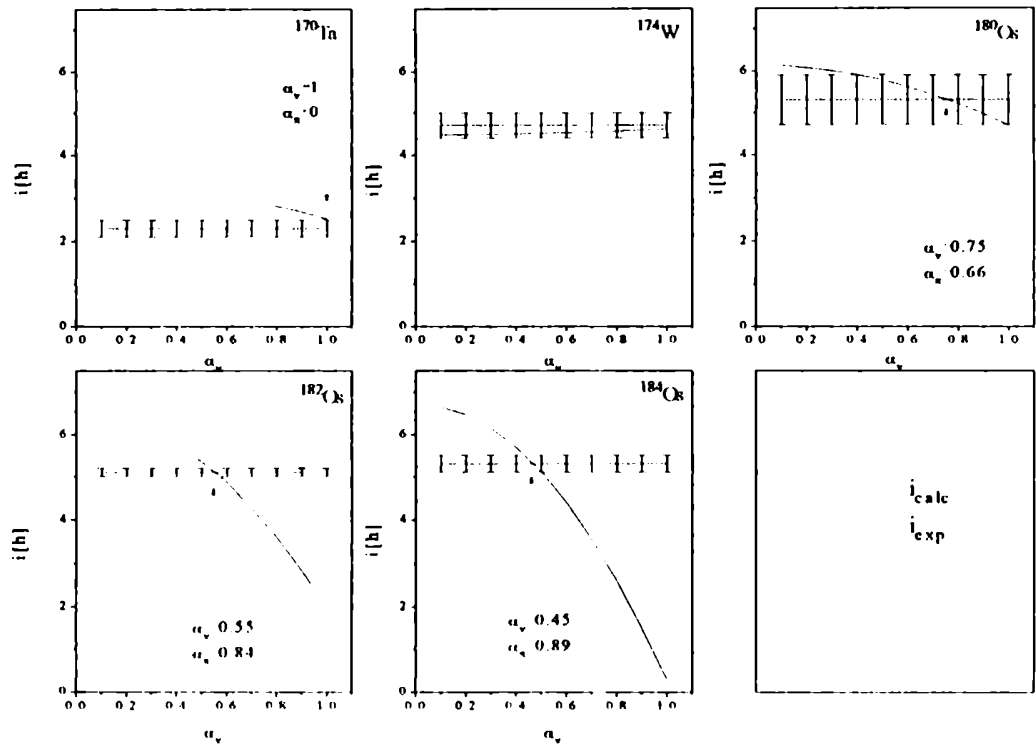


FIGURA 4.16: Coeficientes $\alpha_{n,\nu}$ correspondientes a los núcleos estudiados.

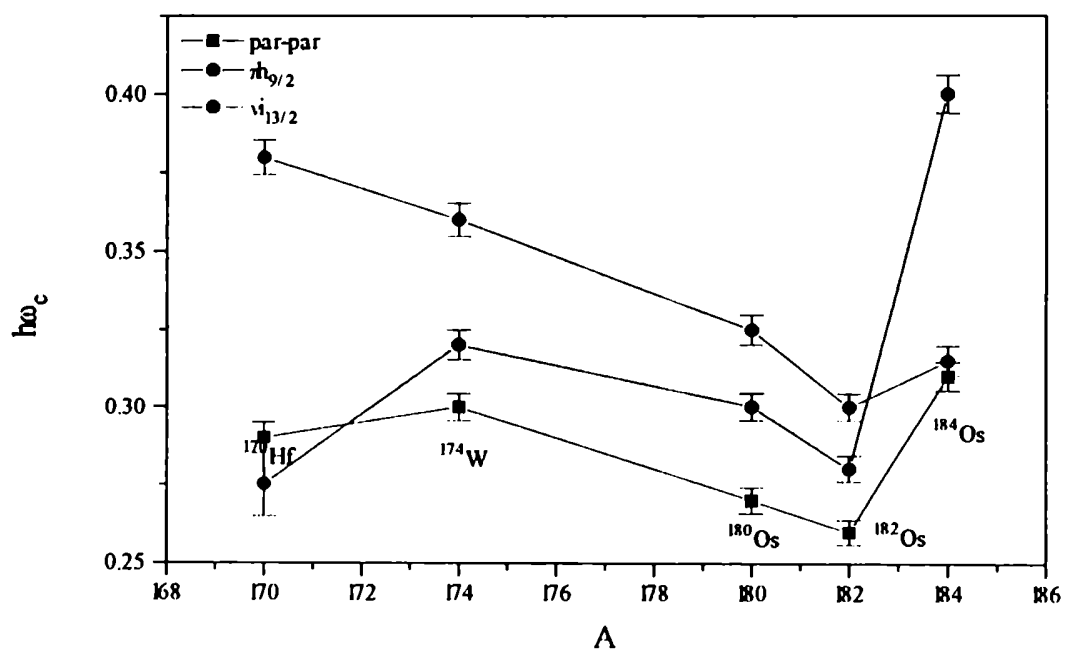


FIGURA 4.17: Frecuencia angular en función del número másico de las componentes de signatura $\alpha = 1/2$ correspondientes a las bandas $\tilde{\pi}h_{9/2}$ y $\tilde{\nu}i_{13/2}$.

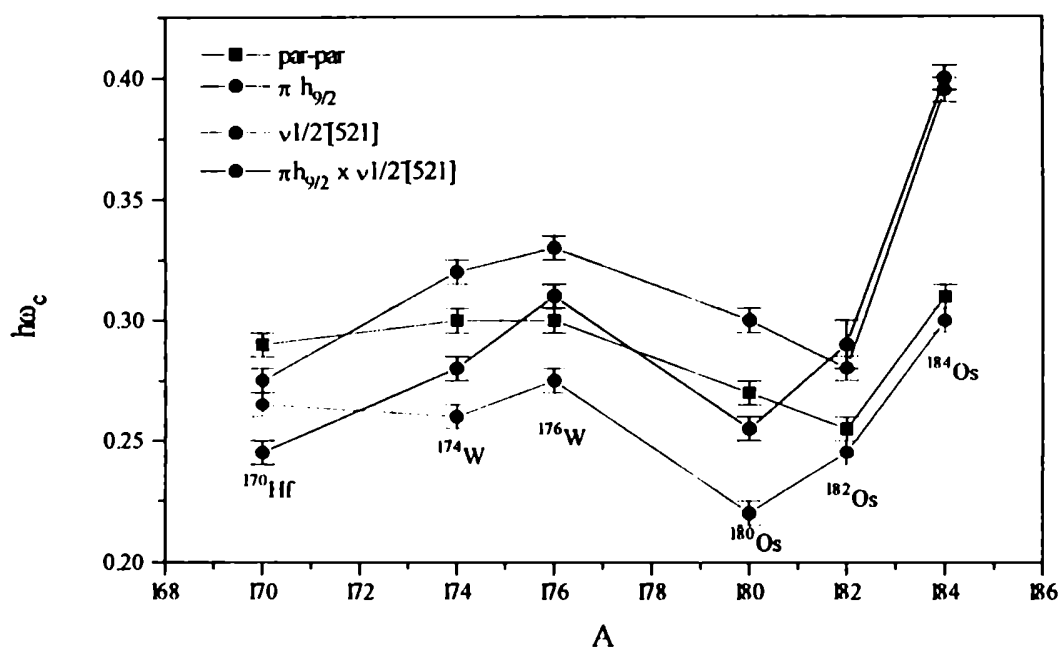


FIGURA 4.18: Frecuencia angular en función del número másico de las componentes de $\alpha = 1/2$ correspondientes a las bandas $\pi h_{9/2}$, $\nu 1/2-[521]$ y la del doblemente impar.

BIBLIOGRAFIA

- [1] A. Johnson, H. Ryde y J. Sztarkier, *Phys. Lett.* 34B, (1971) 605.
- [2] B. R. Mottelson y J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.* 5, (1960) 511.
- [3] F. S. Stephens y R. S. Simon, *Nucl. Phys.* A183, (1972) 257.
- [4] E. Grosse, F. S. Stephens y R. M. Diamond, *Phys. Rev. Lett.* 31, (1973) 840.
- [5] I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* 38, (1977) 1454.
- [6] P. Ring and P. Schuck, *The many-body Problem*, 1980, Springer-Verlag New York.
- [7] A. Faessler and M. Ploszajczak, *Phys. Lett.* 76B, (1978) 1.
- [8] J. Simpson et al., *Phys. Rev. Lett.* 54, (1985) 1132.
- [9] R. Bengtsson y S. Frauendorf, *Nucl. Phys.* A314, (1979) 27.
- [10] R. Bengtsson y S. Frauendorf, *Nucl. Phys.* A327, (1979) 139.
- [11] F. S. Stephens, P. Kleinheinz, R. K. Sheline and R. S. Simon, *Nucl. Phys.* A222, (1974) 235.
- [12] A. Neskakis et al., *Nucl. Phys.* A261, (1976) 189.
- [13] J. D. Garret y S. Frauendorf, *Phys. Lett.* 108B, (1982) 77.
- [14] G. D. Dracoulis, C. Fahlander y A. P. Byrne, *Nucl. Phys.* A401, (1983) 490.
- [15] R. Kaczarowski et al., *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, Florencia, Italia, editado por P. Blasi y R. A. Ricci, Vol. 1 (1983) 181.
- [16] A. J. Kreiner et al., *Phys. Lett.* 215B, (1988) 629.
- [17] D. Santos et al., *Phys. Rev.* C39, (1989) 902.

- [18] A. Kreiner, *Nucl. Phys.* A520, (1990) .
- [19] A. J. Kreiner et al., *Phys. Rev.* C40, (1989) R487.
- [20] R. Kaczarowski et al., *Phys. Rev.* C45, (1992) 103.
- [21] GA.SP. Experiment, *Int. Rep. INFN* BE-90, (1990) 11.
- [22] A. J. Kreiner et al., *Phys. Rev.* C42, (1990) 878.
- [23] A. J. Kreiner, P. Thieberger and E. K. Warburton, *Phys. Rev.* C34, (1986) .
- [24] Sauvage et al, en prensa, *Nucl. Phys.*
- [25] A. J. Kreiner et al., *Phys. Rev.* C50, (1994) R530.
- [26] A. J. Kreiner et al., *Nucl. Phys.* A583, (1995) 209.
- [27] A. Bohr, I. Hamamoto and B. R. Mottelson, *Phys. Scr.* 26, (1982) 267.
- [28] A. J. Kreiner et al., *Phys. Rev.* C36, (1987) 2309.
- [29] J. Davidson et al., *Z. Physik* A324, (1986) 363.
- [30] R. Pirchio, *Tesis de Licenciatura*, 1995, Fac. Cs. Exactas y Naturales, U. B. A.
- [31] A. O. Macchiavelli y E. Browne, *Nucl. Data Sheets* 69, (1993) 903.
- [32] J. C. Bacelar et al., *Nucl. Phys.* A442, (1985) 547.
- [33] A. J. Kreiner et al., *Phys. Rev.* C29, (1984) R1572.
- [34] A. J. Kreiner et al., *Nucl. Phys.* A432, (1985) 451.
- [35] D. Hojman, *Tesis de Licenciatura*, 1984, Fac. Cs. Exactas y Naturales, U.B.A.
- [36] A. Burlon, *Tesis de Licenciatura*, 1995, Fac. Cs. Exactas y Naturales, U.B.A.
- [37] M. A. Cardona et al., enviado *Phys. Lett. B*, (1995).
- [38] A. J. Kreiner, *Nucl. Phys.* A553, (1993) 535c.
- [39] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* 74, (1995) 165.
- [40] R. B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 58, (1989) 243.
- [41] C. J. Gallagher y S. A. Moskowski, *Phys. Rev.* 111, (1958) 1282.

- [42] V. S. Shirley, *Nucl. Data Sheets* 66, (1992) 69.
- [43] V. S. Shirley, *Nucl. Data Sheets* 75, (1995) 377.
- [44] T. Kibedi et al., *Nucl. Phys.* A539, (1992) 137.
- [45] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* 68, (1993) 747.
- [46] R. B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 62, (1991) 101.
- [47] T. Kutsarova et al., *Nucl. Phys.* A587, (1995) 111.
- [48] V. P. Janzen et al., *Phys. Rev. Lett.* 61, (1988) 2073.
- [49] R. B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 65, (1992) 589.
- [50] S. Andre et al., *Phys. Rev. Lett.* 38, (1977) 327.
- [51] S. Andre et al., *Nucl. Phys.* A325, (1979) 445.
- [52] R. B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 55, (1988) 583.
- [53] A. Bohr and Mottelson, *Nuclear Structure* vol. 2, Benjamin, 1975, Reading, Mass. USA.
- [54] A. J. Kreiner, *Proceedings of the XII Workshop on Nuclear Physics*, ed. M. A. Cambiaggio, A. J. Kreiner y E. Ventura, World Scientific, (1989) 137-155.
- [55] A. J. Kreiner, *International Conference on Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics*, ed. R. Casten, A. Frank, M. Moshinsky and S. Pittel, World Scientific (1988) 521.
- [56] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* 62, (1991) 1.
- [57] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* 71, (1994) 81.
- [58] G. Marti et al., *Proceedings of the XV Workshop on Nuclear Physics*, ed. J. F. Niello, C. P. Massolo y L. Szybisz, World Scientific, (1993) 191-202.
- [59] G. Levinton, *International Conference on Nuclear Dynamics at Long and Short Distances*, Angra dos Reis, Abril 1996.
- [60] A. J. Kreiner et al., *Nucl. Phys.* 489, (1988) 525.
- [61] F. Dönau, *Nucl. Phys.* A471 (1987) 469.
- [62] R. Bengtsson, S. Frauendorf and F. R. May, *At. Data and Nucl. Data Tables* 35, (1986) 15.

- [63] S. M. Harris, *Phys. Rev.* 138, (1965) B509.
- [64] M. A. J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and B. Buck, *Phys. Rev.* 178, (1969) 1864.
- [65] O. Saethre et al., *Nucl. Phys.* A207, (1973) 486.
- [66] A. J. Kreiner and D. Hojman, *Phys. Rev.* C36, (1987) R2173.
- [67] L. L. Riedinger, *Nucl. Phys.* A347, (1980) 141.