Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Las vibraciones gamma y la estructura de la superficie de Fermi nuclear

Hernández, Ester Susana

1973

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:
Hernández, Ester Susana. (1973). Las vibraciones gamma y la estructura de la superficie de Fermi nuclear. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1420_Hernandez.pdf

Cita tipo Chicago:
Hernández, Ester Susana. "Las vibraciones gamma y la estructura de la superficie de Fermi nuclear". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1973. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1420_Hernandez.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

LAS VIBRACIONES GAMMA Y LA ESTRUCTURA DE LA SUPERFICIE DE FERMI NUCLEAR

Tesis doctoral

de

Ester Susana Hernández

dirigida por el Dr. Angel Luis Plastino

- 1973 -

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

1420 =

Pág.

CAPITULO 1. Introducción.

1.1. El problema nuclear 1

1.2. Métodos de trabajo. Los núcleos deformados pesados 4

1.3. Consistencia formal de la teoría 5

1.4. Objetivos de este trabajo 7

CAPITULO 2. La aproximación de fases al azar.

2.1. Generalidades 11

2.2. La transformación de cuasi partículas 12

2.3. Qué hacer con la interacción residual 14

2.4. El modelo esquemático 19

2.5. La interacción separable. Método VPK 22

2.6. Los observables nucleares. (a) Las probabilidades de transición multipolar eléctrica 27

2.7. Los observables nucleares. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia de un nucleón 30

2.8. Los observables nucleares. (c) La desintegración beta 36

CAPITULO 3. Las interacciones residuales.

3.1. La interacción Delta superficial. (a) Generalidades 39

3.2. La interacción Delta superficial. (b) Los elementos de matriz 41

3.3, la interacción Delta superficial. (c) El método VPK 48

CAPITULO 4. Aplicaciones de la interacción Delta superficial a las tierras raras.

4.1. Generalidades 51

4.2. Detalles de los cálculos. (a) Las energías y probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica 57

4.3. Detalles de los cálculos. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia 60

4.4. Detalles de los cálculos. (c) Los distintos términos de la interacción 72

4.5. Detalles de los cálculos. (d) La desintegración beta 79

CAPITULO 5. Examen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SDI.

5.1. Discusión de los resultados. (a) Las energías y probabilidades de transición 83

5.2. Discusión de los resultados. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia 86

5.3. Discusión de los resultados. (c) Los distintos términos de la interacción 92

CAPITULO 6. Aplicaciones de la interacción independiente del estado.

6.1. Generalidades 97

6.2. Detalles de los cálculos. (a) Las energías y probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica 98 102

6.3. Detalles de los cálculos. (c) Los distintos términos de la interacción 109

CAPITULO 7. Examen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SIF.

7.1. Discusión de los resultados. (a) Las energías y probabilidades de transición 121

7.2. Discusión de los resultados. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia 122

7.3. Discusión de los resultados. (c) Los distintos términos de la interacción 125

CAPITULO 8. Conclusiones.

8.1. Resumen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SDI 127

8.2. Resumen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SIF 129

8.3. Conclusiones finales 131

CAPITULO 1. Introducción.

1.1. El problema nuclear

Las teorías microscópicas de la estructura nuclear descansan sobre dos hipótesis. Una de ellas es que los grados de libertad asociados con los campos de mesones en los núcleos pueden ser reemplazados por potenciales entre los nucleones; la otra consiste en suponer que, además, los potenciales corresponden a interacciones de dos cuerpos. La determinación de los elementos de matriz de la interacción nucleón-nucleón para su inclusión en cálculos posteriores de la estructura nuclear es un problema complicado, aún no resuelto en su totalidad. Experimentalmente, es posible obtener, por análisis de datos de dispersión de nucleones libres, los elementos de matriz de la capa de energía (65Ba1); aún así, el comportamiento de los nucleones libres es, a priori, muy diferente del de dos nucleones en un núcleo; por ejemplo, en el último caso el principio de Pauli restringe los estados finales accesibles a las partículas dispersadas. La relación entre la matriz de interacción nucleón-nucleón en un núcleo y la de interacción libre nos enfrenta con un problema delicado, cuya solución hasta el momento está dada en la teoría de Brückner (58Br1). No nos detendremos en esta cuestión; remitiremos al lector a los trabajos de revisión de Baranger (65Ba1), Day (67Da1), Ball y Squires (61Ba1), entre otros. Para los fines prácticos, la forma usual de elegir la interacción es dotarla de una forma analítica con parámetros ajustables por la experiencia. Este es, efectivamente, el procedimiento corriente en espectroscopía nuclear teórica.

El éxito del modelo de capas para explicar algunas características nucleares ha dado fundamento a la hipótesis de que existe en los nú-

cleos un campo promedio en el cual los nucleones se mueven casi independientemente. Dado que las fuerzas nucleares son intensas y de corto rango, la paradoja del movimiento casi independiente no ha podido ser explicada más que a través de la teoría de la materia nuclear (58Br1, 58Go1 y 60Mo1). Actualmente, la evidencia experimental a favor de la existencia de un campo nuclear promedio sugiere que se emprenda el camino del cálculo de observables nucleares construyendo funciones de onda de prueba como determinantes de Slater de funciones de partículas independientes (p. i.). Este es el método de Hartree-Fock (HF); para detalles recomendamos los trabajos de Ripka (68Ri1) y Villars (63Vi1, 66Vi1) entre otros.

Sin embargo, además del efecto de campo nuclear promedio hay otra característica de la fuerza nucleón-nucleón que puede ser reproducida por un Hamiltoniano que representa excitaciones casi independientes. Este es el efecto de "apareamiento" de las fuerzas nucleares que hace que dos partículas que tienen el mismo impulso angular interactúen con más intensidad cuando la superposición de las funciones de onda angulares es máxima, es decir, cuando están acopladas a impulso angular total nulo. Este efecto se puede tener en cuenta si se resuelve la ecuación variacional para una función de onda de prueba construída con funciones de onda individuales de cuasi partículas (c. p.) y el método se denomina de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) (59Bo1, 61Ba1). Las cuasi partículas se representan en el lenguaje de segunda cuantificación como combinaciones lineales de operadores de creación y destrucción de p. i. (transformación general de HFB). Bloch y Messiah (62Bl1) han mostrado que la transformación puede dividirse en tres transformaciones sucesivas: una unitaria del tipo de HF, una

tranformación de Bogoliubov-Valatin (BV) (ver sección 2.2) y una segunda transformación unitaria como la primera. El resultado de estas tres transformaciones es desacoplar aproximadamente los grados de libertad del Hamiltoniano nuclear. Resumiendo lo dicho hasta ahora, tenemos lo siguiente: el Hamiltoniano para A nucleones es de la forma

$$H = \sum_{i=1}^{A} p_i^2/2m + (1/2) \sum_{i,j=1}^{A} V_{ij} , \qquad (1.1)$$

donde V_{ij} es un potencial de dos cuerpos. El método de HF conduce a una separación de (1.1) en dos partes

$$H = H_0 + v, \qquad (1.2)$$

donde H_0 es un Hamiltoniano de p. i. y v es la interacción residual entre partículas. El método HFB conduce a una separación similar,

$$H = H_0^{c.p.} + v^{c.p.} , \qquad (1.3)$$

donde $H_0^{c.p.}$ es un Hamiltoniano de c. p. independientes y $v^{c.p.}$ es la interación residual entre ellas. El término de orden cero H_o o $H_0^{c.p.}$ define una base de funciones de onda de p. i. o de c. p. independientes que dan cuenta de una gran parte de la interacción real entre nucleones a través del campo autoconsistente.

El paso siguiente es resolver la ecuación de autovalores

$$H |\Psi_n\rangle = E_n |\Psi_n\rangle , \qquad (1.4)$$

Este es, entonces el problema secular nuclear.

1.2. Métodos de trabajo. Los núcleos deformados pesados.

Para resolver el problema secular (1.4), tradicionalmente se han seguido dos líneas. Una de ellas consiste en buscar un Hamiltoniano modelo simplificado, que retiene algunas características del Hamiltoniano nuclear pero que es invariante frente a ciertos grupos de transformaciones (ver, por ej., el curso de Elliot, ref. 66Ki1). La otra consiste en retener el Hamiltoniano en la forma (1.2) o (1.3) y buscar la manera de restringir el espacio de configuraciones en que se expande la función de onda $|\psi_n\rangle$, de modo de hacer posible una diagonalización. Esta situación ocurre, por ejemplo, en los núcleos próximos a capas cerradas y para los núcleos par-par, cuyos estados de baja energía son, esencialmente, combinaciones de configuraciones de dos partículas (o c. p.). En este contexto, la aproximación de fases al azar (RPA) en la representación de c. p. (QRPA) ha sido utilizada por varios autores para comprender, desde el punto de vista microscópico, las propiedades del espectro de baja energía de estos núcleos. A partir de los trabajos pioneros de Kisslinger y Sorensen (60Ki1) utilizando la representación de c. p. , y de Arvieu (60Ar1, 63Ar1) y Baranger (60Ba1) se ha acumulado evidencia en favor de la aplicación de estos métodos, especialmente debido a que ellos permiten reproducir aproximadamente las grandes probabilidades de transición electromagnética de los estados llamados colectivos a los correspondientes estados fundamentales.

En el caso de los núcleos muy deformados que pueden hallarse en las regiones de tierras raras y transuránidos, el investigador enfrenta una cuestión bastante seria. Para estos núcleos, la densidad de niveles de p. i. es sumamente alta y las funciones de onda de base generan un espacio de tal dimensión

que el problema secular (1.4) se hace prácticamente insoluble desde el punto de vista numérico. Por esta razón, la mayoría de los autores que se acercaron al tema (61Sz1, 61Be2, 63Be1, 64Be1, 64Ve1, 65Ma1, 65Be1, 65Be2, 66Ud1, 67Fa2, 67Fa3, 68Fa1) han recurrido al modelo esquemático de Brown y Bolsterli (59Br1). La característica esencial de este modelo consiste en que asume que la interacción es separable, esto es, que los elementos de matriz de la interacción misma se pueden factorizar en un producto de elementos de matriz de operadores de un cuerpo. La ventaja de esta hipótesis es que la ecuación de diagonalización de la matriz de QRPA se reduce a una ecuación secular muy sencilla cuya solución numérica es casi inmediata.

Sin embargo, la introducción de la hipótesis de esquematicidad dentro de la QRPA involucra despreciar ciertos términos de la interacción que aparecen en las correspondientes matrices. Esto ocurre porque si la fuerza es de tipo multipolar simple (67Fa1, 67Fa2, 68Fa1) sólo el elemento de matriz de interacción partícula-agujero es separable como lo requiere el modelo esquemático. En el caso de núcleos esféricos, próximos a capas cerradas, se ha mostrado (66Lo1) que el empleo de tal modelo conduce a una sobreestimación de las probabilidades de transición multipolar eléctrica de los estados colectivos al fundamental. Por lo tanto la utilización de tal modelo deja un margen de duda acerca de su legitimidad, y se impone buscar un método que permita incluir todos los elementos de matriz de la fuerza, por lo menos para ciertas fuerzas, de modo de proporcionar una comparación cuyo resultado sea recomendar o desechar la hipótesis de esquematicidad.

1.3. La consistencia formal de la teoría.

La aproximación de fases al azar puede ser derivada de va-

rias formas, esencialmente

a) El método de la función de Green (57Fe1, 61Th1),

b) La teoría de HF dependiente del tiempo (57Fe2, 59Ge1, 61Th2, 62Ba1, 66Gi1, 66Ro1),

c) El método de linealización de las ecuaciones de movimiento (también conocido como aproximación de cuasi bosón, c. b.) (57Ba1, 60Ba1, 61Sa1, 60Ar1, 63Ar1).

El método de la función de Green es el más riguroso, aunque la teoría de HF dependiente del tiempo es muy elocuente desde el punto de vista físico y es útil para conectar la RPA (o QRPA) con los modelos vibracionales fenomenológicos. Sin embargo, como derivación de la RPA, no agrega nada al método de linealización de las ecuaciones de movimiento. Además, recientemente Rowe (68Ro1) ha mostrado cómo se pueden obviar los problemas de linealización trabajando con valores medios de las ecuaciones de movimiento; el método es potencialmente exacto y cuando se rederiva la RPA a través de él se puede ver, precisamente, qué términos se desprecian en ésta.

Sin embargo, la aproximación de c. b. es razonable en tanto las densidades de c. p. en el estado fundamental (e. f.) correlacionado son pequeñas. Un cálculo correcto en el formalismo de la QRPA debe necesariamente concluir con una estimación de esas densidades, como verificación a posteriori de la legitimidad de la aproximación, pues de no ser pequeñas, la hipótesis (secciones 2.3 y 2.7) de que es posible reemplazar el vacío de los c. b. (e.f. de la QRPA) por el vacío de las c. p. (e.f. de HFB) no es válida y la teoría carece de fundamento.

Por otra parte, se ha señalado que la QRPA sobreestima la energía del punto cero de las vibraciones nucleares y las correcciones de correla-

ción a las probabilidades de ocupación que predice la teoría de HF (68Be2, 68Pal, 59Jel, 71Sol, 70Dal, 70Kll). Concretamente, De Providencia y Weneser (70Dal) han mostrado con gran detalle que para una fuerza multipolar y una base esférica de p. i., este efecto puede atribuírse al tratamiento de los términos de intercambio en el elemento de matriz de interacción partícula-agujero.

1.4. Objetivos de este trabajo.

Como dijimos en la sección anterior, una cuestión que permanece abierta, pese al éxito de los métodos de c. p. (en particular, de la QRPA) para describir el espectro de baja energía de los núcleos deformados, es la legitimidad de la aproximación esquemática. En los últimos años, se ha propuesto un formalismo que permite simplificar el problema de diagonalización en la QRPA y hacerlo numéricamente resoluble, siempre que la interacción pueda representarse como una suma finita de expresiones separables (69Vul). La ventaja de este método reside en el hecho de que es posible retener todas las contribuciones de la interacción a las matrices de QRPA (Capítulo 2) sin descartar ninguna. Por lo tanto, uno de los objetivos de este trabajo es estudiar la importancia de los términos que se desechaban en las anteriores descripciones de excitaciones colectivas en núcleos par-par deformados. Para tal fin, se han estudiado las vibraciones gamma en la región de los núcleos de las tierras raras. Se ha intentado predecir, mediante una elección adecuada de los parámetros de acoplamiento, la tendencia sistemática de las energías de las cabezas de banda γ-vibracionales y de sus probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica B(E2) al e. f. Se han agregado, para ilustración de las diferencias entre las funciones de onda que provienen de los dos procedimientos (esquemático y no esquemático) algunas predicciones de

log ft para desintegración beta. Además, se ha profundizado la investigación acerca de las discrepancias entre los dos tratamientos y la importancia relativa de los distintos términos de la interacción residual, seleccionando todas las combinaciones posibles de elementos de matriz que pueden aparecer en las matrices de QRPA, y construyendo en cada caso, los diagramas de parámetros de acoplamiento, B(E2) y número de c. p. en el e. f. correlacionado.

Por otra parte, hemos destacado también que hay otro punto candente que tiene que ver con la consistencia misma de la teoría, es decir, la legitimidad de la aproximación de c. b. Puede ser interesante analizar en qué grado los estados colectivos de baja energía que describe la QRPA inducen correlaciones en el e. f.; una investigación sistemática sobre este tema servirá un triple propósito, que es el que aquí perseguimos. En primer término, proporcionará alguna idea en lo que se refiere a la consistencia de la QRPA en tanto se aplica a los núcleos deformados pesados; en efecto, hasta el momento este tipo de prueba se ha realizado numéricamente para núcleos esféricos (cerca de capas cerradas) (63Gol, 65Sal, 69Agl, 70Cml) y sin hacer referencia a una representación de c. p. Además la literatura corriente sobre el tema trata de densidades de partículas y su relación con la interacción partícula-agujero, antisimetrizada y no antisimetrizada (68Ro2, 70Dal, 70Kll, 69Jol, 71Scl). Por lo tanto es interesante también revisar la conocida teoría de las correlaciones -originalmente propuesta por Brown y Jacob (63Br2) para el caso del modelo esquemático , más tarde extendida por Rowe (68Ro2)- para el caso de un gas de c. p., dado que para éste, la interacción residual contiene elementos de matriz del tipo partícula-partícula y partícula-agujero. Finalmente, como veremos en el Capítulo 2, se puede mostrar fácilmente que las densidades de c. p. están relacionadas con cantidades observables, como las

amplitudes de transferencia de un nucleón en procesos de captura ("stripping") y " pick up". En consecuencia, la medición de las secciones eficaces de estos procesos puede arrojar luz sobre algunos detalles relevantes de la estructura del e. f. nuclear.

Para terminar esta sección, fundamentaremos nuestro último objetivo. Como el problema secular nuclear es tan complicado desde el punto de vista de los cálculos, Faessler y Plastino (68Fal) han propuesto una interacción muy sencilla que ha mostrado ser capaz de suministrar una primera idea, bastante buena, de las figuras de energía y $B(E\lambda)$ en las regiones de núcleos deformados pedados. La característica esencial de esta interacción consiste en que es independiente del estado, hecho que simplifica notablemente la tarea numérica. Una tal interacción es, pues, muy útil para intentar una primera interpretación, rápida, de los datos experimentales.

Con esta fuerza a nuestra disposición, podemos proponernos el último doble objetivo. Primero, se puede intentar examinar en qué medida la naturaleza de los orbitales de p. i. determina la estructura del e. f. nuclear, con relación además a las diferencias que puede haber entre las descripciones esquemática y no esquemática. Segundo, se puede pretender probar la consistencia de la QRPA en el límite de una interacción residual muy fuerte. En efecto: La suposición central de la aproximación de c. b. (Capítulo 2) consiste en el reemplazo de ciertos conmutadores por sus valores medios en el e. f. de HFB. Sin embargo, este último método (HFB) desprecia la interacción residual entre las c. p., de modo que se podría esperar que cuanto más intensa es ésta, más pobre es la semejanza entre el vacío de los c. b. y el de las c. p. Ahora bien: una fuerza se puede hacer más intensa si su constante de acoplamiento aumenta. No obstante, ese parámetro no es

libre, ya que tiene que reproducir, por lo menos, la energía de la cabeza de banda. La manera alternativa de obtener una interacción intensa puede ser, entonces, hacer que esa fuerza sea efectiva con la misma intensidad siempre, no importa en qué estados se encuentren las partículas interactuantes. Tal fuerza es, precisamente, la independiente del estado. Es fácil ver que una interacción semejante reproduce el carácter colectivo del estado nuclear que se considera, pues si se diagonaliza , por ejemplo, una matriz cuyos términos son todos constantes e iguales a la unidad, sólo un autovalor decrece considerablemente respecto de los demás. Más detalles sobre esta interacción se dan en el Capítulo 3 (sección 3. 4).

En el Capítulo 2 presentamos la teoría general que conduce a la formulación de QRPA, el modelo esquemático y el formalismo no esquemático de Vuoetich y colaboradores. Se dan también en ese capítulo las formulaciones para obtener los observables nucleares que aquí se discuten. En el Capítulo 3 se presenta las dos interacciones residuales tenidas en cuenta en este trabajo, a saber, la interacción Delta de superficie (SDI) (64Ori,65Ori,67Fai) y la interacción independiente del estado (SIF) (68Fai, 72Bej). En los Capítulos 4 y 5 damos, respectivamente, los detalles de los cálculos efectuados con la SDI y la correspondiente discusión; análogamente, los capítulos 6 y 7 tienen que ver con la SIF. Finalmente, el Capítulo 8 resume las conclusiones.

CAPITULO 2. La aproximación de fases al azar.

2.1. Generalidades.

En este capítulo y el siguiente, la formulación que se presenta corresponde al caso de núcleos deformados con simetría axial. Es decir, la proyección K del impulso angular total del núcleo sobre el eje de simetría es un buen número cuántico, así como la paridad π. El modelo de p. i. en este caso asigna a los nucleones autoestados de un campo autoconsistente axialmente simétrico, cuyos correspondientes vectores de estado se representan, en el lenguaje de segunda cuantificación, por medio de operadores de creación a^{+}_{i},

$$|i\rangle = a^{+}_{i} |0\rangle , \qquad (2.1)$$

Aquí i designa el conjunto de números cuánticos (n. c.) que caracterizan el estado de p. i. (Inevitablemente, uno de esos n. c. ha de ser el magnético), y $|0\rangle$ representa el vacío de las p. i.,

$$a_{i} |0\rangle = 0, \qquad (2.2)$$

donde a_{i} es el conjugado hermitiano de a^{+}_{i}.

Si supnemos que el problema del campo autoconsistente nuclear está resuelto y que la solución es la base a^{+}_{i}, el Hamiltoniano del núcleo se escribirá en dicha base como

$$H = \sum_{k} \varepsilon_{k} a^{+}_{k} a_{k} + (1/4) \sum_{ijkl} \bar{V}_{ijkl} a^{+}_{i} a^{+}_{j} a_{l} a_{k}, \qquad (2.3)$$

siendo ε_k las auto energías de dicho campo y $\overset{A}{V}_{ijkl}$ los elementos de matriz antisimetrizados de la interacción residual no incluída en él,

$$\overset{A}{V}_{ijkl} = \langle i(1)\ j(2) \mid V \mid k(1)\ l(2) \rangle - \langle i(1)\ j(2) \mid V \mid k(2)\ l(1) \rangle . \tag{2.4}$$

El problema que nos proponemos resolver es entonces, el de dar cuenta, de una manera razonable, de la interacción residual cuya presencia inhabilita al puro modelo de capas en el caso nuclear.

2.2. La transformación de cuasi partículas.

Muchas veces es posible observar que la interacción residual actúa, principalmente, correlacionando con gran intensidad pares de partículas que aparecen en estados de p. i. reversos temporales uno de otro (58Bol, 59Bal, 62Gal). Adoptamos para la inversión temporal la siguiente convención de fases: si T es el operador de inversión (67Fa1, 67Fa2)

$$|\bar{i}\rangle = T \mid i\rangle = (-1)^{1/2-\Omega_i} |-i\rangle , \tag{2.5}$$

de manera que

$$T^2 = -1. \tag{2.6}$$

Si la interacción tiene esa propiedad, puede hallarse los

"modos normales" del Hamiltoniano (2.3) llevando a cabo una transformación que pasa de los operadores a^+, a a operadores b^+, b, que llamaremos de c. p. La transformación más simple que podemos buscar es del tipo (59Be1, 58Bo3),

$$b_i^+ = u_i\, a_i^+ + v_i\, a_i, \tag{2.7}$$

cuya condición de unitariedad es

$$u_i^2 + v_i^2 = 1. \tag{2.8}$$

Efectuando la transformación inversa de (2.7) sobre el Hamiltoniano (2.3), se obtiene

$$H = H_{00} + H_{11} + H_{20} + H_{22} + H_{31} + H_{40} + \text{conjugado Hermitiano}, \tag{2.9}$$

El primer subíndice (segundo) indica el número de operadores de creación (aniquilación) de c. p. que aparecen en el sumando en cuestión. Ahora bien: es sabido que la condición de mínima energía de ligadura (principio variacional) equivale, en esta representación, a la condición que expresa que el e. f. nuclear debe ser estable frente a excitaciones de dos c. p. (64Lal, 64Brl, 72Hel),

$$H_{20} = 0, \tag{2.10}$$

(condición de Brillouin). Como los términos a la derecha de H_{20} en (2.9) representan diversos tipos de interacción entre las c. p., en la medida en que sea po-

sible despreciar esa interacción se puede escribir

$$H = H_{00} + H_{11} = E_{00} + \sum_k e_k b_k^+ b_k \,. \tag{2.11}$$

Esta ecuación expresa que el Hamiltoniano ha sido diagonalizado y que sus modos normales de energía e_k son creados por los operadores de c. p., b_k^+.

2.3. Qué hacer con la interacción residual.

Hemos dicho que la transformación (2.7) llamada de Bogoliubov-Valatin, (de ahora en adelante, BV) diagonaliza al Hamiltoniano nuclear en tanto sea posible despreciar los términos de interacción H_{20}, H_{31} y H_{40} (y sus conjugados Hermitianos). El modelo puro de c. p. es eficiente para dar cuenta de algunos rasgos de núcleos en las zonas de gran deformación ($150 \lesssim A \lesssim 190$) por ejemplo) como la existencia de un "gap" del tipo de los superconductores en el espectro energético de los núcleos par-par, el espectro de excitaciones de una partícula de los núcleos par-impar y las diferencias de masa entre núcleos vecinos par-par y par-impar. Sin embargo, como hemos adelantado en la introducción, una importante propiedad de los núcleos par-par no puede ser descripta por un modelo de c. p. independientes. Es sabido que ciertos estados caracterizados por una deformación axialmente simétrica se conectan con el e. f. del núcleo en cuestión por una transición eléctrica multipolar ($E\lambda$) cuya intensidad supera en un orden de magnitud, al menos, a la que se esperaría de acuerdo con un modelo de p. i. o

de c. p. Este hecho expresa que, por lo menos, los estados "padres" deben describirse como una superposición de las configuraciones de c. p. que reproducen los observables K^{π}. El desarrollo de esta idea conduce al método de Tamm-Dancoff de c. p. (ver por ej. ref. 64Lal) sobre el cual mas nos explayaremos aquí. Una variante más razonable consiste en ampliar las posibilidades para construir el estado nuclear excitado de interés, admitiendo que la interacción residual entre c. p. es suficientemente intensa como para inducir transiciones de éstas a sus propios estados excitados, aún cuando el núcleo como un todo se encuentre en su estado fundamental. Es decir: Si $|nK^{\pi}\rangle$ es el vector del estado excitado caracterizado por K^{π} y cualesquiera otros n. c. designados por n, supondremos que es

$$|nK^{\pi}\rangle = \Omega^{+}_{nK^{\pi}} |A\rangle . \qquad (2.12)$$

Diremos que $\Omega^{+}_{nK^{\pi}}$ crea un "fonón" K^{π} sobre el estado fundamental $|QRPA(A)\rangle \equiv |A\rangle$ del núcleo de A partículas, que es (por hipótesis) el vacío de los fonones,

$$\Omega_{nK^{\pi}} |A\rangle = 0. \qquad (2.13)$$

Si podemos encontrar operadores Ω^{+}, Ω que cumplan i) la condición (2.13); ii) que permitan escribir el Hamiltoniano (2.9) bajo la forma

$$H = E_0 + \sum_I \omega_I \Omega^{+}_I \Omega_I , \qquad (2.14)$$

siendo ω_I la energía del estado $|nK^{\pi}\rangle = |I\rangle$; iii) que provean transiciones multipolares eléctricas del orden de magnitud deseado entre el estado $|nK^{\pi}\rangle$ y $|A\rangle$, el problema del manipuleo de la interacción residual estará resuelto. Para ello

consideremos cómo crear un par de c. p. acopladas a K^π: definamos un operador

$$B^{+}_{ijK^\pi} = b^{+}_i b^{+}_j \delta_{\Omega_i + \Omega_j, K} \delta_{\pi_i \cdot \pi_j \pi}, \qquad (2.15)$$

Notemos que el Hamiltoniano (2.9) se va a escribir como (obviando las deltas de acoplamiento) (63Ar1)

$$H = E_0 + \sum_{ijkl} \left\{ P_{ijkl} B^{+}_{ij} B_{kl} - (-)^{K} (1/2) Q_{ijkl} B^{+}_{ij} B^{+}_{kl} \right\} + \text{conjugado hermitiano} + R, \qquad (2.16)$$

donde P_{ijkl} y Q_{ijkl} son matrices que contienen combinaciones de elementos de matriz de la interacción residual entre las partículas y coeficientes u y v. El término R contiene a H^{+}, es decir, da cuenta de la interacción de los "pares" B^{+} con las c. p. b^{+} b.

Ahora bien, si buscamos una transformación de la forma

$$\Omega^{+}_{nK^\pi} = \sum_{ij} \left\{ X^{nK^\pi}_{ij} B^{+}_{ijK^\pi} - (-)^{K} Y^{nK^\pi}_{ij} B_{ij\bar{K}^\pi} \right\}, \qquad (2.17)$$

que matricialmente se expresa

$$\begin{pmatrix} \Omega^{+}_{K} \\ \Omega_{\bar{K}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X & -(-)^{K} Y \\ (-)^{K} Y & X \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^{+}_{K} \\ B_{\bar{K}} \end{pmatrix}, \qquad (2.18)$$

está claro que las amplitudes $X^{nK^\pi}_{ij}$, $Y^{nK^\pi}_{ij}$ son (68Rol, 68Ro2, 73Hel)

$$X^{n}_{MK} = \langle n\bar{K}^{\pi} | B^{+}_{nM^{\pi}} | A \rangle , \tag{2.19}$$

$$Y^{n}_{MK} = \langle A | B^{+}_{nM^{\pi}} | nK^{\pi} \rangle . \tag{2.20}$$

Una importante propiedad de los operadores B^{+}, B es la siguiente regla de conmutación,

$$\begin{aligned}
\left[B_{klM^{\pi'}} , B^{+}_{ijM^{\pi}} \right] = {} & (\delta_{il}\,\delta_{kj}\,\delta_{i+j,\,M^{\pi}} - \delta_{ik}\,\delta_{jl}\,\delta_{i+j,\,M^{\pi}})\,\delta_{MM}\,\delta_{\pi\pi'} + \\
& + (\delta_{jl}\, b^{+}_{i\,k+j,\,M^{\pi}}\, b_{k\,i+j,\,M^{\pi}} - \\
& - \delta_{il}\, b^{+}_{j\,k+i,\,M^{\pi}}\, b_{k\,j+i,\,M^{\pi}} - \\
& - \delta_{ik}\, b^{+}_{j\,l+i,\,M^{\pi}}\, b_{l\,j+i,\,M^{\pi}} + \\
& + \delta_{jk}\, b^{+}_{i\,l+j,\,M^{\pi}}\, b_{l\,i+j,\,M^{\pi}})\,\delta_{\pi\pi'} .
\end{aligned} \tag{2.21}$$

Es fácil comprobar que, si $|HFB\rangle$ es el vacío de las c. p., se verifica

$$\langle HFB | \left[B_{klM^{\pi'}} , B^{+}_{ijM^{\pi}} \right] | HFB \rangle = (\delta_{il}\,\delta_{kj} - \delta_{ik}\,\delta_{jl})\,\delta_{i+j,\,M^{\pi}}\,\delta_{MM}\,\delta_{\pi\pi'} . \tag{2.22}$$

Si hacemos la drástica suposición (aproximación de c. b., ver refs. 60Bal, 68Rol, 63Ar1)

$$\left[B_{kl\mathcal{N}'}, B^{+}_{ij\mathcal{M}^{\pi}} \right] \approx \langle HFB | \left[B_{kl\mathcal{N}'}, B^{+}_{ij\mathcal{M}^{\pi}} \right] | HFB \rangle , \tag{2.23}$$

y con ella resolvemos las ecuaciones de movimiento para los operadores de fonón Ω^{+}, obtenemos la siguiente ecuación secular,

$$\begin{pmatrix} P & -Q \\ Q & -P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

La resolución de las ecuaciones de movimiento bajo la hipótesis de c. b. (60Bal) es un procedimiento equivalente a despreciar el término R en el Hamiltoniano (2.16) (método de linealización de las ecuaciones de movimiento, 66Rol, 68Rol). Por otra parte, la ecuación (2.24) es, precisamente, la de diagonalización del Hamiltoniano a la forma (2.14) (63Arl). Las matrices P y Q han sido calculadas por varios autores (63Arl, 66Pll, 66Gil, 65Jel, 67Fal, 60Rol, 64Brl) y sus expresiones para el caso deformado son (67Fal)

$$\begin{aligned} P_{ijkl} = {} & (e_i + e_j)\,\delta_{ik}\,\delta_{jl} + (1/4)\,(u_i u_j + v_i v_j)(u_k u_l + v_k v_l)\,V^{A}_{ijkl} + \\ & + (1/4)\,(u_i u_j - v_i v_j)(u_k u_l - v_k v_l)\,V^{A}_{ijkl} + \\ & + (1/4)\,(u_i v_j - u_j v_i)(u_k v_l - u_l v_k)\,(V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} + V^{A}_{ik\bar{j}\bar{l}}) + \\ & + (1/4)\,(u_i v_j + v_j u_i)(u_k v_l + u_l v_k)\,(V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} - V^{A}_{ik\bar{j}\bar{l}}) \end{aligned} \tag{2.25}$$

$$
\begin{aligned}
Q_{ijkl} = &-(1/4)\,(u_i u_j + v_i v_j)(u_k u_l + v_k v_l)\,\hat{V}_{ijkl} + \\
&+(1/4)\,(u_i u_j - v_i v_j)(u_k u_l - v_k v_l)\,\hat{V}_{ijkl} + \\
&-(1/4)\,(u_i v_j - v_i u_j)(u_k v_l - v_k u_l)\,(\hat{V}_{i\bar{l}\bar{j}k} + \hat{V}_{ik\bar{j}l}) + \\
&+(1/4)\,(u_i v_j + v_i u_j)(u_k v_l + v_k u_l)\,(\hat{V}_{i\bar{l}\bar{j}k} - \hat{V}_{ik\bar{j}l}) .
\end{aligned}
\tag{2.26}
$$

2.4. El modelo esquemático.

El modelo esquemático propuesto por Brown y Bolsterli (59Br1) es una versión simplificada del problema de la interacción residual planteado en la sección 2.3, que relaciona la existencia de los estados colectivos con ciertas propiedades del elemento de matriz (e. m.) partícula-agujero (pa). Este modelo supone que dicho e. m. no antisimetrizado puede separarse en un producto de e. m. de un operador de un cuerpo θ,

$$
V_{i\bar{l}\bar{j}k} = \kappa \langle \bar{j} | \theta | i \rangle \langle k | \theta | \bar{l} \rangle , \tag{2.27}
$$

siendo κ una constante de acoplamiento. Esta hipótesis de separabilidad es razonable en tanto consideremos como interacción V el multipolo de orden J de una fuerza de corto rango (63Br1, 64Br1, 66Gil, 69Bel). En efecto: la parte del e. m. (2.27) que corresponde a S = 0 es de la forma

$$
V_{i\bar{l}\bar{j}k} = \langle \bar{j} \| F_J \| i \rangle \langle k \| F_J \| \bar{l} \rangle .
\tag{2.28}
$$

≡

$$\equiv$$

$$\cdot \iint r_1^2 \, r_2^2 \, dr_1 \, dr_2 \; \varphi_{i_1}(r_1) \; \varphi_{j_1}(r_1) \; f_J(r_1, r_2) \; \varphi_{\bar{l}_2}(r_2) \; \varphi_{k_2}(r_2) \, ,$$

donde las cantidades $\langle j \| F_J \| i \rangle$ son e. m. reducidos que provienen de integrar sobre las variables de spin y de isospin. Si la fuerza es de corto rango (típicamente, gaussiana), la parte radial de su multipolo de orden J puede escribirse como

$$f_J(r_1, r_2) \propto \exp\left[-(r_1/\alpha)^2\right] \left[\exp\left[-(r_2/\alpha)^2\right] i_J^J (i\, 2\, r_1\, r_2/\alpha^2) \simeq \right.$$

$$\simeq \frac{\exp\left[-(r_1/\alpha)^2\right] \exp\left[-(r_2/\alpha)^2\right] 2^J}{\left[(2J+1)!!\right]^2} \left(\frac{r_1 \, r_2}{\alpha^2}\right)^J , \qquad (2.29)$$

desarrollando a primer orden la función de Bessel $j_J(i\, 2\, r_1\, r_2/\alpha^2)$.

Por supuesto, la aproximación es válida cerca del origen, pero los factores exponenciales caen tan rápidamente que podemos suponerla válida en todo el espacio. Entonces el e. m. que nos interesa es aproximadamente de la forma

$$\theta \simeq Y_J^J \, r^J , \qquad (2.30)$$

que no es otra cosa que el operador asociado con la transición multipolar eléctrica de orden J. Este resultado vale sólo para el e. m. pa directo (pad); si consideramos el e. m. de dos c. p., no es válido pues intervienen en su desa-

rrollo términos del tipo partícula- partícula(pp).

Vemos que la absorción de un rayo gamma puede representarse gráficamente como en la figura 2.1a. El e. m. pad, que aparece en la fig. 2.1b puede concebirse como una" repetición" del proceso de absorción (63Br1, 64Br1).

Fig. 2.1. (a) Absorción de un rayo gamma. (b) Elemento de matriz de interacción partícula-agujero.

Esto no es estrictamente cierto, pues el e. m. pad contiene la amplitud radial V_J del multipolo de orden J que se considera, en tanto que el producto de las amplitudes de absorción contiene sólo $r_{J_1} r_{J_2}$. La aproximación (2.27) es exacta si se toma $V_J = V_0 r_{J_1} r_{J_2}$, como ha sido frecuentemente utilizada (ver, por ej. ref. 69Be).

La principal ventaja de este modelo consiste en que, si se desprecian los términos pp antisimetrizado y pa de intercambio (pai) en las matrices P y Q (ecs. (2.25) y (2.26)) la ecuación secular (2.24) se reduce a una ecuación sencilla que puede resolverse por métodos numéricos sin necesidad de diagonalizar una matriz no simétrica. Los autovalores ω del Hamiltoniano (2.16) linealizado resultan dados por una ecuación del tipo (67Fa2)

$$\frac{1}{K} = \sum_{ij} |\langle J | 0 | i \rangle|^2 \left\{ \frac{1}{e_i + e_j - \omega} + \frac{1}{e_i + e_j + \omega} \right\} \qquad (2.32)$$

y las amplitudes del vector de estado $|nK^\pi\rangle$ son

$$X_{ij}^{nK^\pi} = N \frac{\langle J | 0 . i \rangle}{e_i + e_j - \omega}, \qquad (2.33)$$

$$Y_{ij}^{nK^\pi} = N \frac{\langle J | 0 | i \rangle}{e_i + e_j + \omega}, \qquad (2.34)$$

donde N es una constante de normalización que corresponde a la condición de unitariedad de la transformación (2.18),

$$\sum_{ij} \left(|X_{ij}^{nK^\pi}|^2 - |Y_{ij}^{nK^\pi}|^2 \right) = 1 \text{ para cada } K^\pi . \qquad (2.35)$$

2.5. La interacción separable. Método VPK.

Escribamos la transformación (2.24) en forma desarrollada,

$$\sum_{kl} (P_{ijkl} X_{kl}^{nK^\pi} - Q_{ijkl} Y_{kl}^{nK^\pi}) = \omega X_{ij}^{nK^\pi}, \qquad (2.36a)$$

$$\sum_{kl} (Q_{ijkl} X_{kl}^{nK^\pi} - P_{ijkl} Y_{kl}^{nK^\pi}) = \omega Y_{ij}^{nK^\pi} . \qquad (2.36b)$$

Hacemos notar que la diferencia de signo que se advierte entre estas ecuaciones y los antecedentes presentados en la literatura (ver, por ej., refs. 72He2, 72He3, 73Hel y refs. citadas allí) se debe a la convención de fases adoptada para la inversión temporal según (2.5) y (2.6) y a la particular estructura (2.17) del fenón. Nuestra notación es consistente con la de Arvieu (63Ar1) y Arvieu y Vénéroni (60Ar1). Introduzcamos ahora las funciones f_{ij} y g_{ij} relacionadas con X_{ij} e Y_{ij} por

$$X_{ij} = f_{ij} + g_{ij} , \tag{2.37a}$$

$$Y_{ij} = f_{ij} - g_{ij} . \tag{2.37b}$$

y las matrices U, V,

$$U_{ijkl} = P_{ijkl} - Q_{ijkl} , \tag{2.38a}$$

$$V_{ijkl} = P_{ijkl} + Q_{ijkl} . \tag{2.38b}$$

Utilizando las ecs. (2.37) y (2.38) escribimos las (2.36) así

$$\sum_{kl} V_{ijkl} g_{kl} = \omega f_{ij} , \tag{2.39a}$$

$$\sum_{kl} U_{ijkl} f_{kl} = \omega g_{ij} . \tag{2.39b}$$

Supongamos ahora que nuestra interacción es de tal naturaleza que podemos escribir U y V como suma de términos separables, o sea,

$$U_{ijkl} = e_{ij}\,\delta_{ik}\,\delta_{jl} - \kappa \sum_{p=1}^{M} a_p(ij)\, a_p(kl), \tag{2.40a}$$

$$V_{ijkl} = e_{ij}\,\delta_{ik}\,\delta_{jl} - \kappa \sum_{q=1}^{M} b_q(ij)\, b_q(kl), \tag{2.40b}$$

donde $e_{ij} = e_i + e_j$ y κ es una constante de acoplamiento. Reemplazando en (2.39) obtenemos

$$\omega f_{ij} - e_{ij} g_{ij} = -\kappa \sum_{p=1}^{N} a_p(ij)\, A_p = -\alpha_{ij}, \tag{2.41a}$$

$$\omega g_{ij} - e_{ij} f_{ij} = -\kappa \sum_{q=1}^{M} b_q(ij)\, B_q = -\beta_{ij}, \tag{2.41b}$$

donde las cantidades A_p y B_q están definidas como

$$A_p = \sum_{kl} a_p(kl)\, f_{kl}, \tag{2.42a}$$

$$B_q = \sum_{kl} b_q(kl)\, g_{kl}. \tag{2.42b}$$

Entonces es posible definir las amplitudes X, Y como

$$X_{ij} = \frac{\alpha_{ij} + \beta_{ij}}{e_{ij} - \omega}. \tag{2.43a}$$

$$Y_{ij} = \frac{\alpha_{ij} - \beta_{ij}}{e_{ij} + \omega} . \qquad (2.43b)$$

Para obtener la ecuación secular correspondiente a los autovalores ω, resolveremos el sistema (2.41) para f y g, que resultan ser

$$f_{ij} = \frac{e_{ij}\beta_{ij} + \omega\alpha_{ij}}{e_{ij}^2 - \omega^2} , \qquad (2.44a)$$

$$g_{ij} = \frac{e_{ij}\alpha_{ij} + \omega\beta_{ij}}{e_{ij}^2 - \omega^2} , \qquad (2.44b)$$

Multiplicando la (2.44a) por $b_r(ij)$ y la (2.44b) por $a_s(ij)$ y sumando sobre todos los pares (ij) llegamos a las siguientes expresiones

$$A_r = \sum_{p=1}^{M} \Gamma_{rp}^{(1)} A_p + \sum_{q=1}^{M} \Gamma_{rq}^{(0)} B_q , \qquad (2.45a)$$

$$B_s = \sum_{q=1}^{M} \Gamma_{sp}^{(0)} A_p + \sum_{p=1}^{M} \Gamma_{sq}^{(2)} B_q , \qquad (2.45b)$$

donde

$$\Gamma_{rp}^{(0)} = K\omega \sum_{ij} D_{ij}\, b_r(ij)\, a_p(ij) \qquad (2.46a)$$

$$\Gamma^{(1)}_{sp} = K \sum_{ij} D_{ij} e_{ij} a_s(ij) a_p(ij). \tag{2.46b}$$

$$\Gamma^{(2)}_{rq} = K \sum_{ij} D_{ij} e_{ij} b_r(ij) b_q(ij). \tag{2.46c}$$

En estas expresiones es

$$D_{ij} = (e_{ij}^2 - \omega^2)^{-1}. \tag{2.47}$$

Vemos entonces que las ecuaciones (2.45) se pueden escribir en forma matricial como

$$\Gamma(\omega)\, X = \lambda(\omega)\, X, \tag{2.48}$$

siendo

$$\Gamma(\omega) = \begin{pmatrix} \Gamma^{(1)} & \Gamma^{(0)} \\ \Gamma^{(0)T} & \Gamma^{(2)} \end{pmatrix}, \tag{2.49}$$

$$X = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}, \tag{2.50}$$

y el problema secular corresponde a la ecuación

$$\lambda(\omega) = 1. \tag{2.51}$$

Este método ha sido propuesto originalmente por Vucetich, Plastino y Krupotic (69Vul) (de ahora en adelante nos referiremos a él como método VPK) y posee la ventaja de reducir el problema de diagonalización (2.24), cuyas dificultades numéricas debidas a la extensión de la base de 2 c. p. para los núcleos deformados han sido comentadas en la Introducción. El cálculo consiste ahora en diagonalizar reiteradamente la matriz Γ de orden (N + M), hasta que algún autovalor λ toma el valor 1 para una energía $0 \leq \omega \leq (e_{ij})_{\text{mín.}}$.

2.6. Los observables nucleares. (a) La probabilidad de transición multipolar eléctrica.

Sea $T(\lambda K)$ un operador tensorial de un cuerpo asociado con la emisión de radiación multipolar eléctrica de momento angular λ y proyección K. En el lenguaje de segunda cuantificación, se escribirá

$$T(\lambda K) = \sum_{jmj'm'} \langle jm | t_{\lambda}^{K} | j'm' \rangle a^{+}_{jm} a_{j'm'}, \qquad (2.52)$$

donde $|jm\rangle$ es la base esférica, y además

$$t_{\lambda}^{K} = r^{\lambda} Y_{\lambda K}(\theta, \varphi). \qquad (2.53)$$

La transformación de BV (2.7) nos permite expresar el operador $T(\lambda K)$ como debido a dos contribuciones,

$$T(\lambda K) = T_{11} + T_{20}, \qquad (2.54)$$

tales que T_{11} conserva el número de c. p. y T_{20} crea o destruye un par de ellas.
Sus expresiones son

$$T_{11} = \sum_{il} t'_{il} \sum_{m_i m_l} (-)^{j_i + m_i} \langle j_i j_l -m_i m_l | \lambda K \rangle \; b^{+}_{l m_l} \; b_{i m_i} \,, \tag{2.55a}$$

$$T_{20} = - \sum_{il} t_{il} (1 + \delta_{il})^{-1/2} \sum_{m_i m_l} \langle j_i j_l m_i m_l | \lambda K \rangle \; b^{+}_{l m_l} \; b^{+}_{i m_i} \; + \tag{2.55b}$$

+ conjugado hermitiano.

donde

$$t_{il} = \frac{\langle j_i \| t_\lambda \| j_l \rangle}{\sqrt{2\lambda + 1}} \; \frac{(u_i v_l + v_i u_l)}{\sqrt{1 + \delta_{il}}} \,, \tag{2.56a}$$

$$t'_{il} = \frac{\langle j_i \| t_\lambda \| j_l \rangle}{\sqrt{2\lambda + 1}} \; (v_i v_l - u_i u_l) \tag{2.56b}$$

El factor $\sqrt{1 + \delta_{il}}$ proviene de la normalización de los operadores de creación de dos c. p. El e. m. de un estado de dos c. p. (ij) acopladas a I M al fundamen-
f

tal se calcula fácilmente; sólo T_{20} interviene, y es

$$\langle A \mid T_{20} \mid (ij)\, I_f\, M \rangle = - t_{ij}\, \delta_{\lambda I_f}\, \delta_{KM} . \qquad (2.57)$$

Nos interesa calcular el e. m. de la transición a un estado colectivo creado por un fonón de la forma (2.17). Teniendo en cuenta que tal fonón se expande en una base deformada de 2 c. p., es posible llegar, después de algunos manipuleos, a las siguientes expresiones (67Fa3):

$$B(E\lambda;\ I_{inic.} \longrightarrow I_f\, K) = |\langle I_{inic.}\ 0\, \lambda K \mid I_f\ K \rangle|^2\, \mathcal{M}^2 , \qquad (2.58)$$

es la probabilidad reducida de la transición, con el e. m.

$$\mathcal{M} = \sum_{\substack{ij \\ i \neq j > 0}} (u_i v_j + u_j v_i)(e_p + e_{ef}) \Big\{ Q_{ij}^{\lambda K} (1 - \delta_{ij})(X_{ij} + Y_{ij}) + \qquad (2.59)$$

$$+ Q_{ij}^{\lambda K} \left[(1 + \delta_{K0}) / (1 + \delta_{ij}) \right]^{1/2} (X_{ij} + Y_{ij}) \Big\} .$$

La carga es

$$\begin{aligned} e_p &= 1 \text{ para protones,} \\ &= 0 \text{ para neutrones,} \end{aligned} \qquad (2.60)$$

y e_{ef} es una carga efectiva cuyo valor se suele tomar $\simeq Z/A$ (67Fa3).

Los e. m. multipolares en la base deformada son (67Fa2, 67Fa3)

$$Q_{ij}^{\lambda K} = -\langle i \,|\, r^{\lambda} Y_{\lambda K} \,|\, j \rangle =$$

$$= \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda}(i)\, a_{l\Lambda}(j) \left[(2 l_i + 1)(2 l_j + 1)/(2\lambda + 1)\right]^{1/2} \cdot$$

$$\cdot \langle l_i \Lambda \; l_j \Lambda \,|\, \lambda K \rangle \langle l_i 0 \; l_j 0 \,|\, \lambda 0 \rangle (-)^{1/2 - \Sigma_i} \delta_{\Sigma_i, \Sigma_j} \cdot$$

$$\cdot \frac{\langle j \,|\, r^{\lambda} \,|\, i \rangle}{\sqrt{4\pi}} . \qquad (2.61a)$$

$$Q_{i\bar{j}} = \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda}(i)\, a_{l\Lambda}(j) \left[(2 l_i + 1)(2 l_j + 1)/(2\lambda + 1)\right]^{1/2} \cdot$$

$$\cdot (-)^{\Lambda_j} \langle l_i \Lambda \; l_j - \Lambda \,|\, \lambda K \rangle \langle l_i 0 \; l_j 0 \,|\, \lambda 0 \rangle \delta_{\Sigma_i, \Sigma_j} \cdot$$

$$\cdot \frac{\langle j \,|\, r^{\lambda} \,|\, i \rangle}{\sqrt{4\pi}} . \qquad (2.61b)$$

En estas fórmulas la suma se realiza sobre las componentes esféricas $|l\Lambda\rangle$ de los dos estados deformados de p. i. que contribuyen. Las amplitudes correspondientes son $a_{l\Lambda}$. Con Σ se designa la proyección del spin. Teniendo en cuenta la convención de fases y la definición del fonón, los resultados concuerdan consistentemente con los obtenidos por Arvieu y Salusti (65Ar1).

2.7. Los observables nucleares. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de tranferencia de un nucleón.

El estado fundamental de un núcleo de A partículas tal como lo predice la QRPA puede expandirse en la siguiente forma (63Brl, 65Sal, 68Ro2)

$$|QRPA(A)\rangle \equiv |A\rangle = N_0 \exp(S_A)\,|HFB\rangle, \tag{2.62}$$

donde N_0 es una constante de normalización y

$$S_A = (1/2) \sum_{ijkl}^{M^\pi} C^A_{ijkl}\, B^+_{ijM^\pi}\, B^+_{klM^\pi}. \tag{2.63}$$

Los coeficientes C^A_{ijkl} son los llamados de correlación. La suma corre sobre todos los pares acoplados (ij) y (kl), todas las proyecciones M y paridades π. Si se opera sobre el estado (2.62) con un fonón del tipo (2.17) teniendo en cuenta las relaciones de conmutación que provee la hipótesis de c. b., se tiene la siguiente relación,

$$Y^{nK^\pi}_{ij} = \sum_{kl} C^A_{ijkl}\, X^{nK^\pi}_{ij}, \tag{2.64}$$

Ahora bien: las ecuaciones de QRPA (2.24)) involucran valores medios de pares de operadores del tipo (2.15), tomados con respecto al estado fundamental. La aproximación de c. b. reemplaza esos valores de expectación por los que resultan de (2.22). Sin embargo, como

$$\langle A|[B_{klN^{\pi'}}, B^+_{ijM^\pi}]|A\rangle = \langle HFB|[B_{kkN^{\pi'}}, B^+_{ijM^\pi}]|HFB\rangle +$$

$$+ \langle A|b^+_j b_k|A\rangle \delta_{j+k,\,M+N-2i} + \tag{2.65}$$

+ términos análogos.

el esquema es válido en tanto las cantidades

$$\rho_{kj} = \langle A | b_j^+ b_k | A \rangle , \qquad (2.66)$$

sean despreciables frente a la unidad. Esta ecuación da el valor medio (en el tado fundamental) del operador densidad de c. p. Por lo tanto, un cálculo de ρ_{kj} dará una prueba de la consistencia de la aproximación de c. b.

Para obtener la expresión de ρ_{kj} en términos de los coeficientes de correlación (2.64) utilizaremos la siguiente identidad (65Sal, 68Ro2, 73...

$$O\, e^{S} = e^{S} \left\{ O + [O, S] + (1/2!)[[O, S], S] + \dots \right\}, \qquad (2.67)$$

que es válida para cualesquiera operadores O y S. Tomando $O \equiv b_j^+ b_k$, vemos que es necesario calcular el conmutador

$$[b_j^+ b_k, S]_A = (1/2) \sum_{\substack{ilef \\ M\pi}} C_{ilef}^{A} \left\{ [b_j^+ b_k, B_{ilM\pi}^+] B_{efM\pi} + B_{ilM\pi}^+ [b_j^+ b_k, B_{efM\pi}] \right\}. \qquad (2.68)$$

Cuando se evalúa los conmutadores que aparecen en (2.68) y se reemplaza en (2.67), se prueba que es

$$\rho_{kj} = \langle A | [b_j^+ b_k, S]_A | A \rangle , \qquad (2.69)$$

dado que los términos de orden superior del desarrollo (2.67) se cancelan, debido a la ortogonalidad de las excitaciones de c. b. Finalmente se puede escribir

$$\rho_{kj} = (1/2) \sum_{\substack{ilef \\ M^\pi}} C^{A}_{ilef} \Big\{ B^{+}_{jlN^\pi} B^{+}_{efM^\pi} \delta_{ik} \delta_{i+1,\, M^\pi} - B^{+}_{jiN^\pi} B^{+}_{efM^\pi} \delta_{kl} \delta_{i+1,\, M^\pi} + B^{+}_{ilM^\pi} B^{+}_{jfN^\pi} \delta_{kl} \delta_{l+f,\, M^\pi} - B^{+}_{ilM^\pi} B^{+}_{jlN^\pi} \delta_{kf} \delta_{l+f,\, M^\pi} \Big\} \delta_{j+k,\, N} \delta_{\pi\pi'} \tag{2.70}$$

Para desacoplar los operadores que aparecen en la ecuación anterior es útil introducir el operador identidad

$$I = \sum_{nK^\pi} |nK^\pi\rangle\langle nK^\pi|, \tag{2.71}$$

donde la suma corre sobre todos los estados excitados. Con el auxilio de las ecuaciones (2.19) y (2.20), y teniendo en cuenta los coeficientes de acoplamiento involucrados en la definición del par de fermiones (2.15) se obtiene

$$\rho_{kj} = \sum_{\substack{nK^\pi \\ l}} Y^{*nK^\pi}_{kl} Y^{nK^\pi}_{jl}. \tag{2.72}$$

Esta expresión es exacta dentro del esquema de la aproximación de c. b.(68Ro2). Se hace notar que se ha excluído toda posibilidad de doble contaje, puesto que en la base de los bosones, cada par (ij) aparece sólo una vez. Esto hace que el conmuta-

dor (2.22) contenga un solo término, tal como el conmutador de pa en las refs. 65Sal y 68Ro2.

Desde el punto de vista experimental, la importancia del operador densidad de c. p. está en su relación con las amplitudes de transferencia de un nucleón. Estos procesos han merecido la atención de numerosos autores, dado que han probado ser muy valiosas herramientas para la espectroscopía. Una excelente revisión del tema, especialmente referido a los núcleos deformados, se debe a Elbek y Tjøm (69El1). Ultimamente, se han analizado los factores espectroscópicos para la transferencia de un nucleón en núcleos de doble capa cerrada, en el espíritu del modelo de RPA de dos nucleones (71Val). Vamos a presentar aquí un modelo sencillo para explicar los procesos de transferencia de un nucleón a blancos par-par. Las ideas son similares a las presentadas en el trabajo original de Yoshida (61Yo1). Vamos a suponer que el núcleo padre está en su estado fundamental descripto por el vector de estado (2.6). La amplitud de transición en la "aproximación de rango cero" se escribe como

$$S_{fi} = \langle \Psi_f | \Psi_i \rangle . \qquad (2.73)$$

Aquí $|\Psi_i\rangle$ corresponde al estado inicial; siempre contiene $|A\rangle$ como factor. El estado final será $|\Psi_f\rangle$. Consideraremos dos casos:

a) Procesos de "stripping": representaremos el estado inicial, blanco más nucleón incidente, de la siguiente manera

$$|\Psi_i\rangle = a_k^+ |A\rangle . \qquad (2.74)$$

En esta expresión tenemos una "cáscara" par-par más un nucleón en el orbital $|k\rangle$ de p. i. El núcleo impar, que constituye el estado final, se representa usualmente (65Jel) como

$$|\psi_f\rangle = b_j^+ |A\rangle, \tag{2.75}$$

esto es, hay una c. p. en el orbital $|j\rangle$ sobre la cáscara par. La amplitud de reacción es, pues

$$S_j = u_j \sum_k (\delta_{kj} - \rho_{kj}). \tag{2.76}$$

El segundo término a la derecha de (2.76) proporciona las correcciones a las amplitudes de "stripping" que provienen de la posibilidad de que ocurra un proceso en dos etapas, en el cual el nucleón es capturado en el estado $|k\rangle$ y luego dispersado por las correlaciones del estado fundamental al orbital $|j\rangle$.

b) Procesos de "pick up": en la etapa final, tenemos un núcleo con A - 1 partículas y un nucleón arrancado que se va. Esta situación se resume escribiendo

$$|\psi_f\rangle = a_j^+ b_k^+ |A-2\rangle. \tag{2.77}$$

Los dos últimos factores a la derecha en (2.77) representan el núcleo hijo impar. Entonces es fácil hallar la amplitud de transferencia

$$S_j = v_j \sum_k (\delta_{kj} \langle A-2 | A\rangle - \langle A-2 | b_j^+ b_k | A\rangle). \tag{2.78}$$

La interpretación física es similar a la de (2.76).

De las ecuaciones (2.76) y (2.78) extraemos las correcciones a los factores de apareamiento (61Yol) que son

$$^{s} = (1 - \sum_{k} \;)^{2}, \qquad (2.79)$$

para procesos de stripping , y

$$\; = \; (A - 2 \; , A) - \sum_{\substack{kl \\ nK^{\pi}}} \; Y^{*}_{kl}{}^{nK^{\pi}} (A - 2) \; Y_{jl}^{nK^{\pi}} (A) \Big)^{2} . \qquad (2.80)$$

para los de "pick up". Se ve en (2.79) que se espera una reducción en el factor de apareamiento (61Yol) u_{j}^{2}, debido a que el orbital $|j>$ de c. p. puede estar ya ocupado en el estado correlacionado. Sin embargo, pueden aparecer e.m. no diagonales del operador densidad de c. p., cuyas fases al azar originarían eventualmente factores de corrección mayores que la unidad. Esto implica, simplemente, que como una c. p. es en parte una partícula y en parte un agujero, la presencia de la "parte agujero de la c. p. en el orbital $k>$ puede favorecer la captura de un nucleón incidente. Una interpretación análoga, algo más sofisticada, puede darse para el factor de corrección (2.80). Más aun, nuestras expresiones para ambos factores tienen la misma estructura que los presentadas en la literatura para el modelo de RPA de dos nucleones (71Val).

2.8. Los observables nucleares. (c) La desintegración beta.

En 1962, Gallagher y Soloviev (62Gal) dieron a conocer los resultados de calcular valores de ft en núcleos deformados, suponiendo que

los estados finales de la desintegración eran configuraciones simples de 2 c. p. Los resultados indicaron que los valores teóricos eran algo más pequeños que los experimentales (65Bo1, 66Bo2). Soloviev y colaboradores (67Sol) consideraron más adelante las transiciones β primera prohibidas para las cuales el estado final corresponde a un fonón de QRPA. Las suposiciones básicas son las siguientes: si en el estado inicial (ácleo par-impar) la proyección del momento angular es $K = K_i + K_n + K_p$, los e. m. que intervienen en la expresión de ft (73He2) se pueden expresar así

$$M(\beta^-) = -\sum_n \{\langle p_i - | \Gamma | n+ \rangle X^{nn}_i - \langle p_i + | \Gamma | n+ \rangle Y^{nn}_i \} u_n u_{p_i} +$$

$$+ \sum_p \{\langle p - | \Gamma | n+ \rangle_i X^{pp}_i + \langle p+ | \Gamma | n+ \rangle_i Y^{pp}_i \} v_p v_{n_i} \qquad (2.81a)$$

$$M(\beta^+) = \sum_n \{\langle p_i - | \Gamma | n+ \rangle X^{nn}_i - \langle p_i + | \Gamma | n+ \rangle Y^{nn}_i \} v_n v_{p_i} -$$

(2.81b)

$$- \sum_p \{\langle p- | \Gamma | n+ \rangle_i X^{pp}_i + \langle p+ | \Gamma | n+ \rangle_i Y^{pp}_i \} u_n u_{p_i}$$

En estas fórmulas encontramos las amplitudes X e Y del vector de estado de QRPA que describe el estado final colectivo. El par de subíndices $(pp)_i$ o $(nn)_i$ rotula una dada configuración de dos c. p. de protones o neutrones. El sub-subíndice i designa estado inicial. Las sumas corren sobre todos los estados de protón (p) y neutrón (n) que cumplen la condición usual para las proyecciones

$$K_{p_i} \pm K_{p} = \left| K_{n_i} \pm K_{n} \right| = K_{f} \,. \qquad (2.82)$$

en el estado final. Los elementos de matriz $\langle pp' | \Gamma | nn' \rangle$ corresponden a los operadores de un cuerpo que intervienen en la desintegración beta (^{7}Be2).

CAPITULO 3. Las interacciones residuales.

3.1. La interacción Delta superficial. (a) Generalidades.

La interacción Delta superficial (SDI) ha sido propuesta por Green (64Gr1) y Green y Moskowski (65Gr1), quienes mostraron que esta interacción residual combina las propiedades de una fuerza de apareamiento y una fuerza de largo rango. Esta interacción ha sido utilizada por algunos autores (66Pl1, 66Le1, 66Gl1, 67Fa1, 67Fa2, 67Fa3, 67Yu1, 67Fa4, 72He2, 72He4, 73He1, 73He2, 73He4) para calcular propiedades nucleares en núcleos esféricos y deformados. Faessler y Plastino (66Fa1) han revisado la evidencia teórico-experimental que sustenta la suposición de que la interacción residual entre nucleones en núcleos finitos es un fenómeno restringido a las vecindades de la superficie nuclear. La fuerza más simple que reproduce el carácter "de superficie" de la interacción es la fuerza Delta superficial (SDI) que en la representación de coordenadas se escribe

$$V(r_1, r_2) = -4\pi\kappa\,(u_0 R_0)^{-4}\,\delta(r_1 - R_0)\,\delta(r_2 - R_0)\,\delta(\Omega_{12}) =$$

$$= -4\pi\kappa\,(u_0 R_0)^{-4}\,\delta(r_1 - R_0)\,\delta(r_2 - R_0)\,\cdot$$

$$\cdot \sum_{\lambda K} Y^*_{\lambda K}(\Omega_1)\, Y_{\lambda K}(\Omega_2). \qquad (3.1)$$

En esta expresión, R_0 es el radio nuclear, u_0 es la función de onda radial en la superficie,

$$u_{nl}(R_0) = u_0, \qquad (3.2)$$

y κ es la constante de acoplamiento para la interacción singulete (^1S) (que es la que predomina en los núcleos deformados pesados, ya que en ellos el "scattering" de dos nucleones con isospin T = 1 es más importante que el de T = 0. Esta forma especial de la interacción implica que dos nucleones sólo interactúan si están en el mismo punto en la superficie del núcleo, y que las funciones radiales (3.2) tienen el mismo valor en dicha superficie. En esta aproximación las integrales radiales se compensan con el factor $(u_o R_0)^{-4}$. Se puede estimar (67Fal) la constante de acoplamiento κ cuyo valor aproximado resulta ser

$$\kappa = \frac{2}{3}\frac{\langle T \rangle}{A} = \frac{20}{A}\ \text{MeV}, \qquad (3.3)$$

donde $\langle T \rangle$ es la energía cinética media de los nucleones. Este valor concuerda razonablemente con los que se obtiene para la constante de acoplamiento de la fuerza de apareamiento ajustando las diferencias de masa par-impar (61Sz1, 61Be2, 63Be1, 65So1, 65So2, 60Ki1, 63Ki1). Este resultado es razonable, si se observa (67Fal) que el término monopolar de esta fuerza es independiente del estado, como lo es la fuerza de apareamiento puro (refs. anteriores); por otra parte, dicho término corresponde al caso en que las funciones de onda de los dos nucleones apareados tienen mayor superposición, de modo que proporciona la mayor contribución a la parte de apareamiento de la SDI. Por consiguiente, la constante de acoplamiento de (3.1) puede ser ajustada utilizando únicamente datos de diferencias de masas, sin necesidad de hacer intervenir información experimental sobre los estados de baja energía.

3.2. La interacción Delta superficial. (b) Los elementos de matriz.

En lo que sigue supondremos que estamos trabajando en una base autoconsistente deformada. Nuestro propósito es construir las matrices de QRPA (ecs. (2.25) y (2.26)) para lo cual necesitamos tres tipos de e. m.: a) pp,

$$V_{ijkl} = G(i(1)\ j(2);\ k(1)\ l(2)), \tag{3.4a}$$

b) pa directo (pad)

$$V_{i\bar{l}\bar{j}k} = H(i(1)\ j(1);\ k(2)\ l(2)), \tag{3.4b}$$

c) pa de intercambio (pai),

$$V_{i\bar{l}\bar{k}j} = K(i(1)\ j(2),\ k(1)\ l(2)). \tag{3.4c}$$

Los índices 1 y 2 designan las partículas que intervienen. Si la interacción es producto de una parte espacial y una dependiente del spin, los e. m. tienen la forma

$$G(ijkl) = \sum L(ijkl)\ S(ijkl)\ G_{L}(ijkl)\ G_{S}(ijkl), \tag{3.5a}$$

$$H(ijkl) = \sum L(ijkl)\ S(ijkl)\ H_{L}(ijkl)\ H_{S}(ijkl), \tag{3.5b}$$

$$K(ijkl) = \sum L(ijkl)\ S(ijkl)\ K_{L}(ijkl)\ K_{S}(ijkl). \tag{3.5c}$$

Aquí se han utilizado los siguientes operadores

$$\Gamma(ijkl) = \sum_{i'j'k'l'} W_{ii'} W_{jj'} W_{kk'} W_{ll'}, \qquad (3.6)$$

donde $W_{ii'}$ son los coeficientes de la expansión de la base deformada $|i\rangle$ en la base esférica $|i'\rangle$ de p. i. Además

$$L(ijkl) = \sum_{\lambda K} \langle l_i \Lambda_i\, l_j \Lambda_j | \lambda K\rangle \langle l_k \Lambda_k\, l_l \Lambda_l | \lambda K\rangle , \qquad (3.7)$$

y

$$S(ijkl) = \sum_{SM_S} \langle (1/2)\Sigma_i\, (1/2)\Sigma_j | SM_S\rangle \langle (1/2)\Sigma_k\, (1/2)\Sigma_l | SM_S\rangle . \qquad (3.8)$$

Para la inversión temporal (sección 2.2) se ha utilizado la siguiente convención de fases: La transformación sobre la parte orbital del estado de p. i. da

$$T|\Lambda\rangle = (-)^{\Lambda} |-\Lambda\rangle . \qquad (3.9)$$

y sobre la parte de spin

$$T|\Sigma\rangle = (-)^{1/2-\Sigma} |-\Sigma\rangle . \qquad (3.10)$$

Los símbolos G_L, G_S, H_L, H_S, K_L, K_S, son los e. m. invariantes rotacionales

para la parte espacial (L) y la parte de spin (S) de la interacción.

Entonces, si utilizamos las definiciones (3.4)-(3.8) para calcular los e. m. que aparecen en las matrices P y Q, vamos a obtener los siguientes resultados. Para el elemento pp antisimetrizado queda

$$\gamma^{A}_{ijkl} = \sum (ijkl)\, L(ijkl)\, G_{\lambda}(ijkl) \left\{ \delta_{\Sigma_i \Sigma_k} \delta_{\Sigma_j \Sigma_l} - \delta_{\Sigma_i \Sigma_l} \delta_{\Sigma_j \Sigma_k} \right\} \qquad (3.11)$$

donde el factor $G_{\lambda}(ijkl)$ es

$$G_{\lambda}(ijkl) = -\kappa\, R^{\lambda}_{ij}\, R^{\lambda}_{kl}, \qquad (3.12)$$

con

$$R^{\lambda}_{ij} = \left[(2 l_i + 1)(2 l_j + 1)/(2\lambda + 1) \right]^{1/2} \cdot \langle l_i\, 0\, l_j\, 0 \mid \lambda\, 0 \rangle . \qquad (3.13)$$

El factor con deltas de Kronecker para los spines puede escribirse como

$$\left\{ \delta_{\Sigma_i \Sigma_k} \delta_{\Sigma_j \Sigma_l} - \delta_{\Sigma_i \Sigma_l} \delta_{\Sigma_j \Sigma_k} \right\} =$$

$$= \sum_{SM_S} \left[1 + (-)^{S} \right] \langle (1/2)\Sigma_i\, (1/2)\Sigma_j \mid SM_S \rangle \langle (1/2)\Sigma_k\, (1/2)\Sigma_l \mid SM_S \rangle =$$

$$= \delta_{\Sigma_i, -\Sigma_j} (-)^{1/2 - \Sigma_i}\, \delta_{\Sigma_k, -\Sigma_l} (-)^{1/2 - \Sigma_l} . \qquad (3.14)$$

Resumiendo estas tres últimas expresiones obtenemos para elemento pp una representación separable,

$$\overset{A}{V}_{ijkl} = -\kappa \sum_{\lambda\Xi} \overset{\lambda\Xi}{M}_{ij} \overset{\lambda\Xi}{M}_{kl}, \tag{3.15}$$

donde cada factor es

$$\overset{\lambda K}{M}_{ij} \equiv Q'_{ij}, \tag{3.16a}$$

$$\overset{\lambda K}{M}_{iJ} \equiv Q'_{ij}. \tag{3.16b}$$

Las cantidades Q'_{ij}, Q'_{iJ}, son las Q_{ij} y Q_{iJ} de ecs. (2.61), haciendo

$$\frac{\langle j | \hat{r} | i \rangle}{4\pi} = \ldots \tag{3.17}$$

En cuanto a los e. m. pa, un poco de álgebra de impulso angular sobre las expresiones (3.5) utilizando las relaciones entre invariantes rotacionales (63Ar1, 67Fa1) lleva a comprobar la siguiente igualdad

$$E(ijkl) \equiv \overset{A}{V}_{ijkl}, \tag{3.18a}$$

$$E(ijkl) = G(ijkl). \tag{3.18b}$$

Por último veamos qué es el término monopolar ($\lambda = 0$) del

e. m. (3.15). Evidentemente

$$V^{A}_{i-ik-k} = -\mathcal{K}\, M^{00}_{i-i}\, M^{00}_{k-k}, \tag{3.19}$$

pero las propiedades de los coeficientes de Clebsch-Gordan y la ortonormalidad de la transformación de cambio de base (a_l en las ecs.(2.61), $W_{ii'}$ en (3.6)) hacen que sea

$$M^{00}_{i-i} = M^{00}_{k-k} = 1. \tag{3.20}$$

Es decir, tal como dijimos en la sección 3.1, el monopolo de la SDI es una fuerza independiente del estado, que da la mayor contribución a la fuerza de apareamiento.

3.3. La interacción Delta superficial. (c) El método VPK.

A partir de las expresiones (2.25), y (2.26) para las matrices P y Q, obtenemos,

$$U_{ijkl} = e\, \delta_{ij}\, \delta_{ik}\, \delta_{jl} + (1/2)\cos(i-j)\cos(k-l)\, V^{A}_{ijkl} + (1/2)\,\mathrm{sen}(i-j)\,\mathrm{sen}(k-l)\,(V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} + V^{A}_{i\bar{k}\bar{j}l}), \tag{3.21a}$$

$$V_{ijkl} = e\, \delta_{ij}\, \delta_{ik}\, \delta_{jl} + (1/2)\cos(i+j)\cos(k+l)\, V^{A}_{ijkl} + (1/2)\,\mathrm{sen}(i+j)\,\mathrm{sen}(k+l)\,(V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} - V^{A}_{i\bar{k}\bar{j}l}). \tag{3.21b}$$

Las propiedades (3.18) conducen a las relaciones

$$V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} + V^{A}_{i\bar{k}\bar{j}l} = -\left[K(ijkl) + K(ijlk)\right], \qquad (3.22a)$$

$$V^{A}_{i\bar{l}\bar{j}k} - V^{A}_{i\bar{k}\bar{j}l} = V^{A}_{ijkl} = H(ijkl). \qquad (3.22b)$$

El segundo miembro de (3.22b) ya es separable, según hemos visto en la sección anterior. En cuanto a (3.22a), se puede ver que

$$K(ijkl) + K(ijlk) = N^{\lambda K}_{ij}\, N^{\lambda K}_{kl} \left(\delta_{\Sigma_i \Sigma_k} \delta_{\Sigma_j \Sigma_l} - \delta_{\Sigma_i \Sigma_l} \delta_{\Sigma_j \Sigma_k}\right) \qquad (3.23)$$

El factor $N^{\lambda K}_{ij}$ debe entenderse como un operador cuya estructura es la de $M^{\lambda K}_{ij}$, incluyendo la fase $(-)^{1/2-\Sigma_i}$ y la delta de Kronecker de los spines. El factor de spines en (3.23) es el que hemos dado en (3.14) (a menos del doble signo). Si agregamos algunas consideraciones para construir la base de dos c. p., de manera que se cuente cada estado una sola vez, (teniendo en cuenta, desde luego, el principio de Pauli), y si utilizamos las propiedades de simetría de las matrices P y Q (hermiticidad e invariancia frente a inversión temporal) (ref. 67Fal, por ej.) veremos finalmente que U y V quedan en la forma separable (2.40). La identificación de los coeficientes a_p y b_q es inmediata; se tiene (M = N = 2)

$$a^{\lambda K}_{1}(ij) = \cos(i - j)\, M^{\lambda K}_{ij}\, \tau_{ij}, \qquad (3.24a)$$

$$a^{\lambda K}_{2}(ij) = (i/\sqrt{2})\, \mathrm{sen}(i - j)\, M^{\lambda K}_{ij}\, \tau_{ij}, \qquad (3.24b)$$

$$b_1^{\lambda K}(ij) = \cos(i+j)\, M_{ij}^{\lambda K}\, \tau_{ij}\,, \tag{3.24c}$$

$$b_2^{\lambda K}(ij) = \operatorname{sen}(i+j)\, M_{ij}^{\lambda K}\, \tau_{ij}\,. \tag{3.24d}$$

El factor τ_{ij} es

$$\tau_{ij} = (1-\delta_{ij})(1+\delta_{i\bar{j}})^{-1/2}\,, \tag{3.25}$$

y $M'^{\lambda K}_{ij}$ difiere de $M^{\lambda K}_{ij}$ en el hecho de que, al sumar sobre las componentes $(l\Lambda)$, no se multiplica por el factor de fase $(-)^{l/2-z_i}$. Finalmente, notemos que el coeficiente a_2 es imaginario. Este hecho va a tener implicaciones físicas que discutiremos en su momento; podemos rastrear el origen del carácter imaginario de ese término si analizamos lo que significa que un sumando de U o V sea separable. Veamos en la fig. 1 cómo se representan los procesos simbolizados por H(ijkl) y K(ijkl).

(a) (b)

$H(ijkl) = V_{i\bar{l}\bar{j}k}$ $K(ijkl) = V_{i\bar{l}\bar{k}j}$

Fig. 1. (a) La partícula en el estado $|i\rangle$ interactúa con un agujero en el estado

$|l\rangle$. Como resultado, la partícula cae en el estado (de agujero) $|j\rangle$, en tanto que el agujero incidente se dispersa al estado (de partícula) $|k\rangle$. (b) La partícula en el estado $|i\rangle$ choca con un agujero en el estado $|l\rangle$. La partícula interactuante se dispersa a otro estado de partícula, como $|k\rangle$, mientras que el gujero original reaparece en el estado (de agujero) $|j\rangle$.

En esta figura se visualiza inmediatamente que, mientras el proceso (a) admite una interpretación como producto de dos transiciones individuales, a saber, aniquilación y creación de un par pa (ver sección 2.4, donde este proceso se discute en relación con el modelo esquemático), la interacción (b) no tiene una tal interpretación. Po lo tanto, al afirmar que una suma de términos del tipo (b) se factoriza como producto de un factor que contiene las líneas (ij) y otro que contiene las (kl) no se está dando una imagen física del fenómeno. Una tal factorización es, pues, puramente formal.

3.4. La interacción independiente del estado.

Si observamos atentamente las expresiones de las matrices P y Q (o U y V) advertimos que en ellas los e. m. de la interacción aparecen multiplicados por factores de apareamiento. Estos factores, evidentemente renormalizan el efecto de dichos e. m. El significado geométrico de los mismos es claro, ya que la transformación de BV mezcla un estado de partícula con su reverso temporal de agujero. Por otra parte, los valores numéricos de los coeficientes de dicha transformación dependen del espectro de excitaciones de p. i. y de la estructura de la base correspondiente, de acuerdo con las ecuaciones de

BCS (para los detalles, se refiere al lector a las refs. 67Fal, 60Bal, 72Hel, 59Bel o a los numerosos textos existentes, por ej. 64Lal o 70Rol). Esto es: si olvidamos por un momento la manera particular en que la interacción conecta los estados de p. i., según su forma analítica explícita, vemos que las matrices P y Q contienen, a través de los factores de apareamiento, toda la información acerca de la geometría de la base y el espectro de p. i. Es interesante entonces extraer conclusiones a partir de esta sola información; formalmente esto se consigue imaginando un Hamiltoniano cuya interacción residual dispersa los pares de partículas acoplados a K^{π} con la misma intensidad, cualesquiera sean los estados individuales de p. i. Una tal fuerza ha sido presentada en la literatura con el nombre de fuerza independiente del estado (SIF) y sus efectos fueron discutidos en varios trabajos (68Fal,72He3, 73He3, 73He4). Esta interacción se hace efectiva como un límite muy especial de la SDI, que resulta de tomar los términos

$$M^{\lambda K}_{ij} \equiv M'^{\lambda K}_{ij} \equiv 1, \qquad (3.26)$$

en las ecuaciones (3.24). En este sentido, se puede afirmar que la fuerza es extremadamente intensa de modo que es posible esperar de ella, entre otros atributos, que suministre las últimas pruebas acerca de la consistencia de la aproximación de c. b. en la QRPA. Es la fuerza de mayor carácter colectivo que se puede concebir, como ha sido discutido en la Introducción.

CAPITULO 4. Aplicaciones de la interacción Delta superficial a las tierras raras

4.1. Generalidades

Para resolver las ecuaciones de QRPA (ecuación secular (2.24)) se construyeron las matrices U^{+}_{ijkl} y V_{ijkl} (ecs. (3.21)) en una base de 2 c. p. acopladas a $K^{\pi} = 2^{+}$, esto es, con el objeto de analizar teóricamente la estructura de las cabezas de banda gamma-vibracionales (52Bo1, 53Bo1). La base de p. i. se eligió de acuerdo con el esquema 2 de Soleviev (65Sol); corresponde a una base de orbitales de Nilsson (55Ni1) $\Omega[N\ n_z\ \Lambda]$ con energías ε_i. Se realizaron algunos pequeños cambios, principalmente alrededor de la región del orbital 1/2[510] de neutrones, como lo sugiere la recopilación de datos experimentales de Nathan y Nilsson (65Na1) Los estados y las energías utilizadas en estos cálculos aparecen en las tablas 1 y 2.

Tabla 1. Los niveles de protón (p. i.) $|i\rangle = \Omega\pi[N\ n_z\ \Lambda]$, las energías ε_i, los parámetros Δ y los potenciales químicos λ para los núcleos de las tierras raras.

Z	$\Omega\pi[N\ n_z\ \Lambda]$	$\frac{\varepsilon_i}{\hbar\omega}$	$\frac{\Delta_p}{\hbar\omega}$	$\frac{\lambda_p}{\hbar\omega}$
	$\frac{1}{2}^{+}440$	0.39		
	$\frac{3}{2}^{+}431$	0.46		
	$\frac{5}{2}^{+}422$	0.67		
	$\frac{1}{2}^{-}301$	0.74		

	$\frac{1}{2}$-301	0.74		
	$\frac{1}{2}$+431	0.82		
	$\frac{7}{2}$+413	0.98		
	$\frac{1}{2}$-550	1.03		
	$\frac{3}{2}$-541	1.06		
	$\frac{1}{2}$+420	1.08		
	$\frac{3}{2}$+422	1.10		
60	$\frac{9}{2}$+404	1.20	0.124	1.252
62	$\frac{5}{2}$-532	1.31	0.127	1.325
64	$\frac{5}{2}$+413	1.36	0.129	1.391
66	$\frac{3}{2}$+411	1.42	0.127	1.458
68	$\frac{7}{2}$-523	1.48	0.123	1.528
70	$\frac{1}{2}$+411	1.56	0.121	1.601
72	$\frac{7}{2}$+404	1.66	0.123	1.671
74	$\frac{1}{2}$-514	1.69	0.121	1.737
76	$\frac{5}{2}$+402	1.76	0.118	1.808
	$\frac{1}{2}$-541	1.86		

$\frac{3}{2}$+402	1.90
$\frac{1}{2}$+400	1.97
$\frac{11}{2}$-505	2.04
$\frac{1}{2}$+660	2.11
$\frac{3}{2}$-532	2.18
$\frac{3}{2}$+651	2.25
$\frac{1}{2}$-530	2.32
$\frac{5}{2}$+642	2.39
$\frac{5}{2}$-523	2.46
$\frac{3}{2}$-521	2.53
$\frac{7}{2}$+633	2.60
$\frac{7}{2}$-514	2.70

Tabla 2. Lo mismo que en la Tabla 1 pero para los neutrones de los núcleos de tierras raras.

	$\frac{1}{2}$-550	0.00		
	$\frac{3}{2}$-541	0.06		
	$\frac{5}{2}$-532	0.12		
	$\frac{7}{2}$-523	0.37		
	$\frac{5}{2}$+402	0.39		
	$\frac{1}{2}$-541	0.41		
	$\frac{7}{2}$+404	0.58		
	$\frac{1}{2}$+400	0.60		
	$\frac{9}{2}$-514	0.61		
	$\frac{3}{2}$+402	0.66		
	$\frac{1}{2}$-530	0.82		
	$\frac{11}{2}$-505	0.85		
	$\frac{3}{2}$-532	0.91		
90	$\frac{1}{2}$+660	0.95	0.137	0.968
92	$\frac{3}{2}$+651	1.00	0.136	1.018
94	$\frac{3}{2}$-521	1.04	0.131	1.068

96	$\frac{5}{2}$+642	1.08	0.120	1.123
98	$\frac{5}{2}$-523	1.11	0.104	1.195
100	$\frac{7}{2}$+633	1.26	0.106	1.273
102	$\frac{1}{2}$-521	1.30	0.104	1.341
104	$\frac{5}{2}$-521	1.36	0.099	1.419
106	$\frac{7}{2}$-514	1.48	0.111	1.4 7
108	$\frac{9}{2}$+624	1.55	0.124	1.559
110	$\frac{1}{2}$-510	1.64	0.135	1.613
112	$\frac{3}{2}$-512	1.68	0.142	1.660
114	$\frac{1}{2}$+651	1.71	0.146	1.703
	$\frac{7}{2}$-503	1.74		
	$\frac{1}{2}$-640	1.75		
	$\frac{9}{2}$-505	1.78		
	$\frac{3}{2}$-501	1.79		
	$\frac{11}{2}$+615	1.83		
	$\frac{1}{2}$-770	1.97		

$\frac{3}{2}^{+}642$	2.03
$\frac{1}{2}^{-}501$	2.09
$\frac{5}{2}^{-}503$	2.15
$\frac{3}{2}^{-}761$	2.16

El parámetro de acoplamiento κ de la interacción spin-órbita se tomó con el valor 0.05. El parámetro μ, que da la intensidad del término l^2, se tomó con el valor 0.45, salvo para los orbitales de protones con N=4 y N=5 (μ = 0.53) y los de neutrones con N = 7 (μ = 0.40).

Como interacción residual que reproduce la mayor parte de las propiedades asociadas con la superconductividad nuclear y las vibraciones $K^{\pi} = 2^{+}$, se tomaron los multipolos (λK) = (00) y (22) de la expansión (3.1) o (3.15). El monopolo corresponde a la fuerza de apareamiento (ver sección 3.2) y su constante de acoplamiento se tomó de tal forma que ajustara las diferencias de masa par-impar (65Sol, 65So2, 64 Sol, 64 Vol, 62 Vel); los correspondientes valores de los parámetros del "gap" de energía Δ y del potencial químico λ (59Be1) se dan en las tablas 1 y 2, en unidades de $\hbar\omega = 41\ A^{-1/3}$ MeV. (A = número de masa). Las reglas de selección para el impulso angular y la paridad originan entonces una base de 2 c. p. de 232 componentes (67Fa2, 72He2). La constante de acoplamiento para el cuadrupolo de la SDI se determinó de manera de obtener un ajuste razonable de las cabezas de banda γ -vibracionales en la

sona de tierras raras. Los valores se exhiben en la tabla 3, para los casos del modelo esquemático (Sección 2.4) y del método VPK (sección 2.5). De ahora en adelante, nos referiremos a este último, alternativamente, como modelo no esquemático.

Tabla 3. Las constantes de acoplamiento de la interacción SDI.

Modelo esquemático		Modelo no esquemático	
	κA		κA
$A < 178$	27.5	$A < 172$	32.9
$A \geq 178$	22.5	$A \geq 172$	27.9

Las constantes correspondientes al modelo esquemático son las que se dan en la ref. 67Fa2. Como se discute en ese trabajo, los valores presentados en la tabla difieren en $\pm$ 20% de los que se obtiene para la constante de apareamiento a través del ajuste de las diferencias de masa.

4.2. Detalles de los cálculos. (a) Las energías y probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica.

En la figura 4.1, se exhiben los valores de las energías calculadas con las constantes de la tabla 3. La línea llena corresponde a resultados del método VPK, y la línea cortada, al método esquemático. En este último caso, los valores son los presentados en el trabajo de Faessler y Plastino (67Fa2), salvo para los núcleos ^{156}Dy, ^{162}Er y ^{170}Yb que se calcularon ahora. Los círculos se

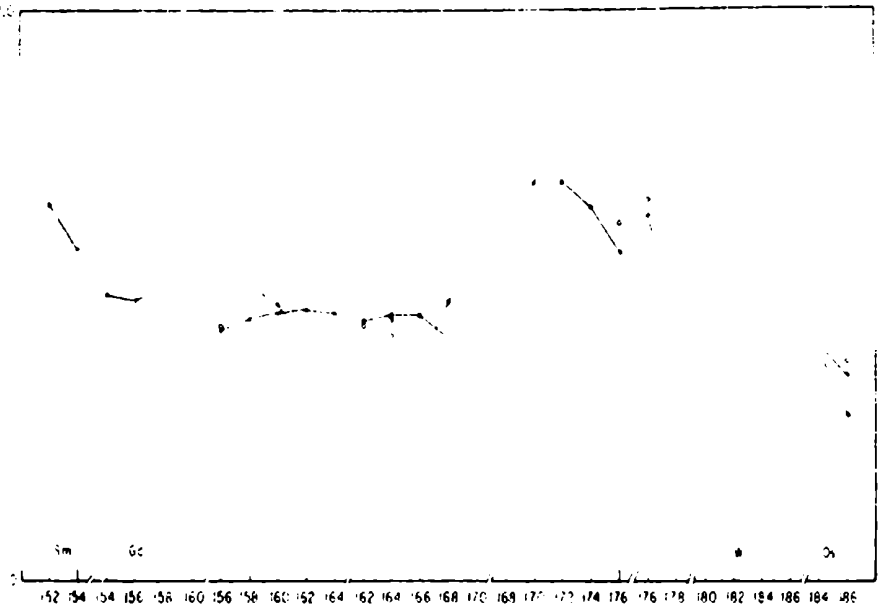


Fig. 4.1. Cabezas de banda γ-vibracionales calculadas utilizando la SDI dentro del esquema del VPK (líneas llenas) y del ME (Línea cortada). Los círculos denotan valores experimentales.

Halan los valores experimentales.

Las probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica del estado γ-vibracional al fundamental se presentan en la fig. 4.2, en unidades de p. i. (upi o spa, ver, por ej. refs. 67Fa3 o 72 He2) que se definen como (67Fa3)

$$B_{upi}(E\lambda) = \frac{2\lambda+1}{4\pi}\left(\frac{3}{\lambda+3}R_0^{\lambda}\right)^2 e^{2\lambda} \quad (4.1)$$

donde R_0 es el radio nuclear y e la carga del electrón. Las líneas llena y de punto y raya representan valores calculados en este trabajo, mientras que las otras dos corresponden a valores tomados de la ref. 67Fa3 (con excepción de los

tres núcleos antes mencionados). Los resultados que se muestran en la fig. 4.2 provienen de dos procedimientos diferentes. En el denominado (a), se toma las constantes de acoplamiento de la tabla 3. En el otro procedimiento (b) el parámetro fue elegido de manera tal que para cada núcleo reprodujera la energía ex-

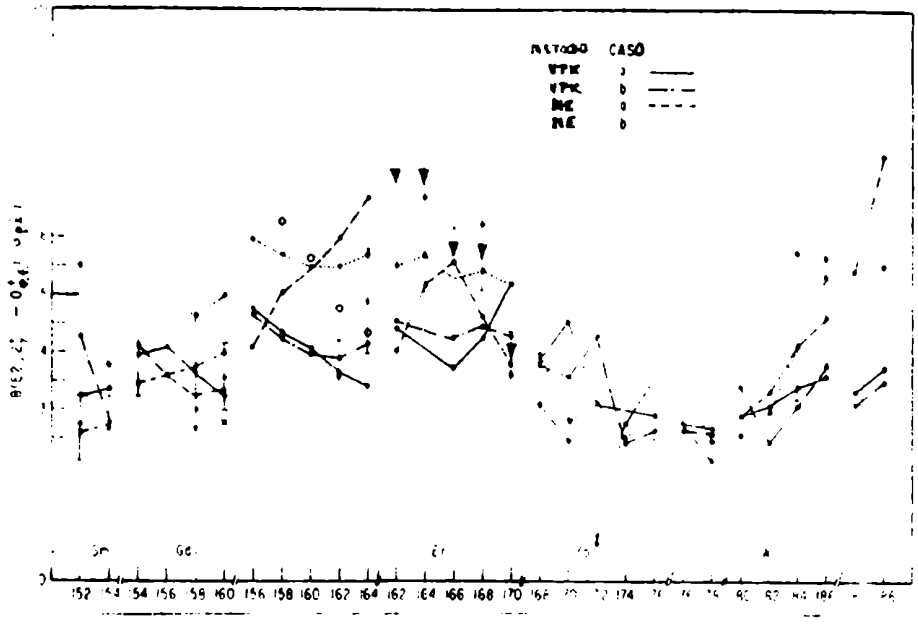


Fig. 4.2. Probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica (reducidas) del estado fundamental a la cabeza de la banda γ, para la región de tierras raras. Las líneas llena y de punto y raya corresponden al método VPK, con $e_{ef} = 0.7$. Para las otras líneas, se empleó el ME y $e_{ef} = 0.4$. El caso (a) se calculó con las constantes de acoplamiento dadas en la tabla 1. Para el caso (b), el parámetro de acoplamiento se adaptó ajustando, para cada núcleo, la energía de la cabeza de banda γ-vibracional. Los valores experimentales provienen de las refs. mencionadas en el texto. Todos los valores están expresados en unidades de p. i.

perimental de la cabeza de banda gamma. Los datos experimentales para los cuales

se indica el error han sido tomados de Yoshizawa y colaboradores (65Yo1), salvo para el caso de los isótopos del W (58Ma1). Las cruces, círculos y triángulos representan valores registrados por Bloch y colaboradores (67Bl1), Grøtdal y colaboradores (68Gr1) y Tjøm y Elbek (68Tj1), respectivamente. Cuando se dispone de más de un resultado experimental reciente, se dan todos.

4.3. Detalles de los cálculos. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia.

En el Capítulo 2 (sección 2.7) hemos visto que tanto la densidad de c. p. (ec.(2.72)) como los factores de corrección (2.79) y (2.80) involucran una suma sobre todos los estados excitados para cada K^{π}. En realidad, sólo las contribuciones 2^{+} a las sumas fueron tenidas en cuenta aquí. Para cada núcleo, las ecuaciones de QRPA se resolvieron para cada uno de los 232 posibles estados excitados. La constante de acoplamiento de la interacción es la que ajusta la energía experimental de la cabeza de banda gamma.

En tal forma, se realizaron cálculos de acuerdo con las prescripciones del modelo esquemático (ME) y del no esquemático (VPK).

Una cantidad ilustrativa que da una idea de la consistencia de la aproximación de c. b. es el número total de c. p. en el estado fundamental, correlacionado, es decir, la traza de la matriz densidad de c. p. (2.72). La fig. 4.3 muestra este número para algunos núcleos de las tierras raras. Las líneas llenas corresponden al caso VPK mientras que las cortadas indican resultados del ME. Los círculos blancos y negros muestran las contribuciones de las cabezas de banda gamma a la traza de (2.72) para los casos ME y VPK, respectivamente.

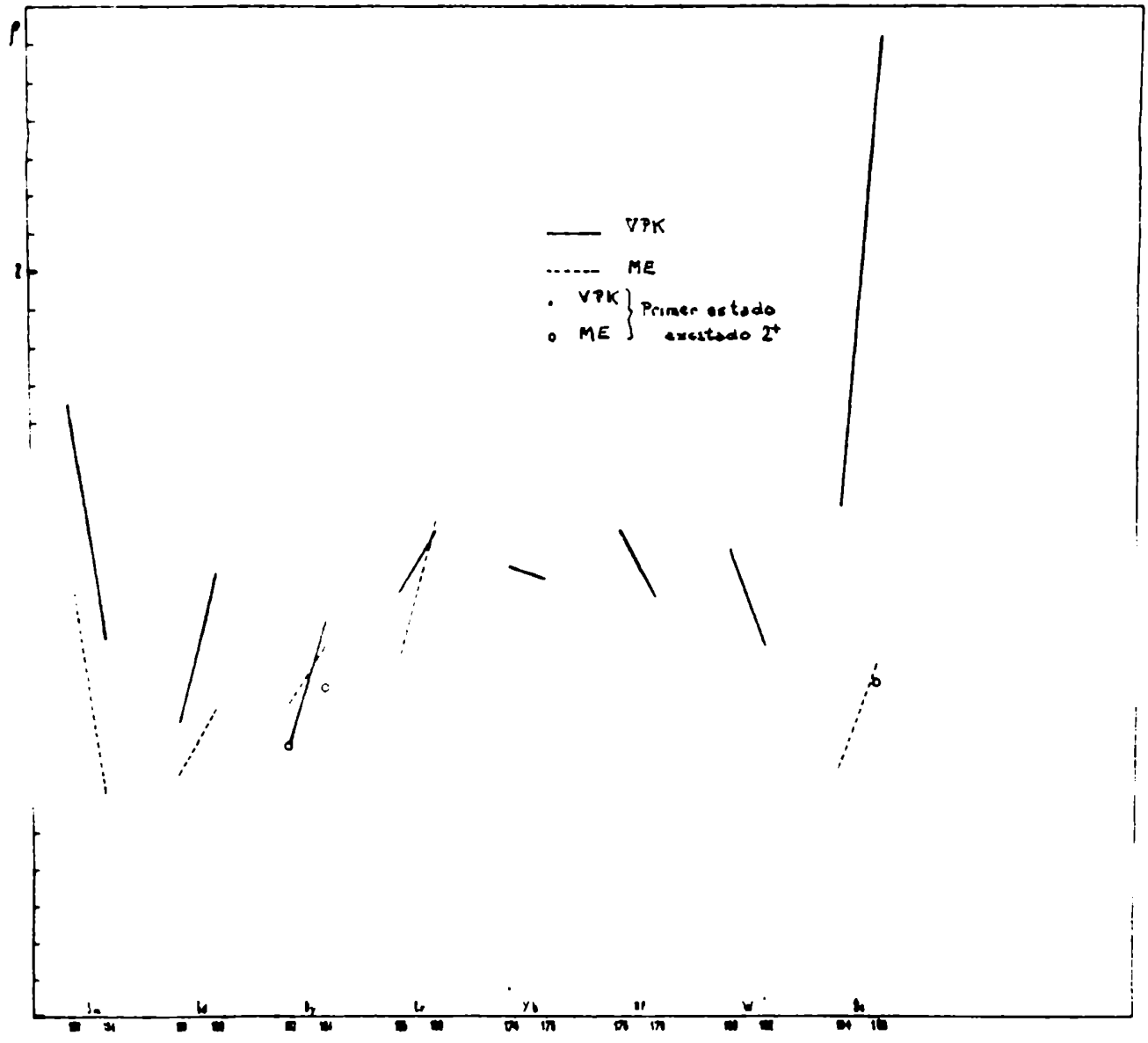


Fig. 4.3. Número total P de cuasi partículas en el estado fundamental correlacionado para varios núcleos en la región de tierras raras. Las líneas llena y cortada representan la contribución de todos los estados 2^+, predichas por el modelo esquemático y por el no esquemático, respectivamente. Los puntos indican

la contribución de la primera banda gamma.

Parece también interesante examinar la distribución detallada de la población de c. p. dentro del estado fundamental correlacionado, en otras palabras, los términos diagonales de la matriz densidad (2. 72). Las figs. 4.4 y 4.5 muestran los números de ocupación de c. p. de protones en función de las energías de p. i. (en unidades de $\hbar\omega$) para los núcleos deformados ^{164}Dy y ^{176}Hf, respectivamente. Estos casos han sido seleccionados porque, como resulta de la inspección de la fig. 4.3, corresponden a situaciones en las cuales las diferencias entre los casos ME y VPK son o bien muy pequeñas (Dy) o muy grandes (Hf). Por consiguiente, pueden considerarse como ejemplos extremos de las características de la región. Las figs. 4.6 y 4.7 son similares, pero corresponden a los neutrones.

Los factores de corrección para las probabilidades de "stripping" (ec.(2.79)) se muestran en las figuras 4.8 a 4.11 para los mismos núcleos. La fig. 4.12 exhibe los factores de corrección para "pick up" de neutrones para ^{164}Dy. En este caso, la superposición $\langle A - 2 | A \rangle$ que aparece en la ec.(2.80) se tomó igual a la unidad. En realidad, el cálculo explícito de esta superposición requeriría, de acuerdo con las expresiones (2.62) y (2.63) el conocimiento de los coeficientes de correlación C^{A}_{ijkl}. Estos se obtendrían después de la inversión de la matriz X, de orden 232 (ver ec. (2.64)), lo que constituye una tarea bastante difícil desde el punto de vista numérico. Precisamente, la prescripción de Rowe (68Ro2) para la aproximación de c. b. tiene la ventaja de evitar tal inversión. Por lo tanto, la aproximación que utilizamos acá nos permitirá obtener, por lo menos, la forma de los factores de

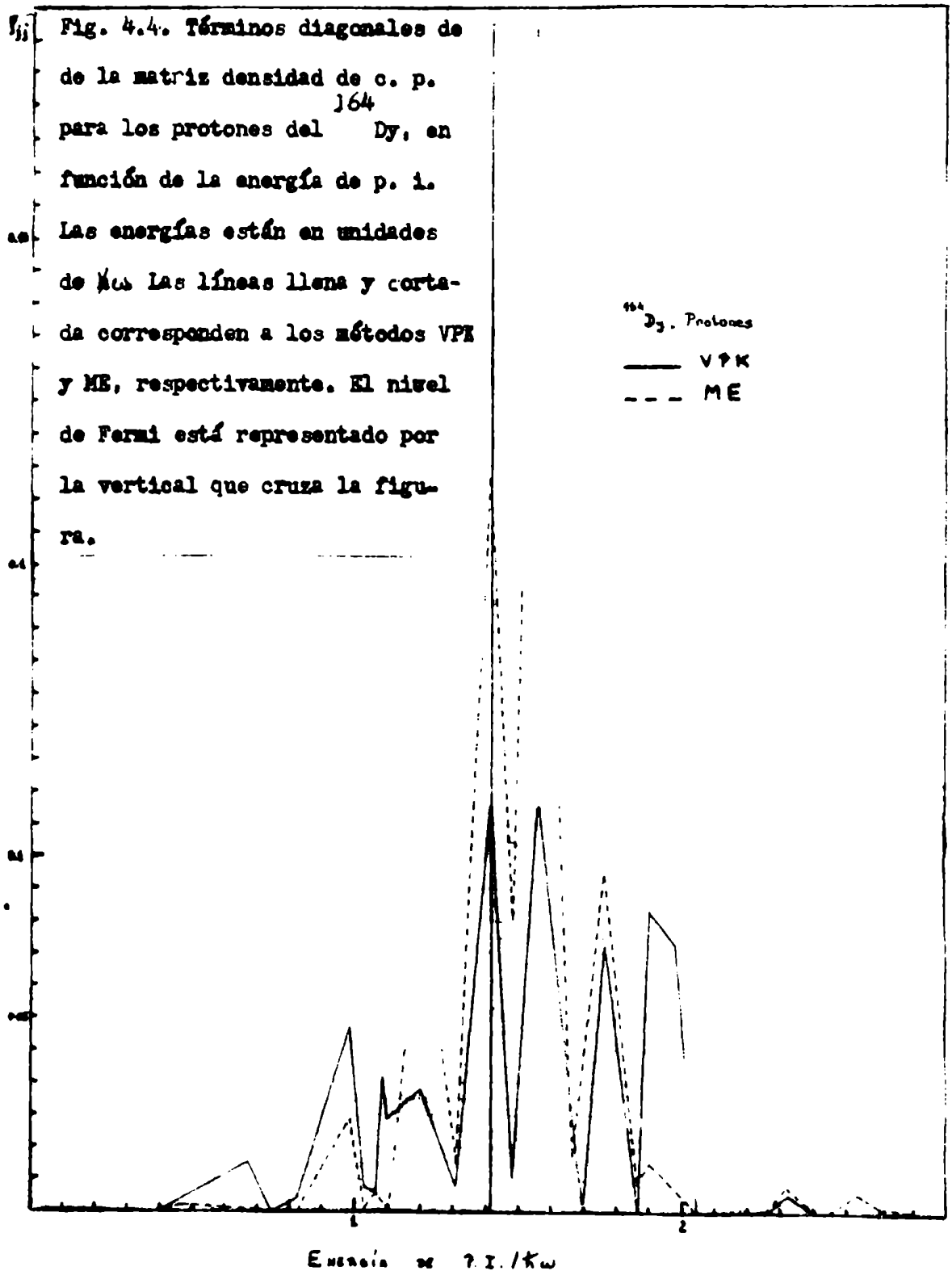
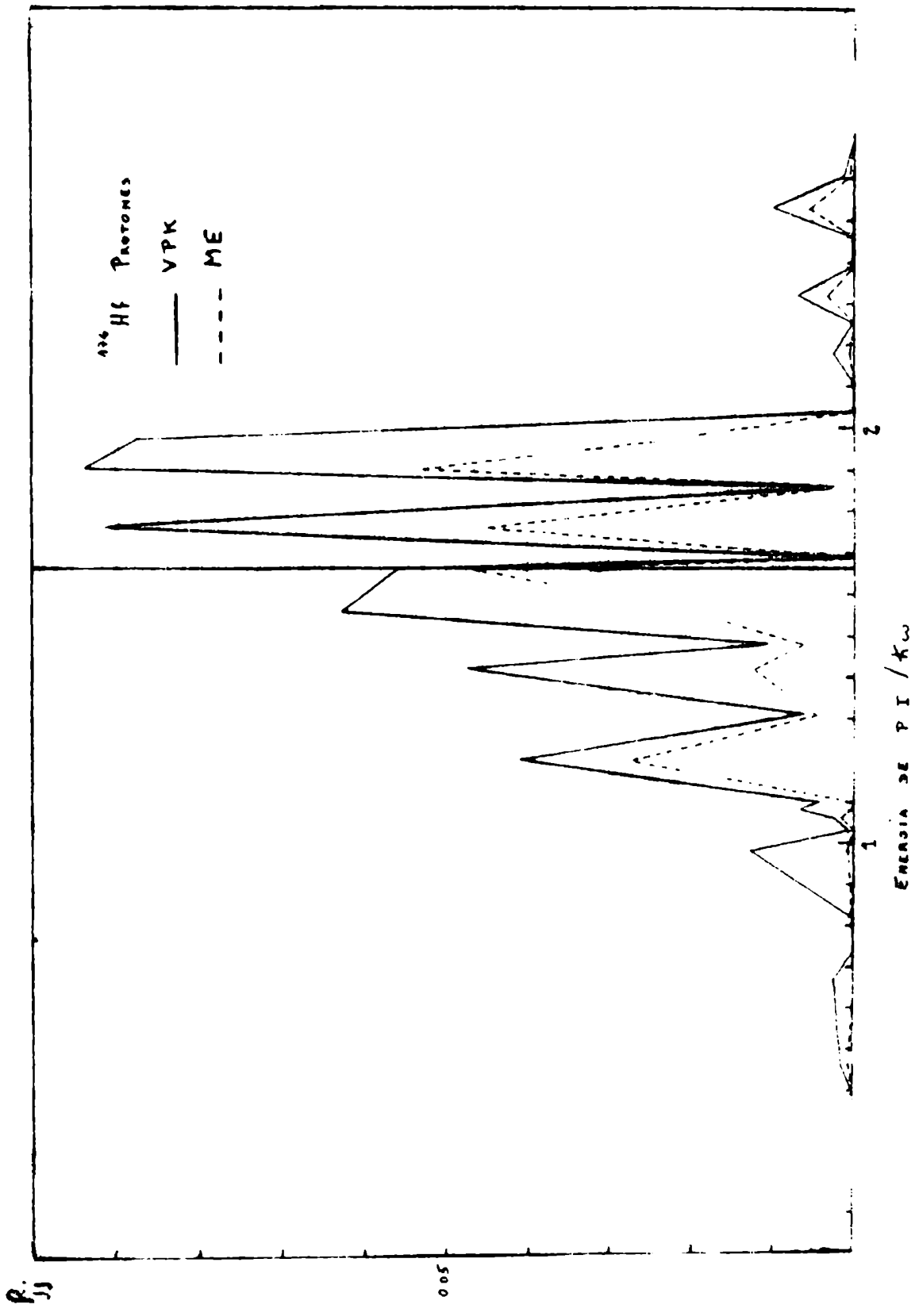


Fig. 4.4. Términos diagonales de de la matriz densidad de c. p. para los protones del ^{164}Dy, en función de la energía de p. i. Las energías están en unidades de $\hbar\omega$. Las líneas llena y cortada corresponden a los métodos VPK y ME, respectivamente. El nivel de Fermi está representado por la vertical que cruza la figura.


^{434}Hf Protones
VPK
ME
R_{JJ}
0.05
1
2
Energia de PI / Kw

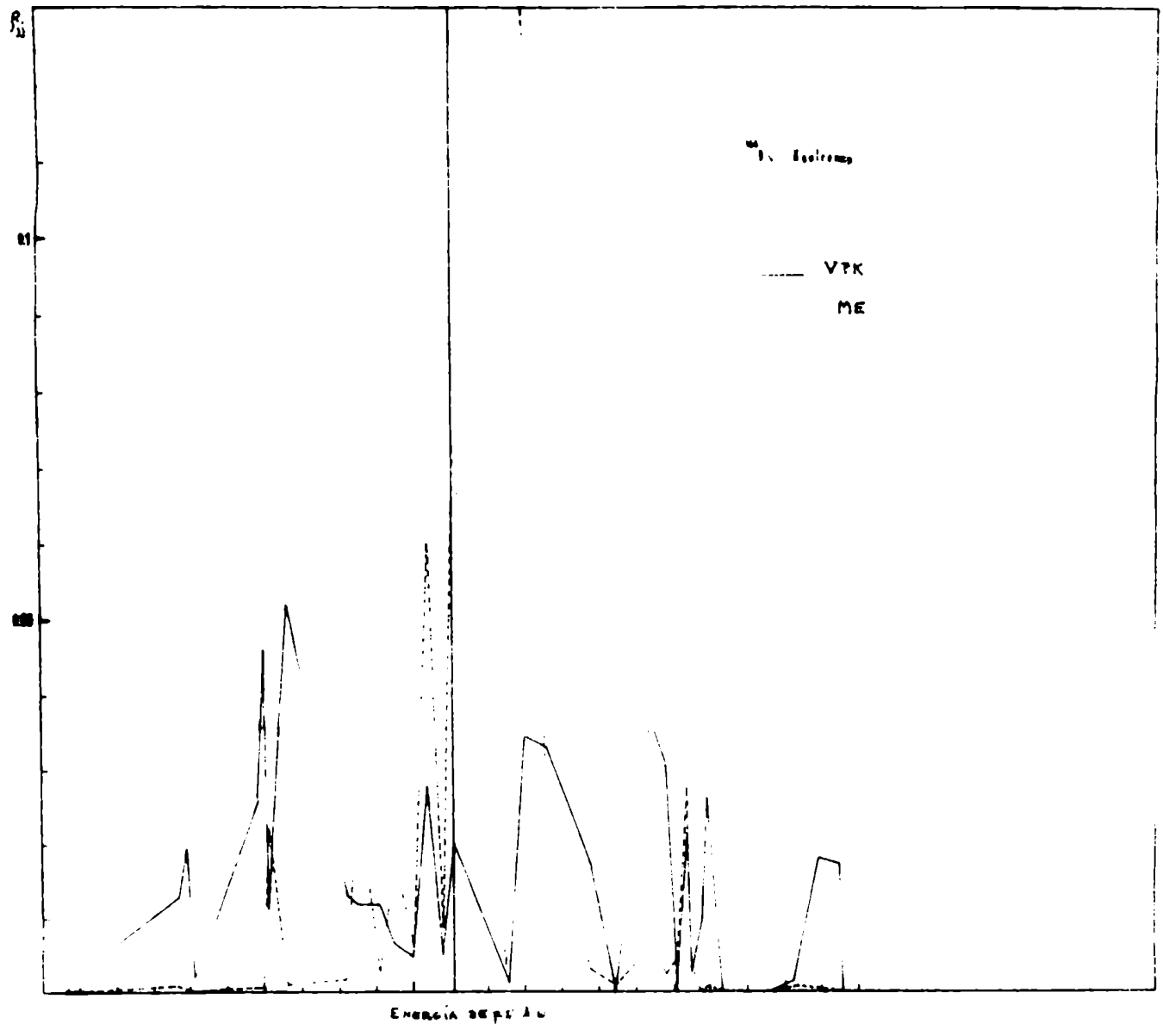


Fig. 4.6. Términos diagonales de la matriz densidad de cuasi partículas (neutrones) correspondientes al caso del ^{164}Dy. Ver la leyenda de la fig. 4.4 para más detalles.

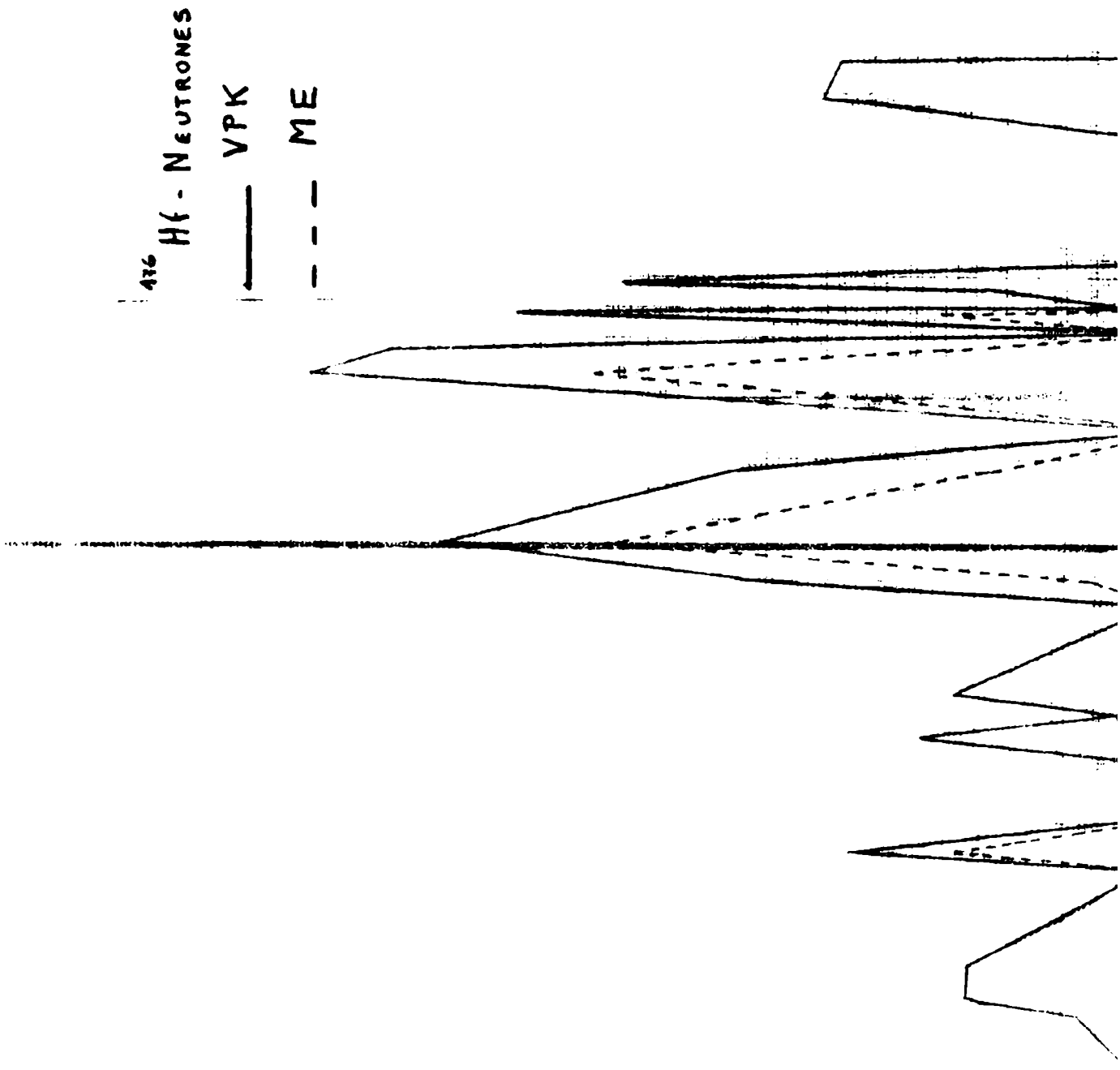


Fig. 4.7. Términos diagonales de la matriz densidad de c. p. para el caso del ^{176}Hf (neutrones). Ver la leyenda de la fig. 4. 4 para más detalles.

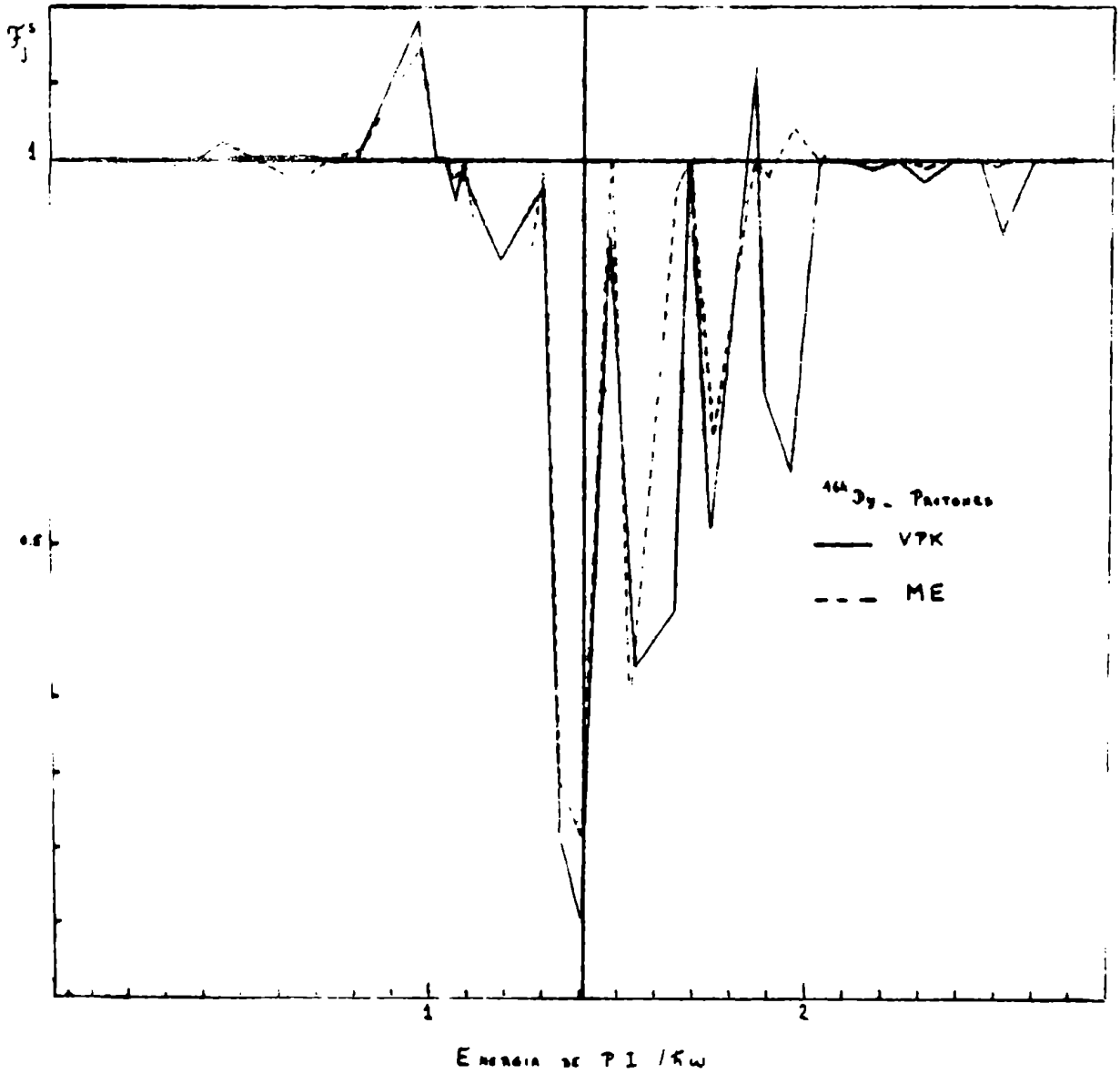


Fig. 4.8. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" para el caso de los protones del ^{164}Dy, en función de la energía de p. i. Los detalles restantes son los mismos que en la fig. 4.4.

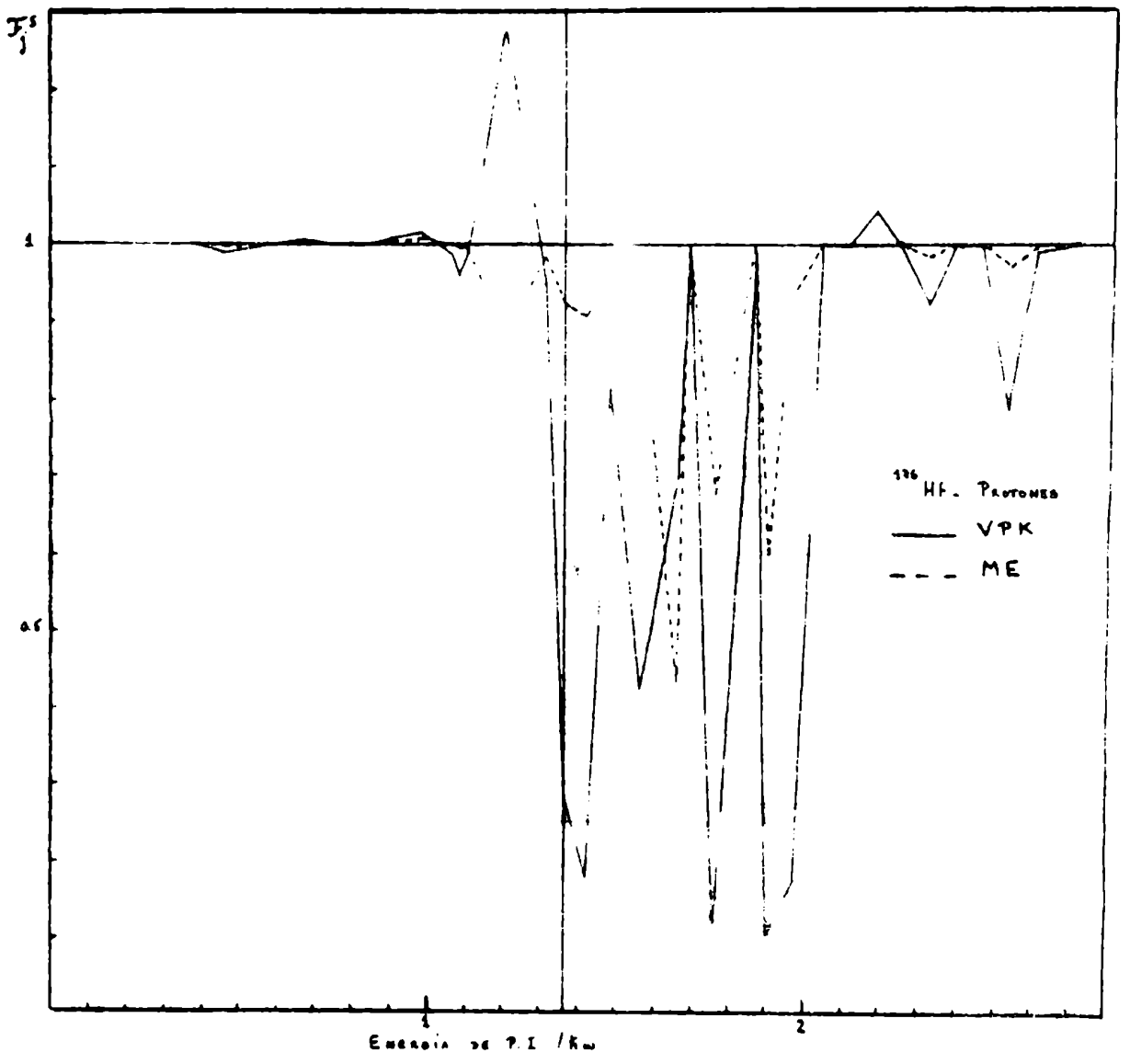


Fig. 4.9. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" para el caso de los protones del ^{176}Hf. Los detalles restantes son los mismos que en la fig. 4.8.

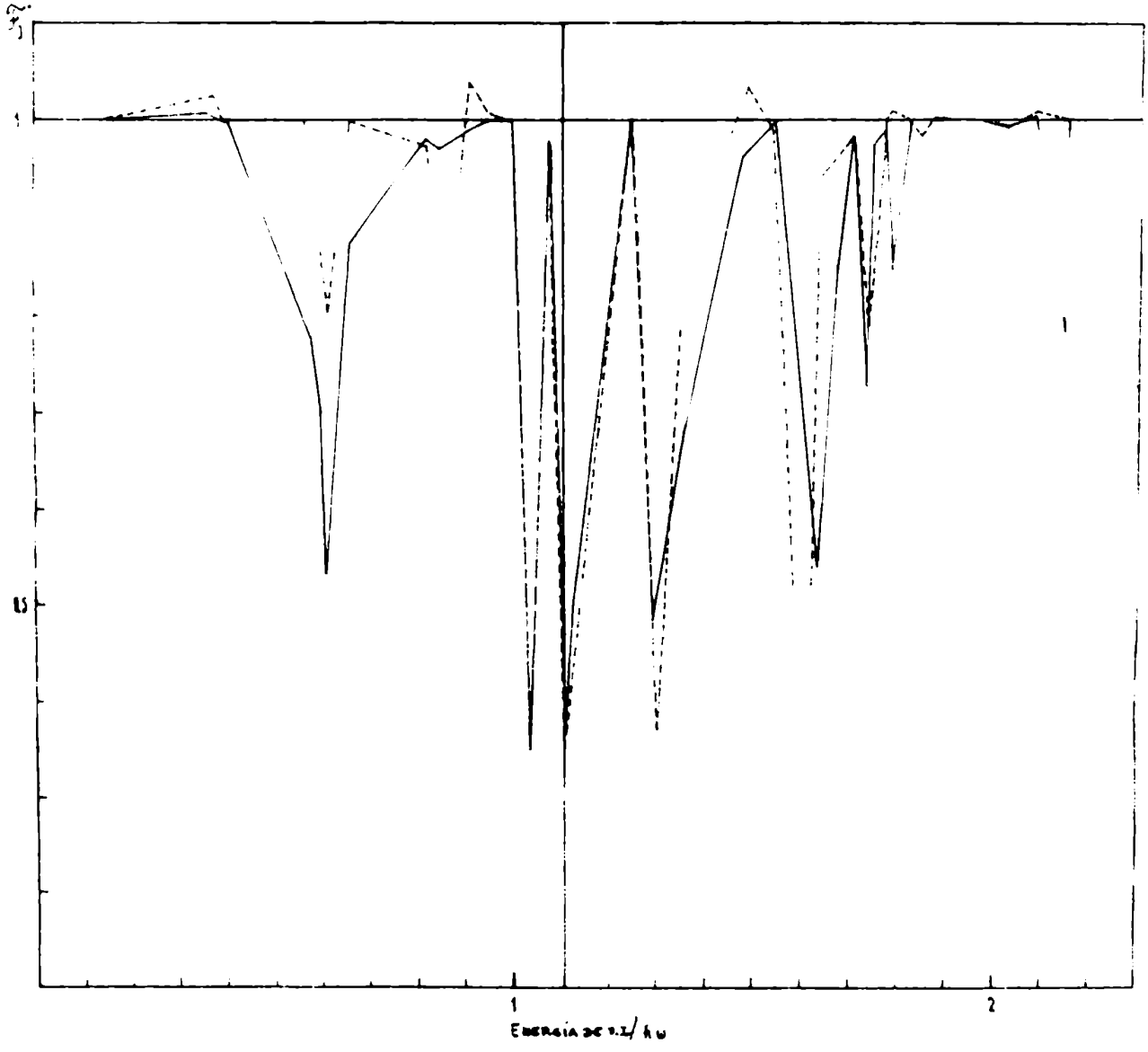


Fig. 4.10. Factores de corrección para probabilidades de "stripping" para los neutrones del ^{164}Dy. Ver la leyenda de la fig. 4.8.

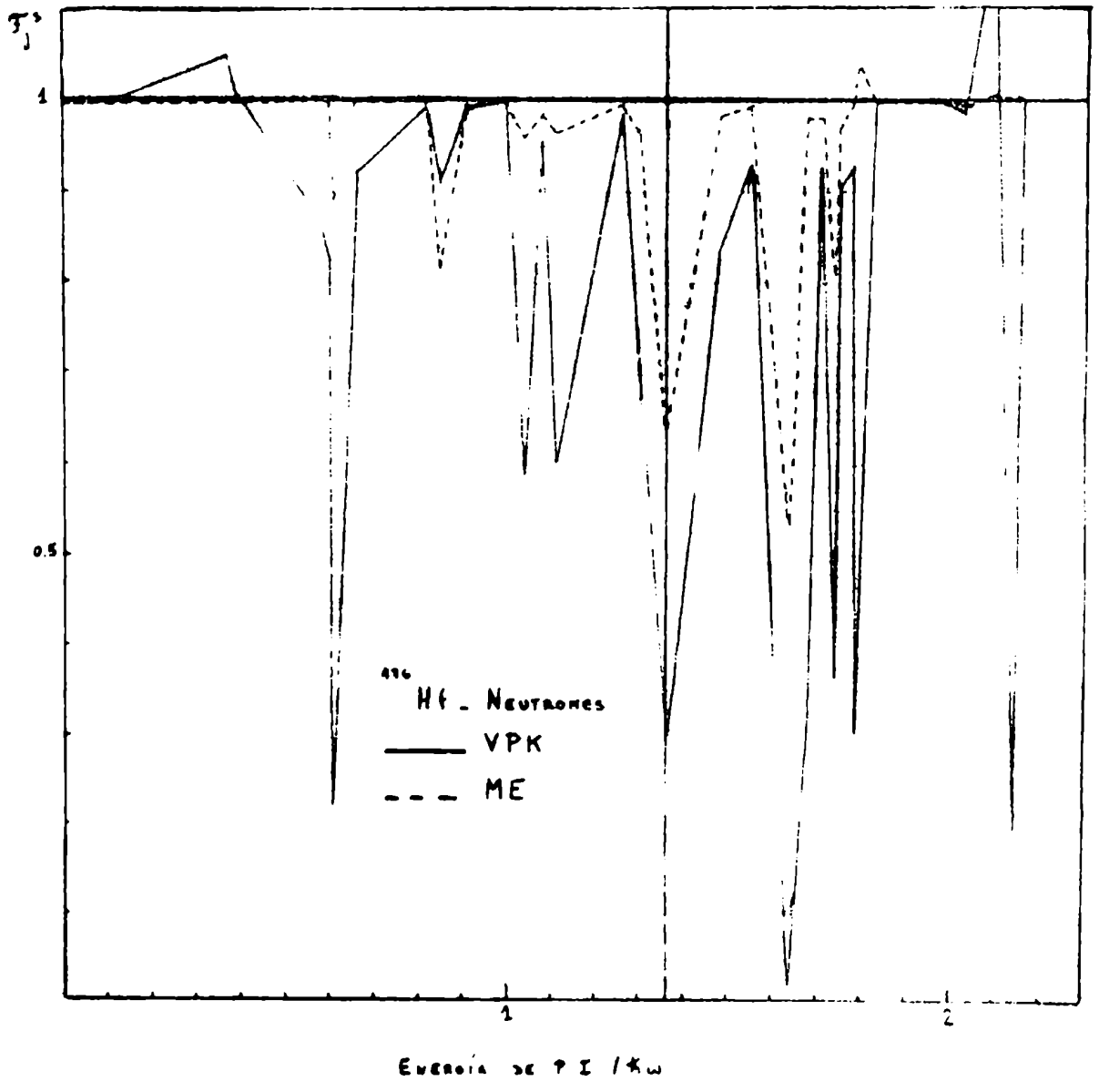


Fig. 4.11. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" para el caso de los neutrones del ^{176}Hf. Los detalles restantes son los mismos que en la fig. 4.8.

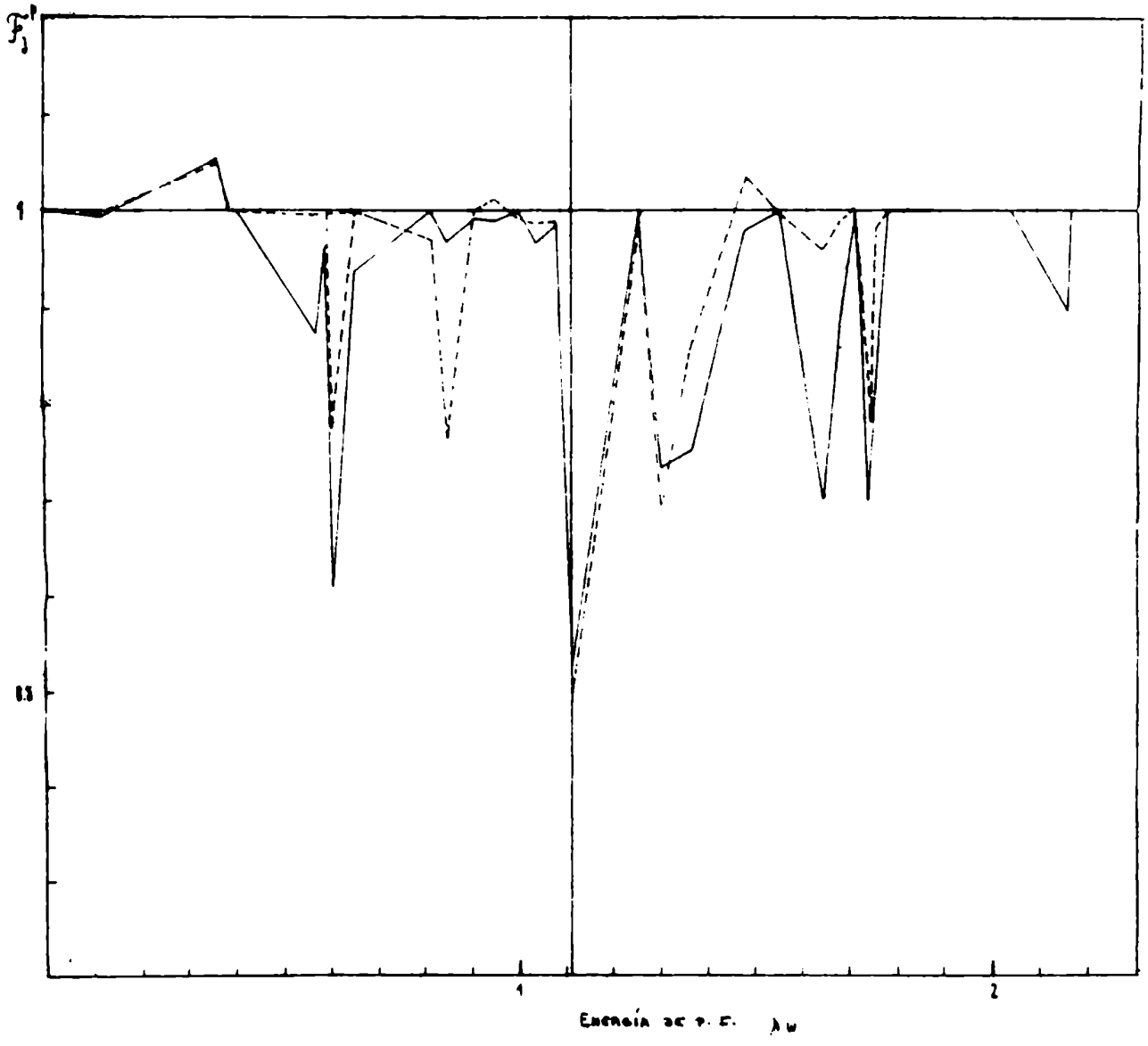


Fig. 4.12. Factores de corrección para las probabilidades de "pick up" de los neutrones del ^{164}Dy. Los detalles restantes son idénticos a los de las figuras 4.8-4.11.

"pick up".

También es interesante estudiar la distribución de c. p. en función de la energía de c. p. Tal figura representaría la "cola maxwelliana" de la distribución de c. p. En otras palabras, trazaría las desviaciones de la población real de c. p. con respecto a la de un gas de Fermi degenerado (cero) que predice la teoría no correlacionada de HFB. Las figs. 4.13 y 4.14 muestran estas distribuciones para los protones y neutrones, respectivamente, del isótopo ^{168}Er, como un ejemplo típico de las características de toda la región.

4.4. Detalles de los cálculos. (c) Los distintos términos de la interacción.

Como dijimos en la Introducción, otro punto interesante para la comprensión de la estructura nuclear es discutir el rol que juegan los distintos tipos de términos de la interacción en relación con las propiedades de las excitaciones colectivas de baja energía, dentro del esquema de la QRPA. Con el objeto de realizar tal análisis se estudiaron algunas características estáticas y dinámicas de las cabezas de banda γ-vibracionales en la región de tierras raras. Los cálculos fueron efectuados en cinco casos, siempre en el marco de la QRPA, en los cuales los términos considerados fueron i) pp + pad + pai (VPK); ii) pad (ME); iii) pp; iv) pad + pai y v) pp + pad. Se ha estudiado el comportamiento de tres clases de cantidades: a) los valores de la constante de acoplamiento que reproduce la energía experimental de la cabeza de banda gamma para cada núcleo; b) la probabilidad de transición B(E2) de la cabeza de banda al estado fundamental y c) el número total de c. p. β que aparece en dicho estado en relación con las excitaciones colectivas que aquí se discuten.

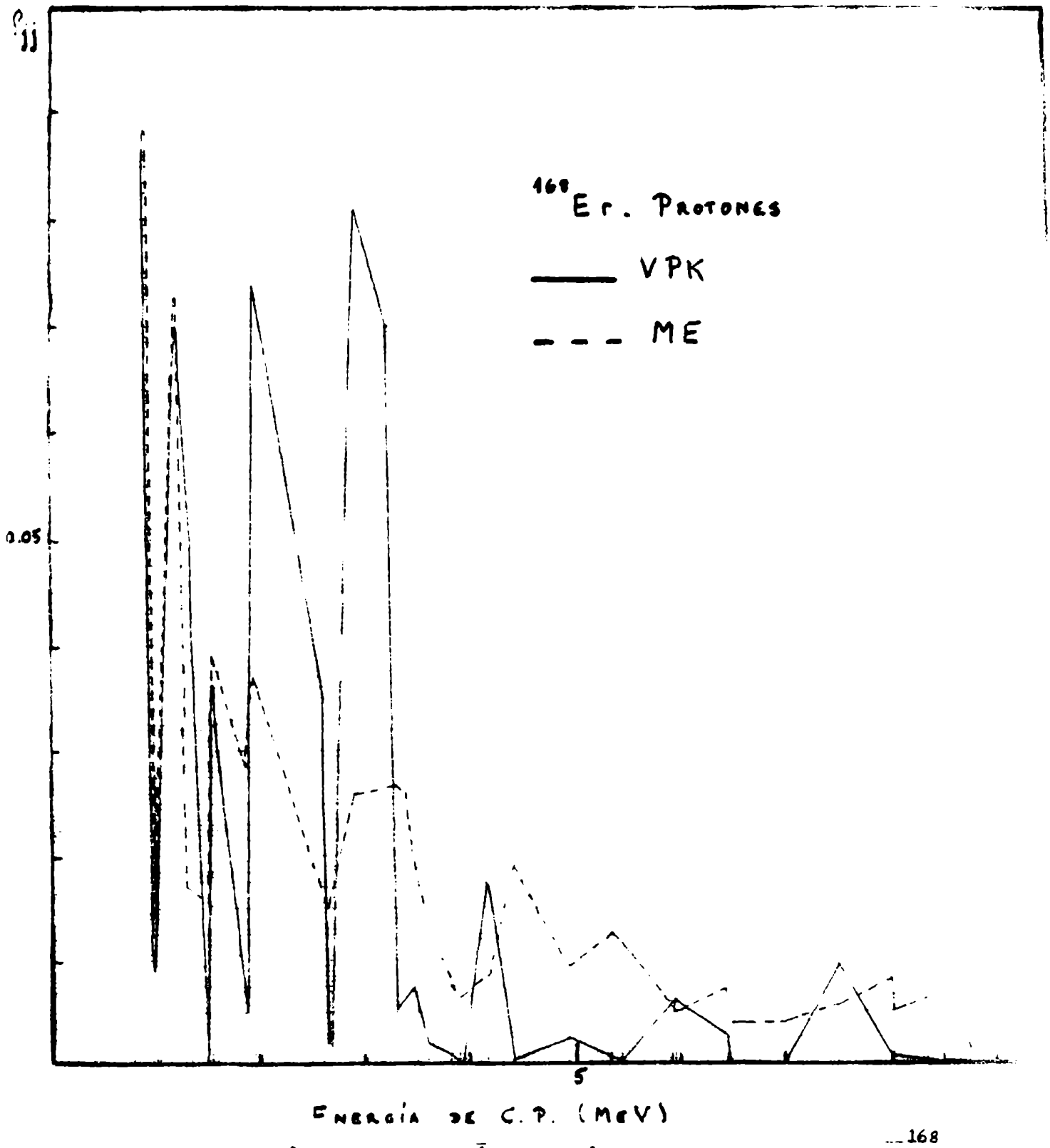


Fig. 4.13. Los números de ocupación de partículas para los protones del ^{168}Er en función de las energías de cuasi partícula (en MeV).

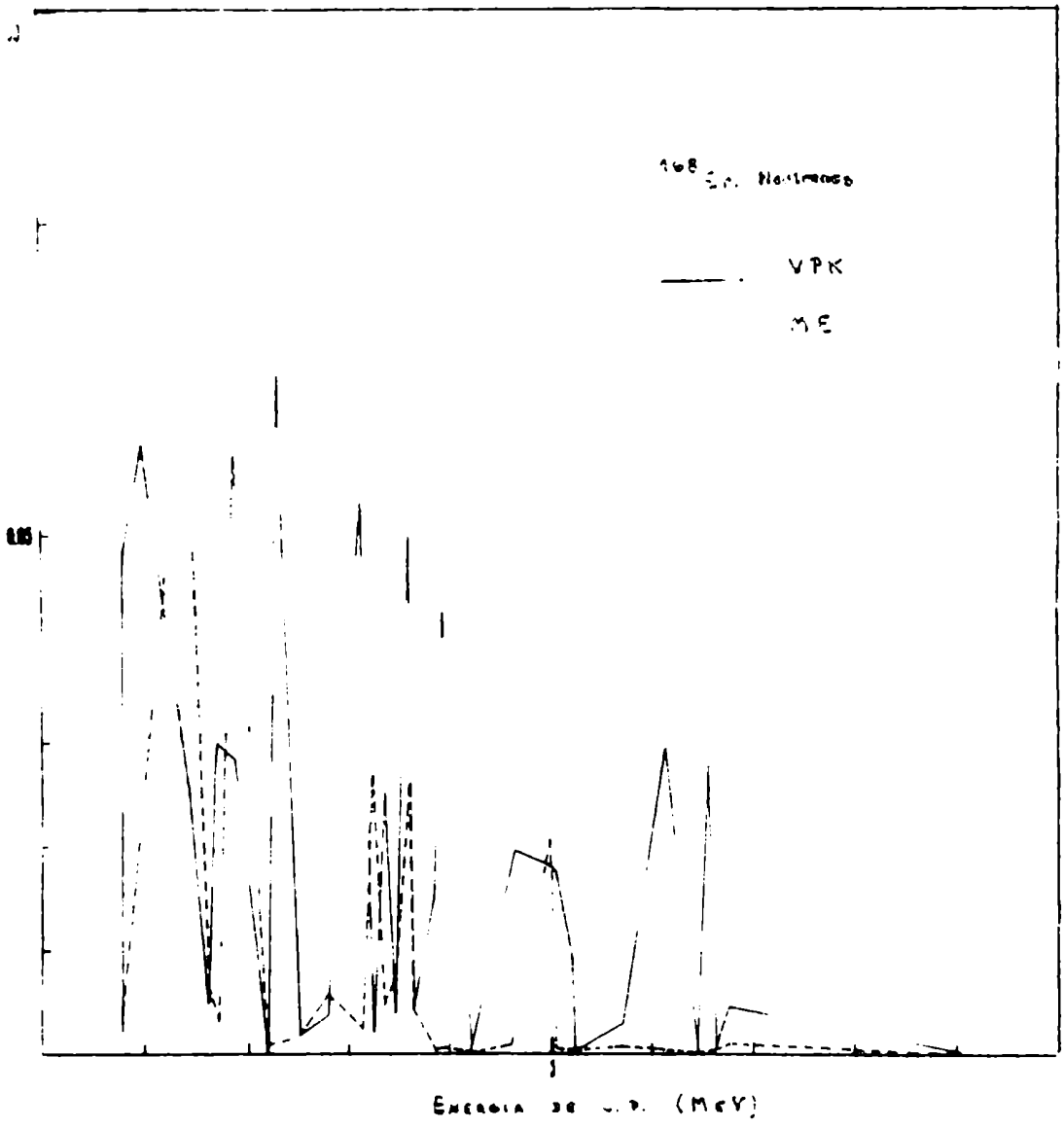


Fig. 4.14. Los números de ocupación de c. p. para los neutrones del ^{168}Er, en función de la energía de c. p. (en MeV).

La teoría general de QRPA y el método VPK presentados en el Capítulo 2 pueden particularizarse para los casos i) - v) mediante una elección adecuada de los términos que aparecen en las ecuaciones (2.40). El caso ii) (ME) corresponde a tomar sólo $b_2^{\lambda K}(ij)$ distinto de cero al construir las matrices U_{ijkl} y V_{ijkl}.

Si se quiere considerar sólo el término pp antisimetrizado (caso iii)) hay que tomar $a_2 = b_2 = 0$. En el caso iv) se están incluyendo solamente los términos de carácter pa, luego se hace $a_2 = b_2 = 0$. Finalmente, en el caso v), se desprecia el término pai, que es precisamente $a_1 = b_1$ el que en la factorización (sección 3.3) da lugar a la aparición de un elemento de matriz imaginario de operador de un cuerpo.

Los resultados obtenidos en esta parte se muestran en las figuras 4.15 - 4.17. La primera de éstas muestra los valores de la constante (en MeV) que ajusta la energía experimental de la cabeza de la banda gamma. En la fig. 4.16 se presentan los valores de las B(E2) (en unidades upi). La carga efectiva se tomó como 0.4 ($\sim Z/A$). Finalmente, la contribución de la cabeza de banda gamma al número total ρ de c. p. en el ef correlacionado se puede ver en la fig. 4.17.

En estas tres figuras, las líneas llenas, cortadas y de punto y raya corresponden a los casos i), ii) y iii), respectivamente. Además, las líneas de puntos en la fig. 4.16 representan resultados que corresponden al caso iv). Para las cantidades que se exhiben en las figuras 4.15 y 4.17, los valores para los casos iv) y v) no se distinguen de los de los casos ii) y i), respectivamente.

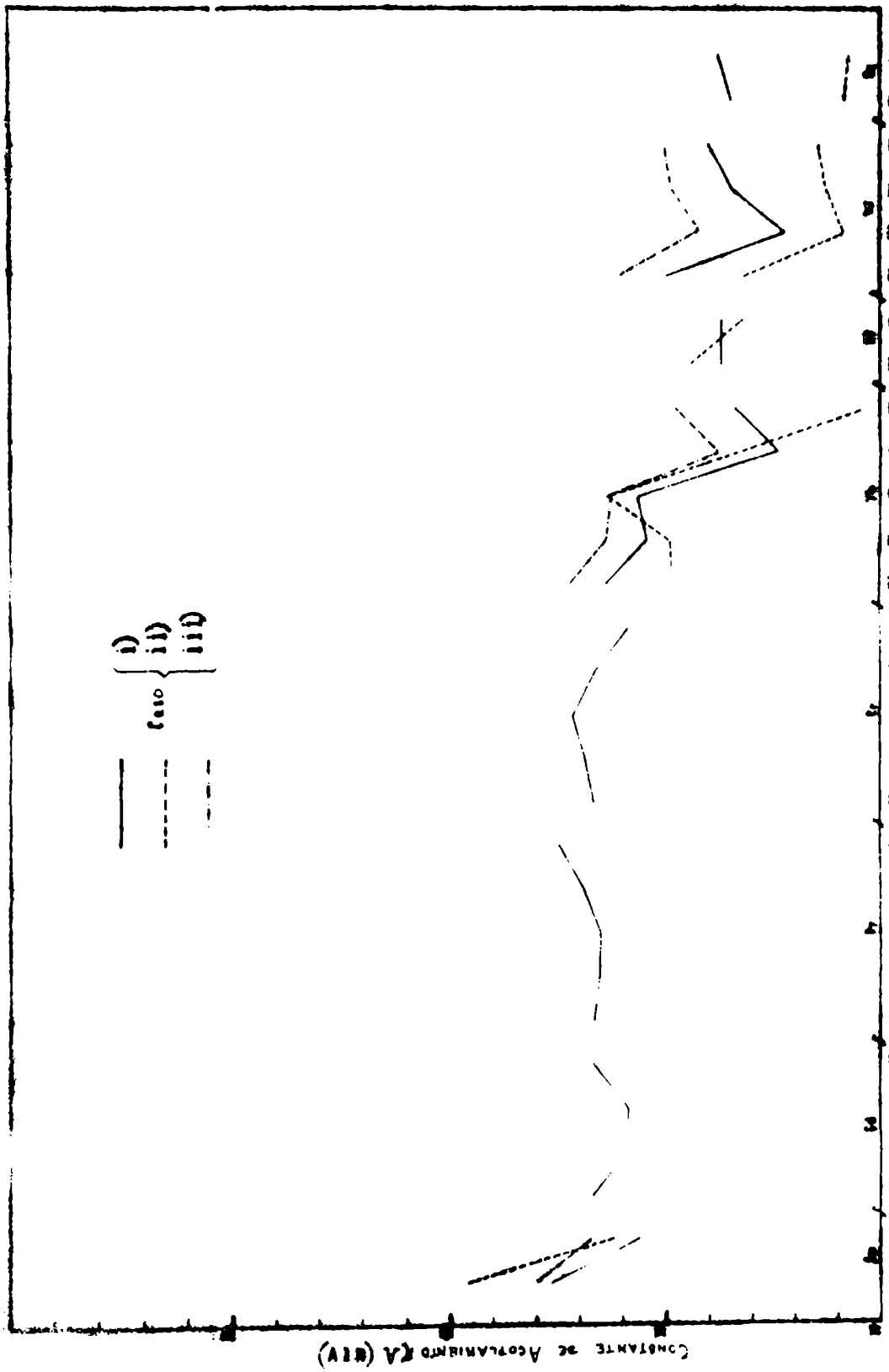


Fig. 4.15. La constante de acoplamiento K para la interacción Delta de superficie. Ha sido determinada de modo de ajustar la energía experimental de la cabeza de banda gamma para cada núcleo. Los valores se dan en MeV y están multiplicados por el número de masa A.

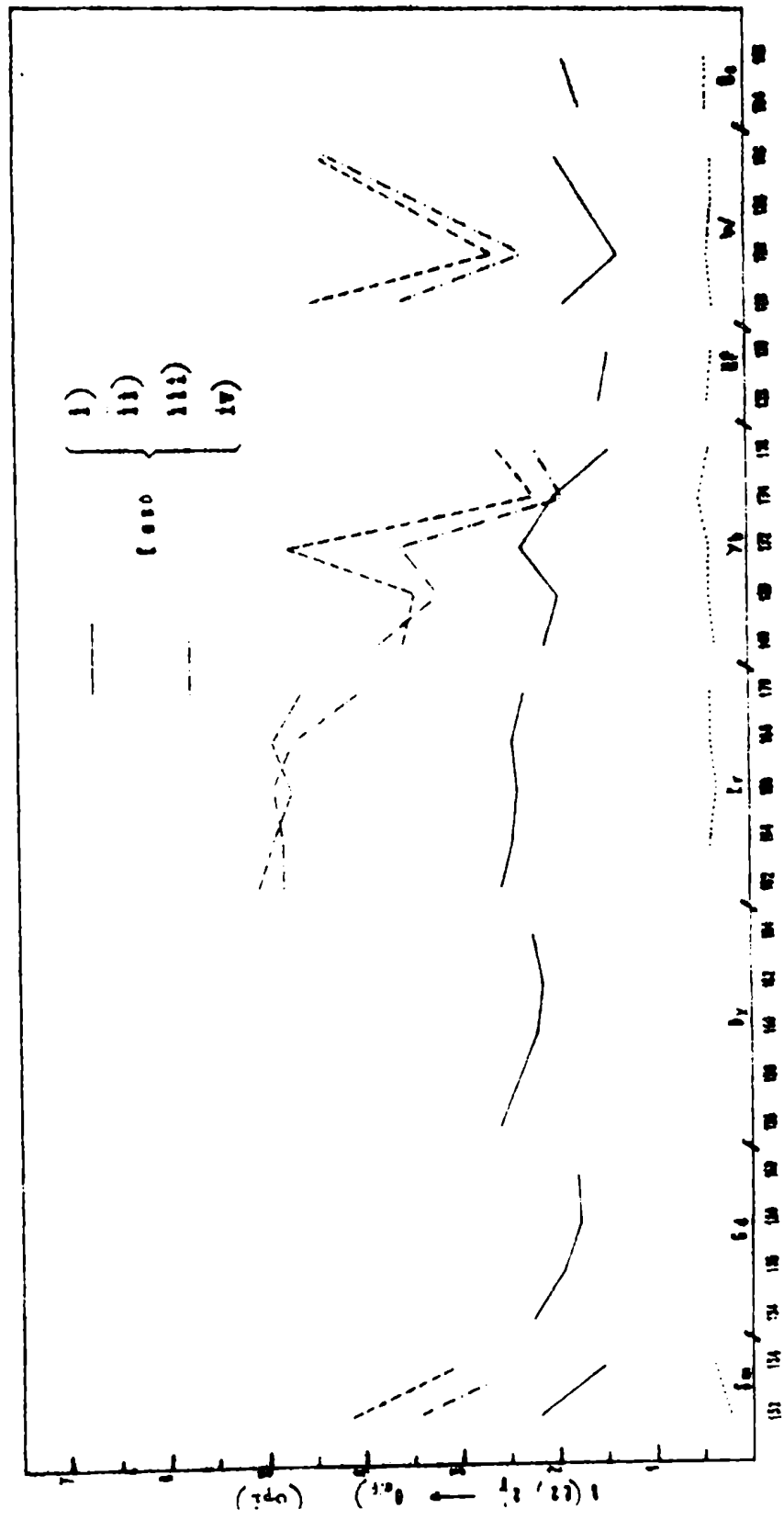


Fig. 4.16. Probabilidades de transición electromagnética (reducidas) de la cabeza de banda gamma al estado fundamental. Para cada núcleo, ha sido calculada con la función de onda que describe la cabeza de banda experimental. Los valores se dan en unidades de p. i. (wpi).

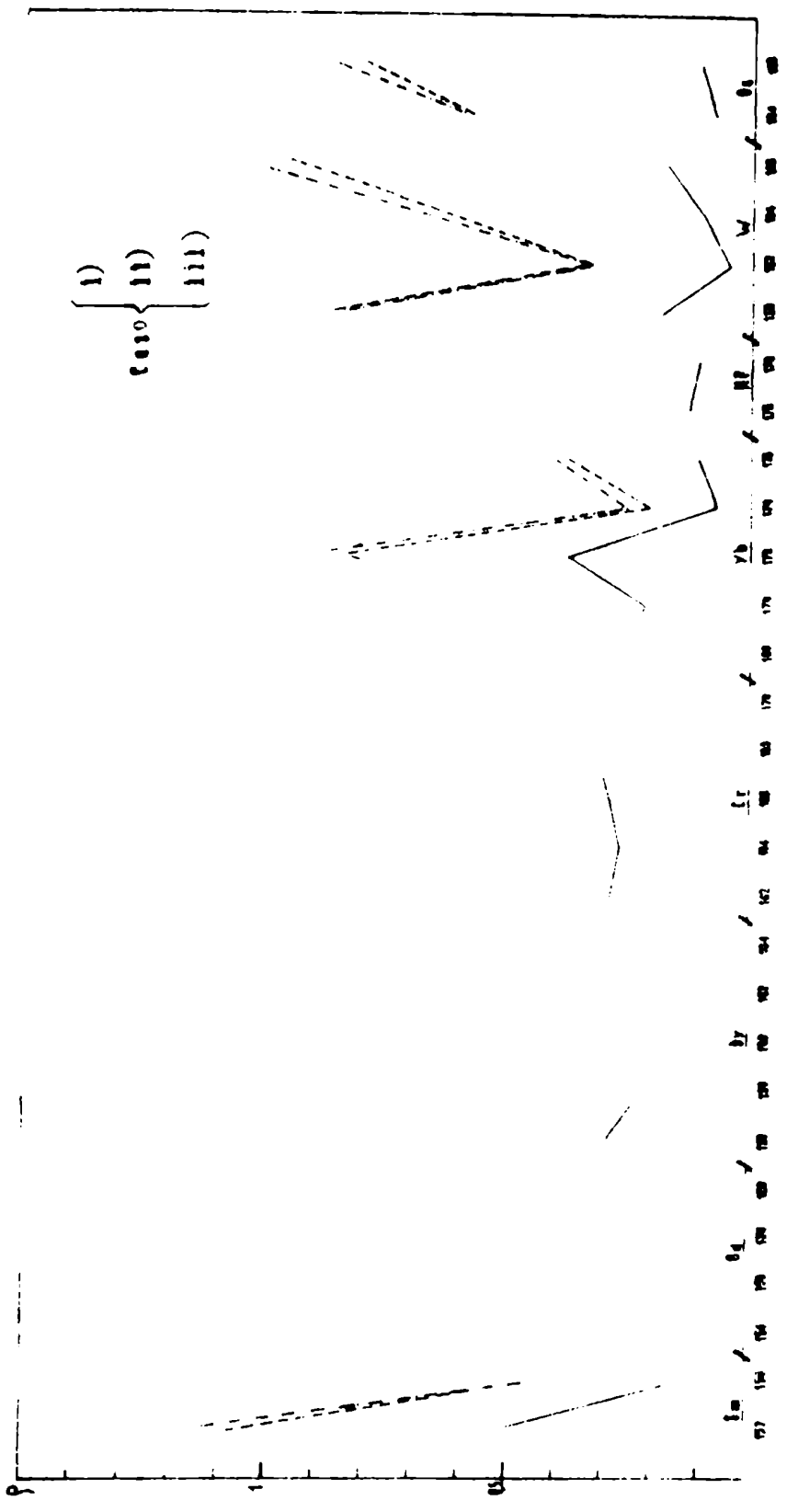


Fig. 4.17. Números de cuasi partículas ρ en el estado fundamental correlacionado, asociados con las amplitudes de correlación de la cabeza de banda gamma.

4.5. Detalles de los cálculos. (d) La desintegración beta.

Los cálculos se efectuaron de acuerdo con la formulación propuesta por Soleviev (65Sol, 67Sol) y presentada en la sección 2.8. Para obtener los valores de ft se utilizó la fórmula (57All)

$$ft = \frac{6222,0}{\langle \bar{C}_\beta \rangle}, \tag{4.2}$$

donde $\langle \bar{C}_\beta \rangle$ es la abreviatura para el valor medio del factor de forma cuya expresión es (57All)

$$\langle \bar{C}_\beta \rangle = \frac{\int W\, p\, q^2\, F_0(Z,W)\, C_\beta(W)\, dW}{W\, p\, q^2\, F_0(Z,W)\, dW}, \tag{4.3}$$

En esta ecuación todas las variables tienen el significado usual (65Sil). El factor de forma ha sido dado por Kotani (59Kol) como

$$C_{i\beta}(W) = k\,(1 + a\,W + b/W + c\,W^2), \tag{4.4}$$

donde a, b y c pueden escribirse en término de las funciones de onda del electrón y de los elementos de matriz β (sección 2.8). Los elementos de matriz de p. i. que aparecen en las expresiones (2.81) se calcularon de acuerdo con las fórmulas dadas en las refs. 66Bel y 67Tul. Los elementos de matrix del operador relativista $\vec{\Gamma} \cdot \vec{\alpha}$ se obtuvieron a partir de la teoría CVC (62Fu1); la expresión que da Fujita es

$$\langle \vec{\alpha} \rangle = \Lambda_{CVC}\, \mathbf{r}\, \langle i\mathbf{r} \rangle, \tag{4.5}$$

donde

$$\Lambda_{CVC} = 2.4 + (1/\xi) \begin{cases} W_0 - 2.5 \text{ para } \beta^+ \\ W_0 + 2.5 \text{ para } \beta^- \\ \Delta M + 1.5 \text{ para captura electrónica.} \end{cases} \quad (4.6)$$

y

$$\xi = \pm \frac{\alpha Z}{2 R_0} . \quad (4.7)$$

Aquí W_0 es la energía final máxima del electrón β, ΔM es la diferencia de masa entre los dos núcleos, α es la constante de estructura fina y R_0 el radio nuclear. El signo + corresponde a desintegración β^-, el -, a β^+. Los resultados para cuatro desintegraciones se presentan en la tabla 4.

Tabla 4. Valores calculados de log ft comparados con los correspondientes experimentales, para algunoas transiciones β en la zona de tierras raras.

Inicial	Final	W_0	Log ft exp	Log ft calc. VPK	Log ft calc. ME
$3-3\{411\uparrow + 521\uparrow\} \longrightarrow 2+2$					
$^{152}_{63}Eu$	$^{154}_{62}Sm$	2.44	9.5	9.1	8.9
$^{115}_{63}Eu$	$^{154}_{64}Gd$	3.64	12.0	8.5	7.7
$^{156}_{65}Tb$	$^{156}_{64}Gd$	3.63	7.8	8.9	7.9
$^{160}_{65}Tb$	$^{160}_{66}Dy$	2.7	8.9	8.9	7.8

CAPITULO 5. Examen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SU3.

5.1. Discusión de los resultados. (a) Las energías y probabilidades de transición.

Si se examina la fig. 4.1. se advierte que se puede obtener un ajuste razonable de las energías experimentales tanto con el método ME como con el VPK. Debe señalarse que el VPK produce valores cuya variación con A, para un dado isótopo, es más suave que lo que resulta de aplicar el ME. En particular, es tal vez conveniente hacer notar que el peculiar valle que predice el ME para los isótopos del Er desaparece en el tratamiento no esquemático.

Otro punto que debe mencionarse tiene que ver con la estabilidad de las soluciones de la QRPA en ambos métodos. Se sabe que para valores bastante grandes de la constante de acoplamiento, el ME da raíces imaginarias para la ecuación secular correspondiente. En el método VPK, aparecen soluciones de tal carácter sólo si los autovalores de la matriz Γ (ecs. (2.48) y (2.49)) son mayores que la unidad para todas las energías ω. Esto ocurrirá eventualmente si la constante de acoplamiento se hace suficientemente grande, dado que ella factoriza la matriz Γ. En el caso del ME, un valor de κ tan pequeño como $29.6/A$ (MeV) da soluciones imaginarias para los isótopos del W, en tanto que las energías que resultan del método VPK son mayores que 0.5 MeV. Se puede concluir, entonces, que las soluciones "no esquemáticas" son más estables que las "esquemáticas".

Para discutir los resultados presentados en la fig. 4.2, el

punto principal a destacar es que, para los cálculos realizados en el presente trabajo la carga efectiva (67Fa3) es $e_{ef} = 0.7$, en tanto que los valores de Faessler y Plastino (67Fa3) corresponden a $e_{ef} = 0.4$. Esta diferencia es consecuencia del hecho de que el ME da valores de B(E2) que son, en general, significativamente mayores que los provenientes del VPK. La razón de las dos cantidades teóricas varía considerablemente en el rango de núcleos en consideración, pero puede llegar a valer 2.5 (para $e_{ef} = 0.4$). Esta variación se origina fundamentalmente en el comportamiento de las figuras computadas con el ME, pues las computadas con el VPK exhiben una tendencia más suave.

El empleo de una carga efectiva es todavía un tema de controversia. Si uno acepta la posibilidad de variarla dentro de límites razonables, no es posible discernir qué método da mejores resultados, especialmente en vista del hecho de que la información experimental no puede considerarse libre de ambigüedades. Puedeser interesante comparar probabilidades de transición computadas con el método VPK para distintos valores de e_{ef}. Se encuentra que los valores de B(E2) calculados para $e_{ef} = 0.7$ son mayores que los de $e_{ef} = 0.4$ en un factor de arpozimadamente 1.8. Este factor alcanza el valor 2.8 si se toma $e_{ef} = 1.0$.

La conclusión principal que se extrae de los resultados de B(E2) reside en el hecho de que el tratamiento esquemático exagera el carácter colectivo de las transiciones. Esto puede ilustrarse también considerando las correspondientes funciones de onda. Como ejemplo, en la tabla 1 se muestran las mayores componentes X e Y del vector de estado 2^+ de la QRPA para el caso del ^{162}Dy. El cálculo ha sido realizado empleando, para ambos métodos, la misma constante de acoplamiento. El valor elegido, $\kappa = 29.6/A$ MeV es el que resulta de: i) ajustar las energías γ-vibracionales en toda la región; ii) calcular para cada método el valor medio de κ y su dispersión; iii) determinar el inter-

valo de valores de κ en el cual se superponen ambas dispersiones; iv) tomar el punto medio de dicho intervalo. En la tabla se ve claramente que las relaciones Y/X, que da una idea de la magnitud de las correlaciones de la QRPA, son significativamente mayores para el caso ME. Esto quiere decir que las correcciones de QRPA a la aproximación de Tamm-Dancoff son mayores en este caso.

Tabla 1. Las diez amplitudes más relevantes del vector de estado de QRPA para el caso de ^{162}Dy. La constante de acoplamiento es $\kappa = 29.6/A$ MeV. Los números cuánticos de las correspondientes componentes de dos cuasi partículas aparecen en las columnas 1 y 2. Las columnas 3 y 4 exhiben valores obtenidos con el método VPK, y las dos últimas, los provenientes del ME. Nótese que la condición de normalización es $\sum_I (X_I^2 - Y_I^2) = 1$.

$(2\tau)_z$ i	$(2\Omega)[N\ n_z\ \Lambda]$ j	VPK X	VPK Y	ME X	ME Y
17413	13411	0.129	0.043	0.340	0.315
19404	15402	0.151	-0.081	0.622	0.576
15413	11411	0.434	0.020	0.977	0.843
13411	11411	0.620	0.037	1.093	0.930
17404	13402	0.172	0.042	0.223	0.209
15402	11400	1.133	0.041	0.142	0.134
13402	11400	-0.109	-0.037	-0.100	-0.096
-13521	-11521	0.304	0.012	0.736	0.645
-15523	-11521	0.366	0.021	0.709	0.615
-15512	-11510	-0.125	-0.036	-0.142	-0.134

Los resultados de estos cálculos muestran que la inclusión de los términos de interacción pp y pai, que se despreciaban en los estudios microscópicos anteriores de la región de tierras raras, no mejoran el acuerdo entre teoría y experiencia en un grado significativo. Sin embargo, al tomar en cuenta esos términos los valores teóricos varían más suavemente de núcleo a núcleo. Además, se ve que despreciarlos origina una exageración de las correlaciones de la QRPA, y un aumento bastante pronunciado del carácter colectivo asignado a los estados de baja energía que aquí se analizan.

5.2. Discusión de los resultados. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia.

Examinemos ahora la fig. 4.3. Se puede advertir que las discrepancias entre ambos métodos de cálculo (ME y VPK) se hacen mayores cuando se atraviesa la región de tierras raras, alcanzando un máximo en el extremo derecho (región de los Os). Por otra parte, se encuentra, como una tendencia sistemática general, que la contribución de la banda γ al número total de c. p. constituye una parte de la traza total β que es mucho más apreciable en el caso ME que en el VPK. Esto es consecuencia del hecho de que el término de interacción pad de una SDI (el único incluído en el primer tratamiento, 59Br1, 67Fa1, 67Fa2, 72He2) no origina amplitudes Y significativas en las funciones de onda que corresponden a estados excitados 2^+ distintos de la cabeza de banda γ.

Este no es el caso cuando se incluyen términos pp y pai (67Fa1, 72He2, 69Vu1). Como puede verse en la fig. 4.3, la contribución de la cabeza al número de c. p. varía desde un 50% (^{162}Dy) hasta un simple 0.4% (^{186}Os) para el VPK. Este efecto debería atribuírse totalmente a la presencia

de los nuevos términos de interacción que aparecen en el modelo no esquemático. Una somera interpretación del mecanismo involucrado podría ser la siguiente: el número $|Y_{ij}^{nK^\pi 2}|$ da la probabilidad de que el estado (ij) de 2 c. p. esté ocupado en el e. f. nuclear, cuando se excita el núcleo hasta una energía igual al n-ésimo autovalor de la matriz de QRPA (67Fal, 69Vul). Si existe algún término de la interacción que sea capaz de dispersar un par de partículas desde (hasta) estados (ij) hasta (desde) estados (kl), el núcleo "verá" el par dispersado (o la ausencia del par dispersado) como un par de c. p. Cuando agregamos términos de interacción adicionales en nuestro modelo, además del pad, el número de eventos de dispersión que involucran al par (ij) aumenta, luego también lo hace la probabilidad de que el par pueda verse desde energías de excitación más altas. Sin embargo, los estados excitados 2^+ que están más altos que el primero no están acoplados al fundamental por operadores electromagnéticos. Los cálculos efectuados en el curso de este trabajo probaron que las correspondientes B(E2) no superan un décimo de upi. Esto significa que, aun siendo grandes, las amplitudes de correlación se suman incoherentemente en las probabilidades de transición. Por lo tanto, si tales estados existen, no sería fácil detectarlos experimentalmente. El único estado colectivo con $K^\pi = 2^+$ es así la cabeza de banda δ, cuya contribución al número total de c. p. es alrededor de 0.2 en la región de tierras raras, como se ve en la fig. 4.3.

En este punto debe hacerse algunas acotaciones, acerca del alcance de una descripción microscópica de QRPA. Este es un método en el cual las únicas componentes de una excitación nuclear son del tipo de 2 c. p. Cuando la energía crece, es razonable esperar que contribuyan significativamente a la

función de onda del estado componentes de estructura más compleja, que impliquen excitaciones simultáneas de varias c. p. Sin embargo, no podemos asignar mucho sentido físico a las correlaciones de e. f. relacionadas con amplitudes Y^n para un valor grande de n. En realidad, se podía afirmar que sólo las correlaciones asociadas con la cabeza de banda δ pueden considerarse, con seguridad, como teniendo sentido. Con esto presente, puede asegurarse que se obtiene correlaciones más grandes con el método ME que con el VPK, como ilustra claramente la fig. 4.3. Este hecho está de acuerdo con los resultados presentados en la ref. 72He4. En ese trabajo, se investigaron las correlaciones de e. f. vinculadas con las componentes principales de las funciones de onda de estados 2^+, esto es, las que dan cuenta de las probabilidades de transición electromagnética. Las componentes de la función de onda nuclear que contribuyen con importancia a las B(E2) son las que tienen X y $|Y/X|$ mayores que dos criterios dados. Tal relación de amplitudes origina números de c. p. que son mucho mayores en el caso ME que en el VPK; si esta selección no se hace, las diferencias entre ambos tratamientos no son tan drásticas.

Vamos ahora a analizar la distribución de densidad de c. p. sobre los estados de p. i. Las figs. 4.4. a 4.7 constituyen ejemplos típicos para la región, pues se obtienen patrones equivalentes para los demás isótopos. Las características principales de estos diagramas son: a) ambas curvas se asemejan estrechamente (en especial, en las proximidades de la superficie de Fermi); b) los picos predichos por el ME tienden a estar concentrados en la vecindad de la superficie de Fermi, en tanto que el otro tratamiento da lugar a picos significaticos también lejos de ella. Otra forma de expresar este hecho sería señalar que los términos pp y pai involucrados en el método VPK son responsa-

bles de procesos de dispersión que tienden a poblar casi uniformemente todos los orbitales disponibles. La interacción pad, sin embargo, actúa fundamentalmente cerca de la superficie de Fermi. Un rasgo interesante es que, aunque las figs. 4.4 a 4.7 muestran, para el caso VPK, la contribución de todos los estados 2^+, se puede ver que la estructura de las figuras ya está determinada por la cabeza de banda, es decir, los picos principales reaparecen aún cuando se toma en cuenta sólo las amplitudes de los primeros 2^+. Esto se ilustra en las figs. 5.1 y 5.2, donde su muestran las distribuciones de c. p. para protones y neutrones, respectivamente, del ^{164}Dy. Nótese que la escala ha sido reducida en un factor 10 con respecto a las de las figuras anteriores. De acuerdo con estos resultados, podría afirmarse que la estructura del estado fundamental nuclear está ya implícita en la estructura de los estados colectivos no rotacionales.

En cuanto a los factores de corrección para las probabilidades de "stripping" (figs. 4.8 a 4.11) se puede observar una correspondencia total entre picos de los números de ocupación y valles en los factores. Este acuerdo no es tan exacto cerca de los bordes de la región de tierras raras (Sm - Os); la falta de correspondencia entre picos y pozos, así como la aparición de factores de corrección mayores que 1, debe atribuírse a los efectos de los términos no diagonales de la densidad de c. p. En la sección 2.7 hemos discutido la posibilidad de que aparezcan fases al azar en estos e. m. La conclusión general es que los términos no diagonales de la densidad de c. p. son importantes, para un núcleo dado, lejos de la superficie de Fermi, hecho que se hace más pronunciado cerca de los bordes de transición de la región de tierras raras (isótopos de Os, en particular).

Los factores de corrección de "pick up" son muy similares

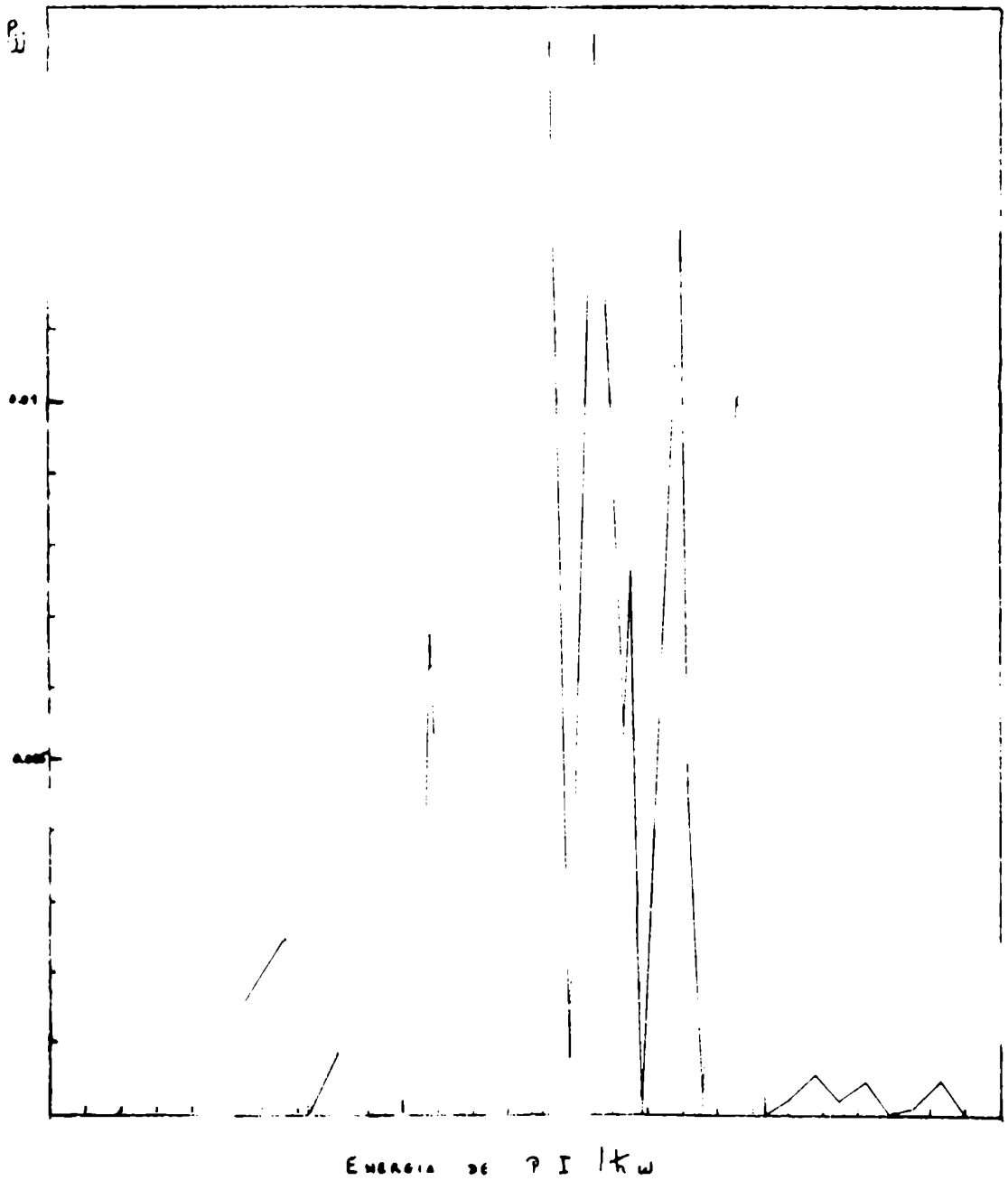


Fig. 5.1. Números de ocupación de c. p. para los protones del ^{164}Dy. Sólo se indica la contribución del primer estado 2^+, de acuerdo con el método VPK. Los detalles restantes son los mismos que en las figs. 4.3 a 4.6.

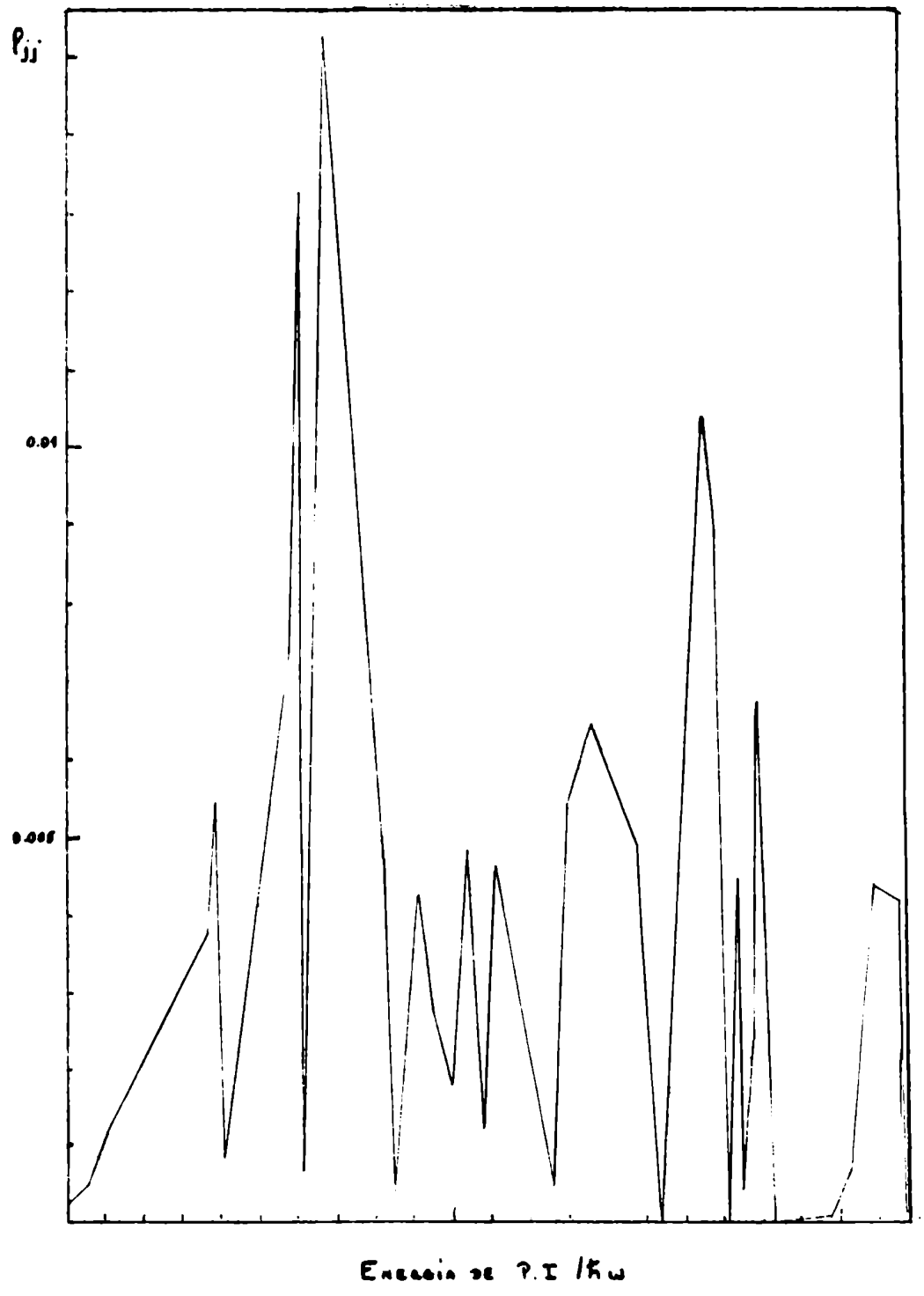


Fig. 5.2. Idem fig.5.1 para los neutrones del ^{164}Dy.

a los de "stripping" (fig. 4.12) salvo por el hecho de que los picos son más suaves (llegan a desaparecer en algunos casos). Los gráficos de las "colas maravillianas" de las distribuciones de c. p. para el ^{168}Er (figs. 4.13 y 4.14) refuerzan nuestras conclusiones previas acerca de los números de ocupación, pues muestran claramente la tendencia de los términos de interacción adicionales (caso VPK) a poblar todos los orbitales uniformemente.

5.3. Discusión de los resultados. (c) Los distintos términos de la interacción.

Del examen de la fig. 4.15, donde se representa la constante de acoplamiento χ que reproduce la energía experimental de la cabeza de banda γ, surgen algunos rasgos interesantes. Ante todo, puede verse que la forma de las figuras está dada, fundamentalmente, por la interacción pp. Las discrepancias entre las tres curvas se deben esencialmente a la renormalización producida por los factores de apareamiento que aparecen en las matrices U y V. (ecs. (2.40)). Otra característica interesante es que los valores de χ son menores en el caso ii). Esto implica que para un valor fijo de la constante de acoplamiento, el estado colectivo será "deprimido" más si sólo el e. m. pad es tomado en cuenta.

La figura para las B(E2) (fig. 4.16) es muy elocuente en lo que respecta a la sobreestimación de efectos colectivos que ha sido frecuentemente atribuída al ME (72He2, 72He3). Parece que, dentro del esquema de la QRPA, la interacción pp (caso iii)), da predicciones para las probabilidades de transición cuya tendencia es casi paralela a la del caso ii). Además, las curvas ii) y iii) están muy próximas, contrariamente a lo que ocurre con la del caso VPK que es la más baja. Una elección diferente para la carga efectiva, ciertamente haría que

la curva i) se acercara a las otras dos(ver discusión en la sección 5.1 o ref. 72He2). Como hay una estrecha conexión entre carga efectiva y excitaciones de la cáscara cerrada, esto implicaría que cuanto mayor es el número de procesos de dispersión que pueden involucrar 2 c. p. (es decir, interacciones pp, pad y pai), más oculto queda el carozo inerte. En cuanto a la comparación con los resultados experimentales, ya sabemos (sección 5.1, refs. 72He2, 72He3 y 67Fa3) que la magnitud de los errores con que se determinan hace muy difícil elegir entre las predicciones esquemáticas y no esquemáticas.

Analicemos ahora los números de ocupación ρ en el s. f. correlacionado (fig. 4.17)). La primera impresión que uno recibe es, probablemente, el exagerado efecto de correlación predicho por el ME, tanto en el caso ii) como en el iii). Las formas de las curvas son suficientemente parecidas como para que se pueda asignar las diferencias numéricas a los factores de aparesamiento esencialmente.

Aquí debe destacarse un punto importante. Cuando se comparan las densidades ρ que resultan de los casos ii) y iv) (pad y pad + pai, respectivamente), se ve que las diferencias entre resultados correspondientes no superan el valor 0.001. Algo parecido ocurre entre los casos i) y v). La conclusión es, entonces, que la interacción pai no influye sobre los valores absolutos de las amplitudes de correlación; además , no modifica la constante de acoplamiento (fig. 4.15). Sin embargo, cuando se observa la figura de las B(E2) (fig.4.16) se ve que hay un gráfico de valores muy pequeños. Esto quiere decir que la inclusión de interacción pai puede destruir la coherencia producida por la fuerza pad. En la table 5.2 ilustramos esta propiedad. En las columnas 1 y 2 se da los orbitales de Nilsson de las configuraciones de 2 c. p. más relevantes en el ^{172}Yb. En

las columnas 2 y 3 se muestra las amplitudes X e Y para el caso ii), mientras que las dos últimas columnas exhiben estas amplitudes para el caso iv). Se ve

Tabla 2. Las amplitudes X e Y del vector de estado de QRPA para la cabeza de banda gamma del ^{172}Yb. En las columnas 1 y 2 aparecen los números cuánticos de los orbitales de Nilsson de las configuraciones (ij) más relevantes.

$(2z\ 2K)_z$	$[N\ n_z\ \Lambda]$	X	Y	X	Y
19404	15402	0.362	0.232	0.367	-0.226
15413	11411	0.407	0.200	0.401	-0.200
13411	11411	0.553	0.241	0.553	-0.238
17404	13402	0.378	0.202	0.372	00.206
15402	11400	0.186	0.116	0.186	-0.114
-19514	-15512	0.169	0.122	0.171	-0.119
-115005	-17503	0.230	0.171	0.233	-0.166
-13521	-11521			0.286	-0.[illegible]
-15523	-11521	0.370	0.170	0.363	-0.169
-15512	-11510	-0.411	0.211	-0.413	0.207
-17514	-13512	0.173	-0.103	0.171	-0.102

que los valores absolutos de las amplitudes correspondientes son casi idénticos en ambos casos, paro las amplitudes de correlación U tienen signos opuestos. Este efecto puede asignarse al carácter imaginario de los coeficientes a_2, que, como se hizo notar en la sección 3.3, se debe a la peculiar factorización de los

términos de la interacción pai.

5.4. Discusión de los resultados. (d) La desintegración beta.

De la tabla 4, sección 4.5, surge que los resultados del ME son casi un orden de magnitud más pequeños que los correspondientes al modelo VPK. Esto significa que las sumas en los e. m. (2.81) son mayores cuando las predice el ME. Debido a las aproximaciones utilizadas en este tipo de cálculo, no debe intentarse una comparación seria con datos experimentales. Sin embargo, los resultados no esquemáticos parecen algo mayores, pero debe recordarse que el punto principal de la discusión aquí es mostrar efectos de las discrepancias entre funciones de onda de QRPA obtenidas a partir de distintas formas de manipular la interacción residual. Los resultados presentados aquí coinciden con los obtenidos para las B(E2) (sección 5.1, ref. 72He2). Como una conclusión general, podemos establecer que el ME siempre predice un decaimiento más rápido.

CAPITULO 6. Aplicaciones de la interacción independiente del estado.

6.1. Generalidades.

La elección de la base de p. i. y los coeficientes de la transformación de BV, y la construcción de la base de dos c. p. se realizó como se explica en la sección 4.1. En este caso, no obstante, se efectuaron cálculos dentro del esquema de la aproximación de Tamm-Dancoff (QTD). Esta aproximación, cuya fundamentación mencionamos en la sección 2.3, se puede obtener como límite de la QRPA cuando desaparecen las amplitudes de correlación, esto es, cuando la matriz Q, y por lo tanto la amplitud Y, es igual a cero. Las constantes de acoplamiento para el cuadrupolo de la SIF fueron obtenidas, como siempre, ajustando los valores experimentales de las energías de las cabezas gamma-vibracionales.

Los valores elegidos para κ se presentan en la tabla 1, para las regiones de tierras raras y transuránidos.

Tabla 1. La constante de acoplamiento κ de la interacción residual para las tierras raras y los transuránidos.

		VPK	ME	
Tierras raras	QRPA	7.28	4.15	$Z<70$
		7.68	4.43	$Z\geq 70$
	QTD	4.15	6.93	$Z<70$
		4.29	7.28	$Z\geq 70$

Transuránidos	QRPA	5.96	3.59
	QTD	3.36	5.79

Estas constantes, como se ve, son un orden de magnitud más pequeñas que las correspondientes a la interacción SDI (caso tierras raras). Este hecho sin embargo no significa que la SIF sea una fuerza débil; por el contrario, la naturaleza de la SIF (actuar con la misma intensidad en todos los posible eventos de dispersión de dos c. p., sin restricciones geométricas) es la que hace que sea posible obtener una dada excitación nuclear con un parámetro menor.

6.2. Detalles de los cálculos. (a) Las energías y probabilidades de transición cuadrupolar eléctrica.

En las figuras 6.1 y 6.2 se exhiben las energías de las cabezas de banda γ-vibracionales de los núcleos de tierras raras y transuránidos, respectivamente. En ellas también se muestra los valores experimentales. La fig. 6.3 exhibe los valores teóricos para las probabilidades de transición reducidas B(E2) del e. f. a la cabeza de banda, en la región de tierras raras. Para cada núcleo, la constante de acoplamiento es la que ajusta el valor experimental de la energía correspondiente. Este procedimiento es razonable, dado que se dispone de suficiente información experimental. Este no es el caso en la región de los transuránidos; en consecuencia, al calcular las correspondientes B(E2), que se muestran en la fig. 6.4, las constantes de acoplamiento son las que figuran en la tabla 1. Todos los resultados están expresados en unidades upi. (sección 4.2) y la carga efectiva utilizada es 0.4 ($\simeq Z/A$).

Por último, en la fig. 6.5 se compara, para los núcleos de

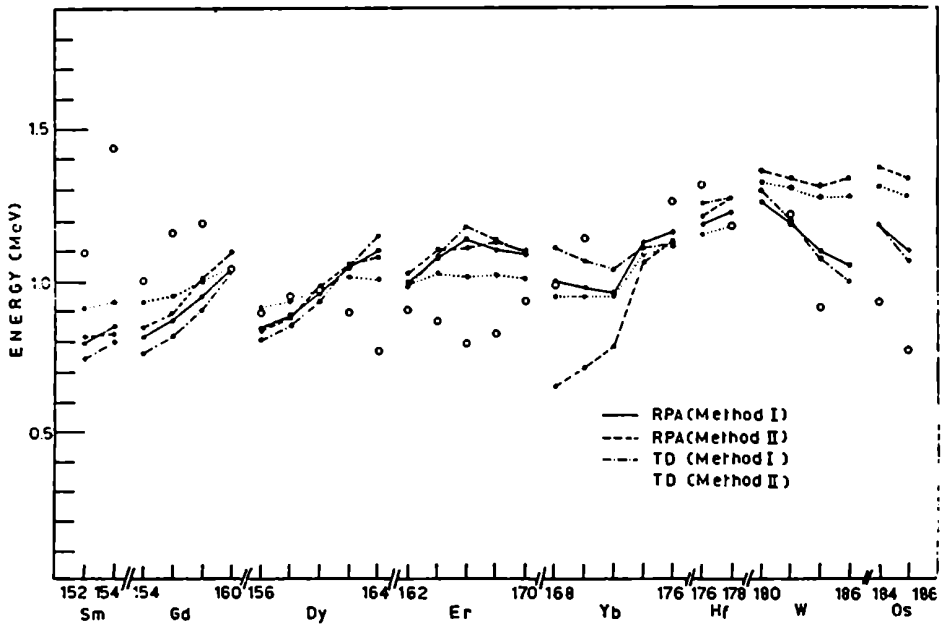


Fig. 6.1. Energías de las cabezas de banda γ -vibracionales en la región de tierras raras. Han sido calculadas con la SIF como interacción residual, en las aproximaciones de fases al azar y de Tamm-Dancoff para cuasi partículas. En cada caso, se muestra los resultados para el VPK y para el ME. Los datos experimentales están representados por los círculos. Las constantes de acoplamiento son las de la tabla 1.

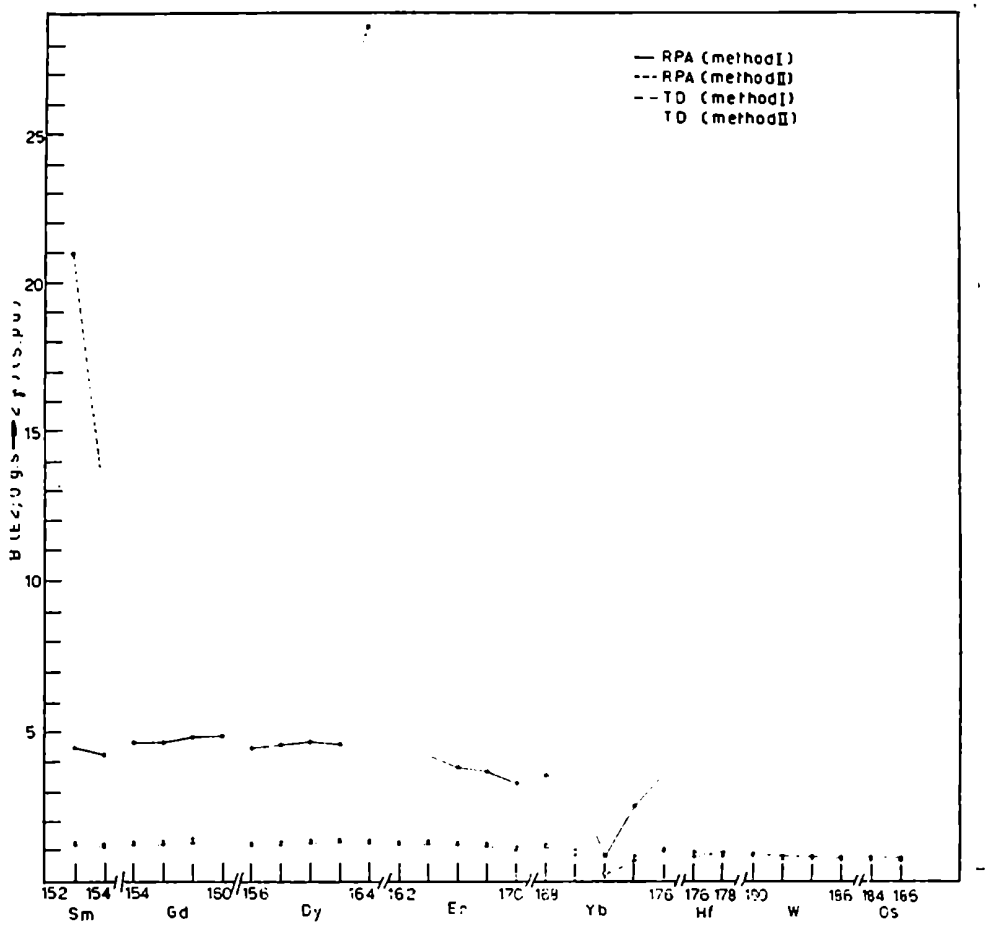


Fig. 6.3. Probabilidades de transición reducidas B(E2) del estado fundamental a la cabeza de banda gamma en los núcleos de tierras raras, predichas por las aproximaciones QRPA y QTD y con los métodos VPK y ME. Han sido calculadas con la constante de acoplamiento que ajusta la energía experimental de dicha cabeza de banda para cada núcleo. La carga efectiva es 0.4 ($\simeq Z/A$).

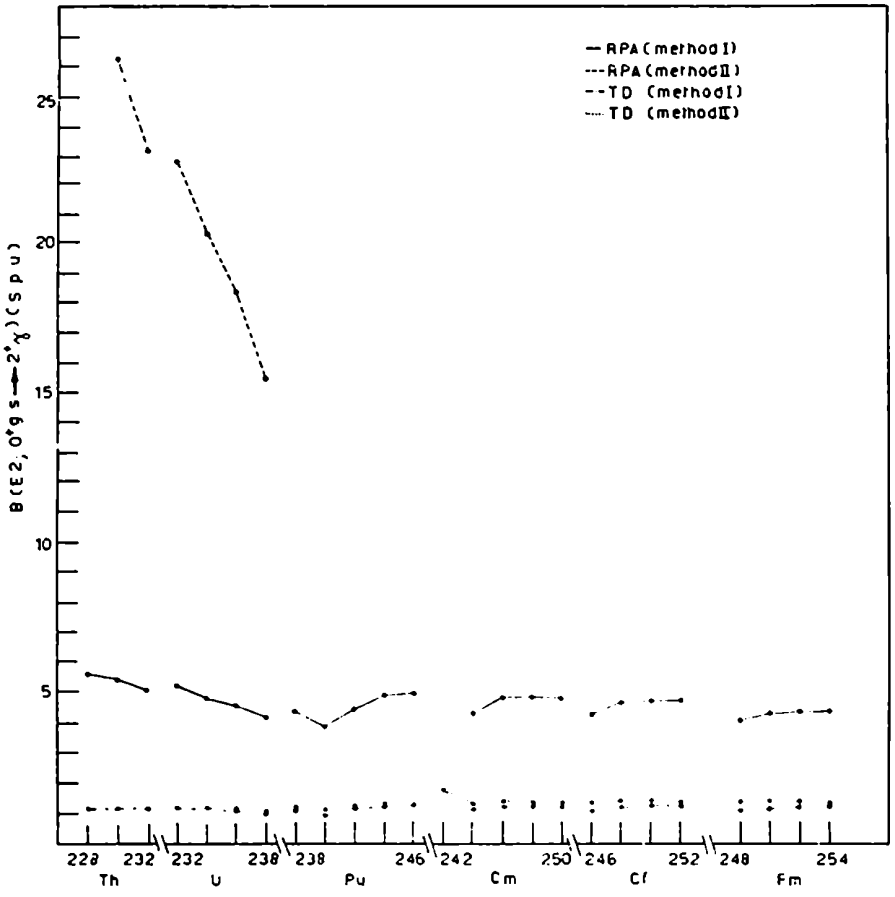


Fig. 6.4. $B(E2, 0^{+}_{e.f.} \longrightarrow 2^{+}_{\gamma})$ en la región de los transuránidos. Han sido calculadas con las constantes de acoplamiento de la tabla 1. Los detalles son los mismos que en la fig. 6.3.

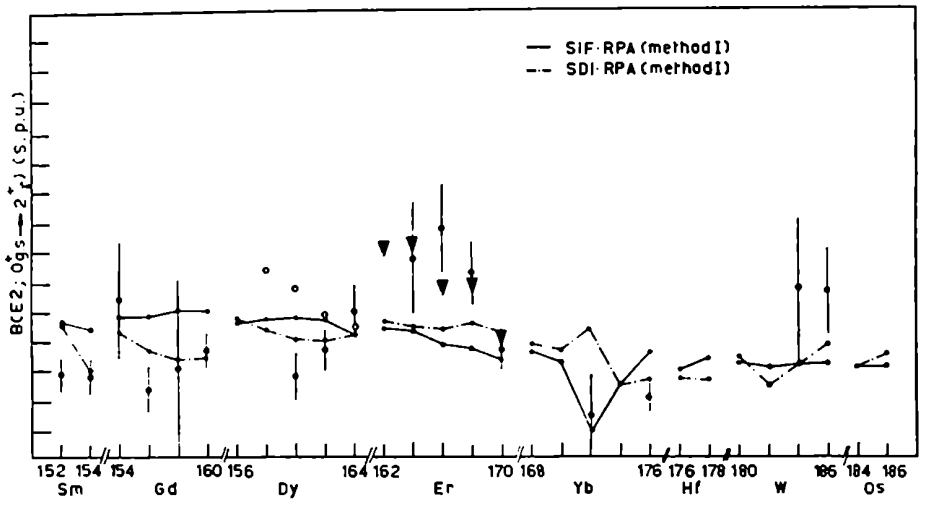


Fig. 6.5. Comparación entre las B(E2) predichas por la QRPA (método VPK) cuando la interacción residual se toma como SIF o como SDI. Se muestran valores para los núcleos de tierras raras. Las referencias para los puntos experimentales son las mismas que en la fig. 4.2.

nes de densidad de c. p. sobre los orbitales de p. i., así como los factores de corrección de "stripping" y "pick up". Los resultados aparecen en las figs. 6.6 a 6.17. En la fig. 6.6, se muestra la contribución de los estados 2^+ al número total de c. p. en el estado fundamental correlacionado (líneas llena y cortada, para VPK y ME, respectivamente). Los puntos indican la contribución de la cabeza de banda γ a la suma sobre todos los estados 2^+. En las figs. 6.7 y 6.8 se exhiben los números de ocupación de c. p. de protones para los núcleos ^{164}Dy y ^{174}Yb, respectivamente, en función de las energías de p. i. (en unidades de $\hbar\omega$). Las figs. 6.9 y 6.10 corresponden a los neutrones de los mismos isótopos.

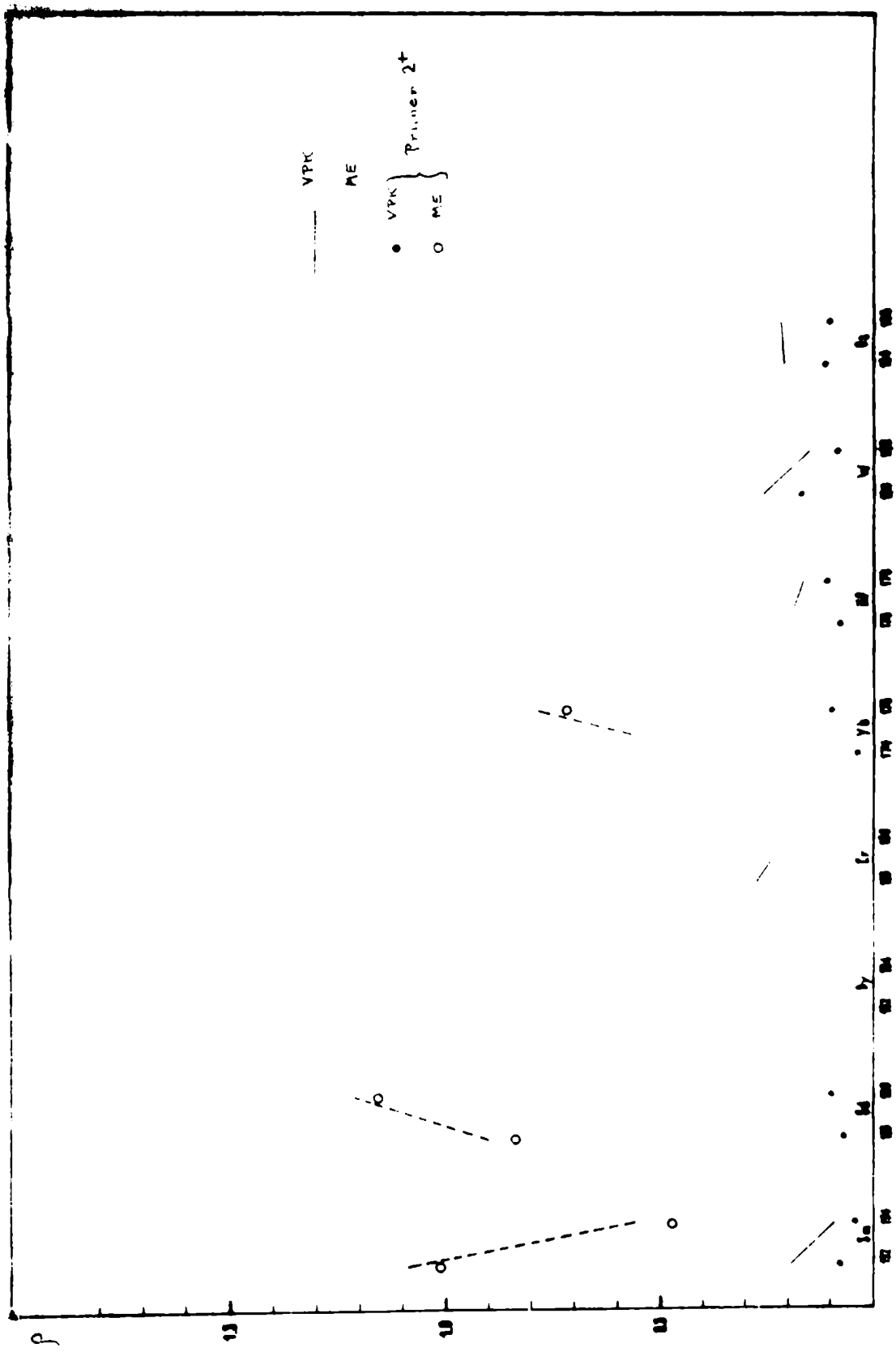


Fig. 6.6. Número total de cuasi partículas f en el estado fundamental correla-

cionado para algunos núcleos en la región de tierras raras. Las líneas llenas y cortadas representan la contribución de todos los estados 2^+ predichos por el método VPK y por el ME, respectivamente. Los puntos indican la contribución de la primera cabeza de banda gamma.

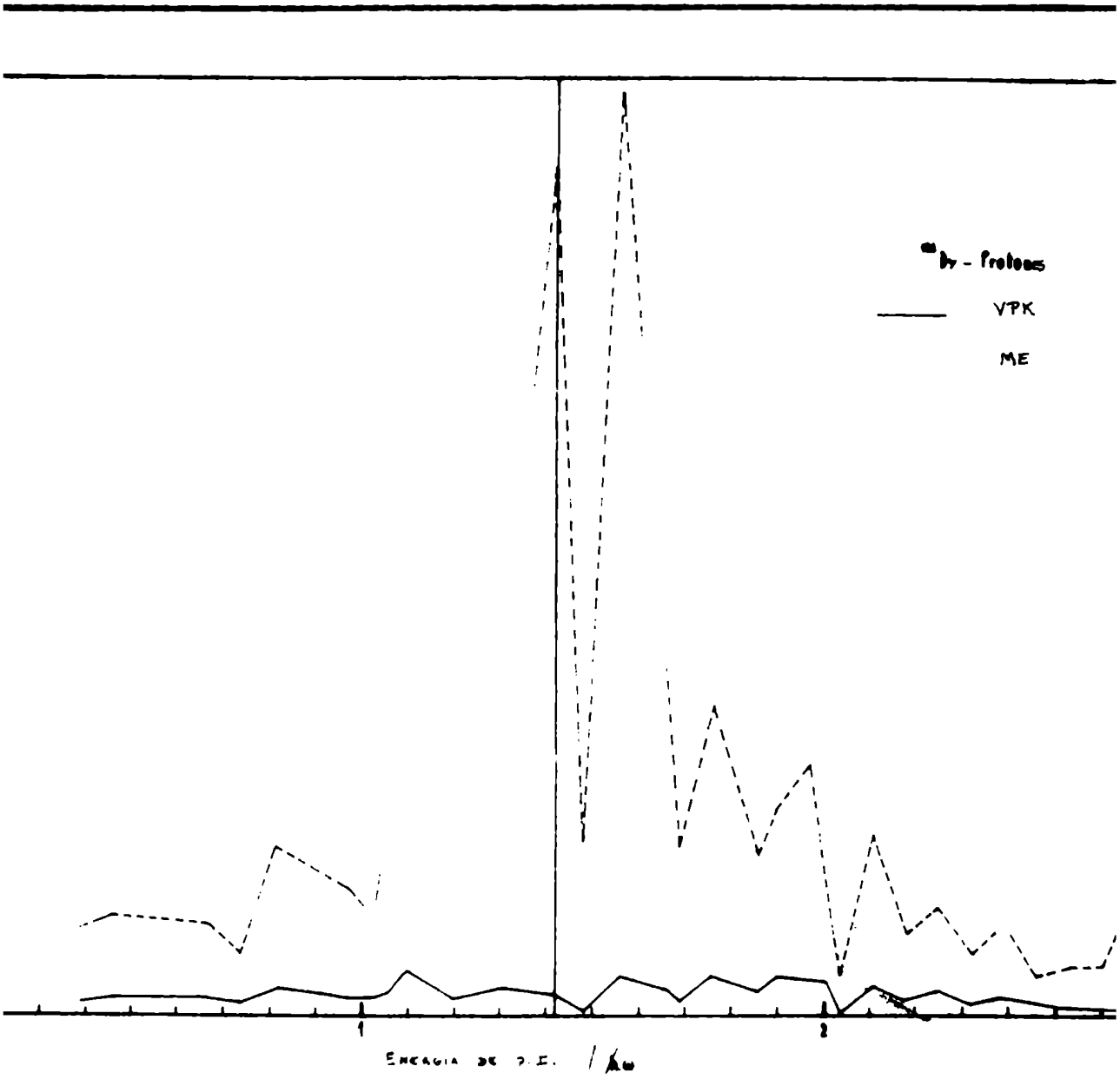


Fig.6.7. Términos diagonales de la matriz densidad de cuasi partículas (protones) para el caso de ^{164}Dy, en función de la energía de p. i. Estas energías están dadas en unidades de $\hbar\omega$. Las líneas llena y cortada representan predicciones del VPK y del ME, respectivamente. El nivel de Fermi está representado por la línea vertical que cruza la figura.

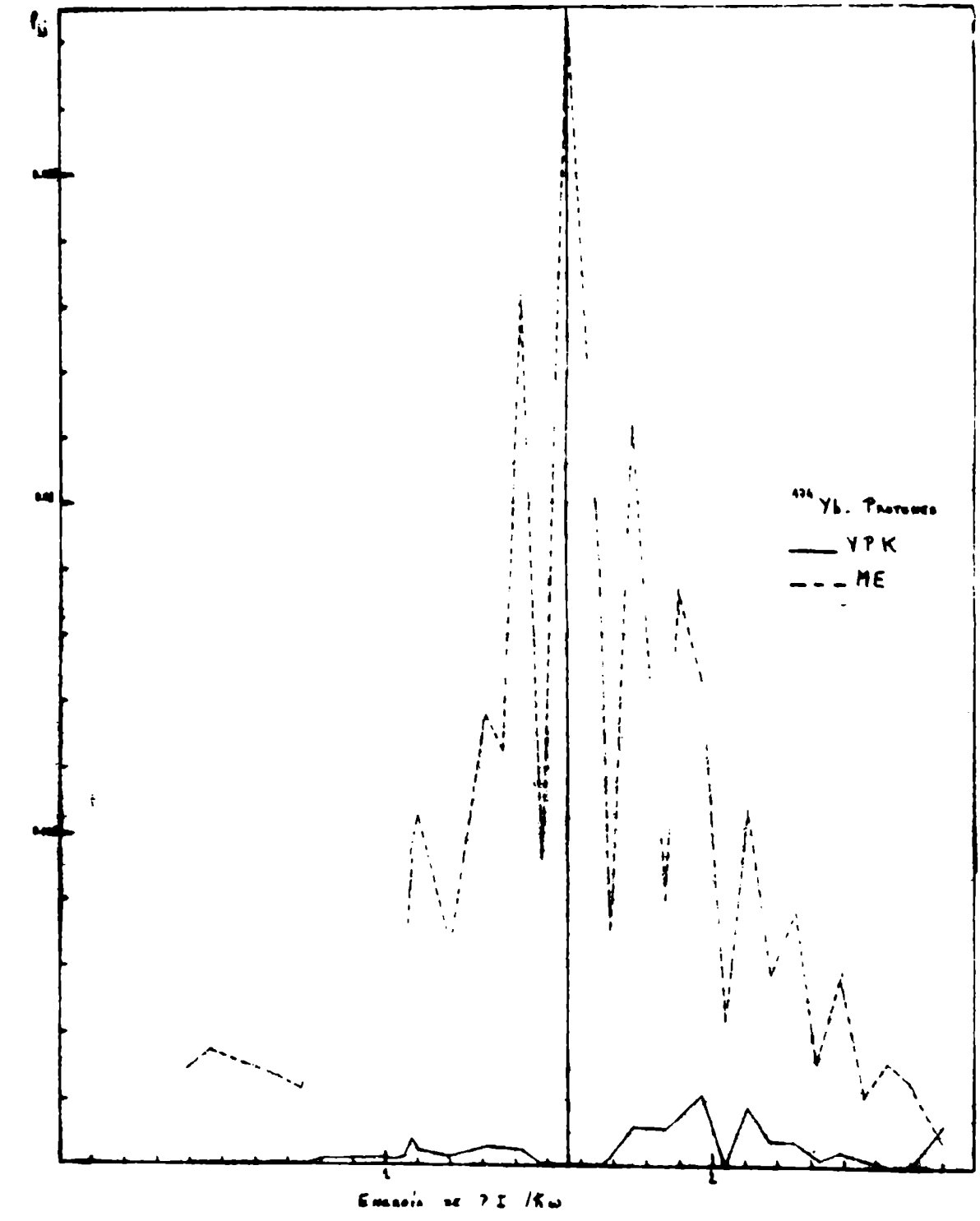


Fig. 6.8. Términos diagonales de la densidad de c. p. para los protones del 174 Yb. Ver la leyenda de la fig. 6.7 para más detalles.

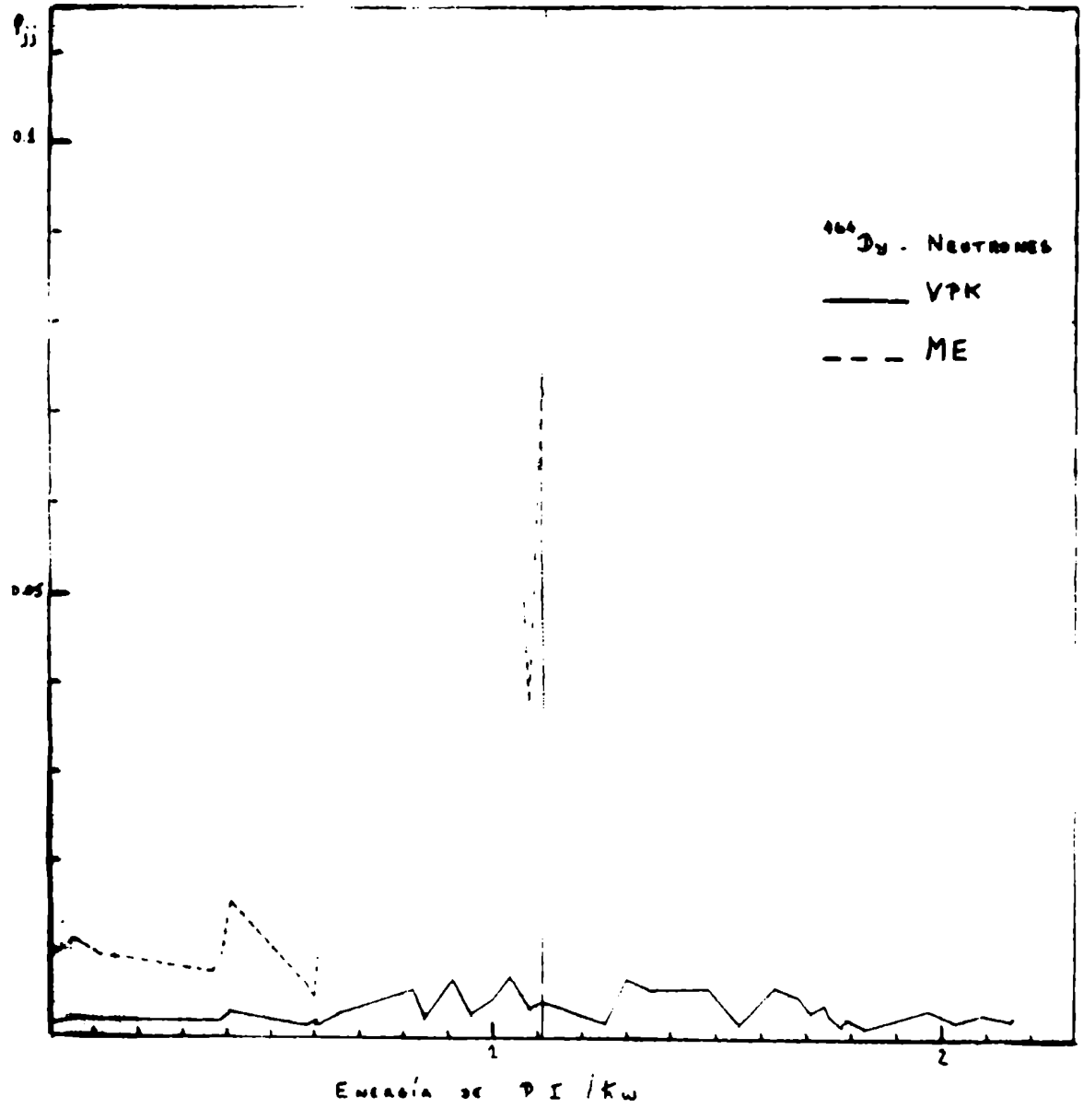


Fig. 6.9. Términos diagonales de la densidad de c. p. para los neutrones del 164 Dy. Ver la leyenda de la fig. 6.7 para más detalles.

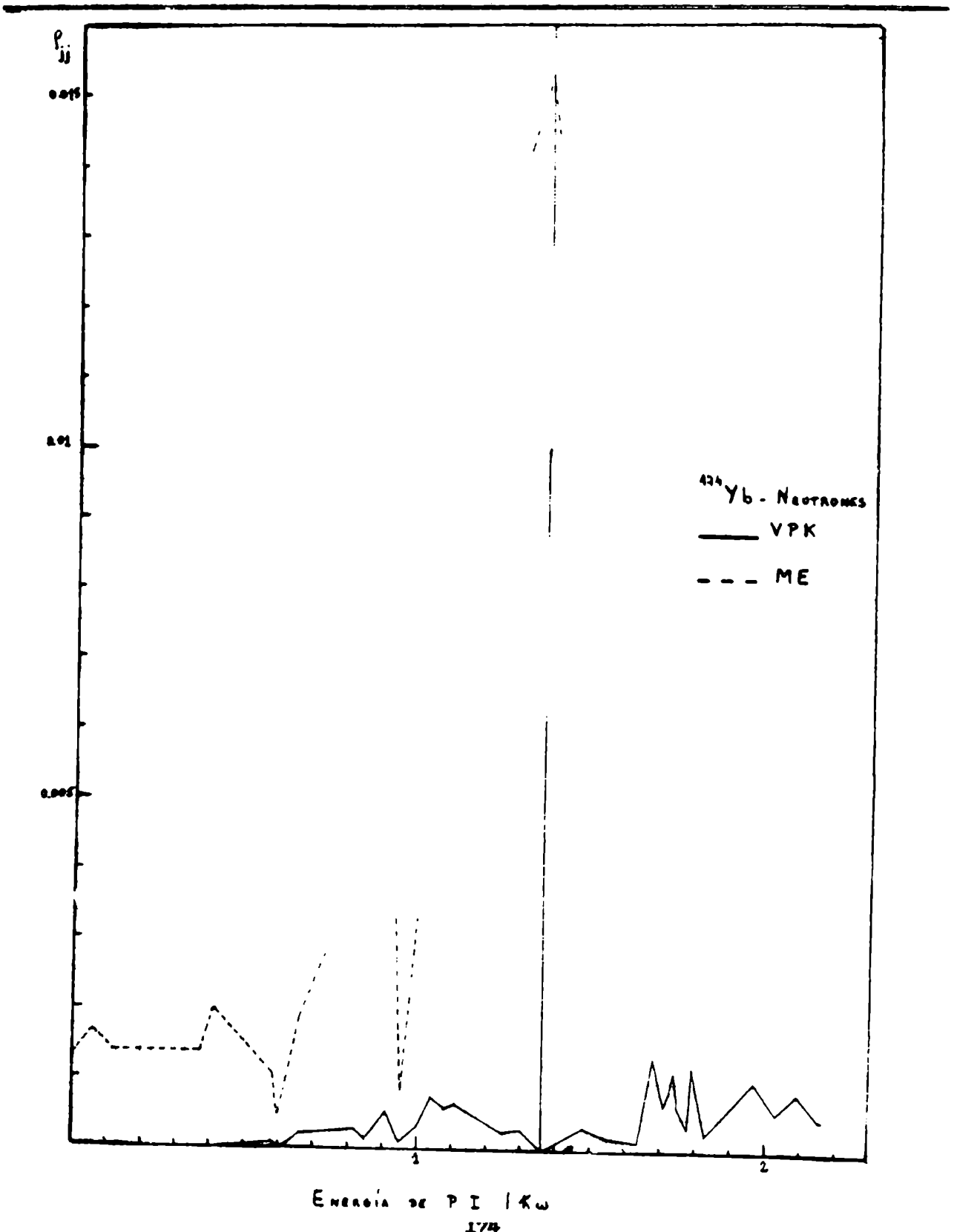


Fig. 6.10. Idem fig. 6.9 para el caso del ^{174}Yb.

Estos dos casos han sido elegidos como ejemplos extremos, pues la diferencia entre los números totales de c. p. entre el ME y el VPK es mínima (^{174}Yb) o máxima (^{164}Dy).

Las figs. 6.11 a 6.14 muestran los factores de corrección de "stripping" para los mismos núcleos. Los factores de corrección para "pick up" de neutrones en el ^{164}Dy aparecen en la fig. 6.15. Por último, en las figs. 6.16 y 6.17 representamos los números de ocupación de c. p. para protones y neutrones, respectivamente, del ^{166}Er, en función de la energía de c. p. Estos diagramas son los que corresponden a la "cola maxwelliana" (sección 4.3) de la distribución de c. p. en el e. f. correlacionado.

6.4. Detalles de los cálculos. (c) Los distintos términos de la interacción.

En esta parte del trabajo se efectúa un estudio idéntico al que se detalla en la sección 4.4, reemplazando la SDI por la SIF. Los resultados se presentan en las figs. 6.18 a 6.20. La primera de éstas muestra los valores de la constante de acoplamiento κ que describe la cabeza de banda. La fig. 6.19 corresponde a los valores de las B(E2) (en upi) para una carga efectiva de 0.4. Por último, en la fig. 6.20 puede verse la contribución del primer estado 2^+ al número total de c. p. en el e. f. correlacionado.

Como en la sección 4.4, las líneas llena, cortada y de punto y raya corresponden a los casos denominados i), ii) y iii). Los resultados para los casos iv) y v) no se distinguen de los de los ii) y i), respectivamente.

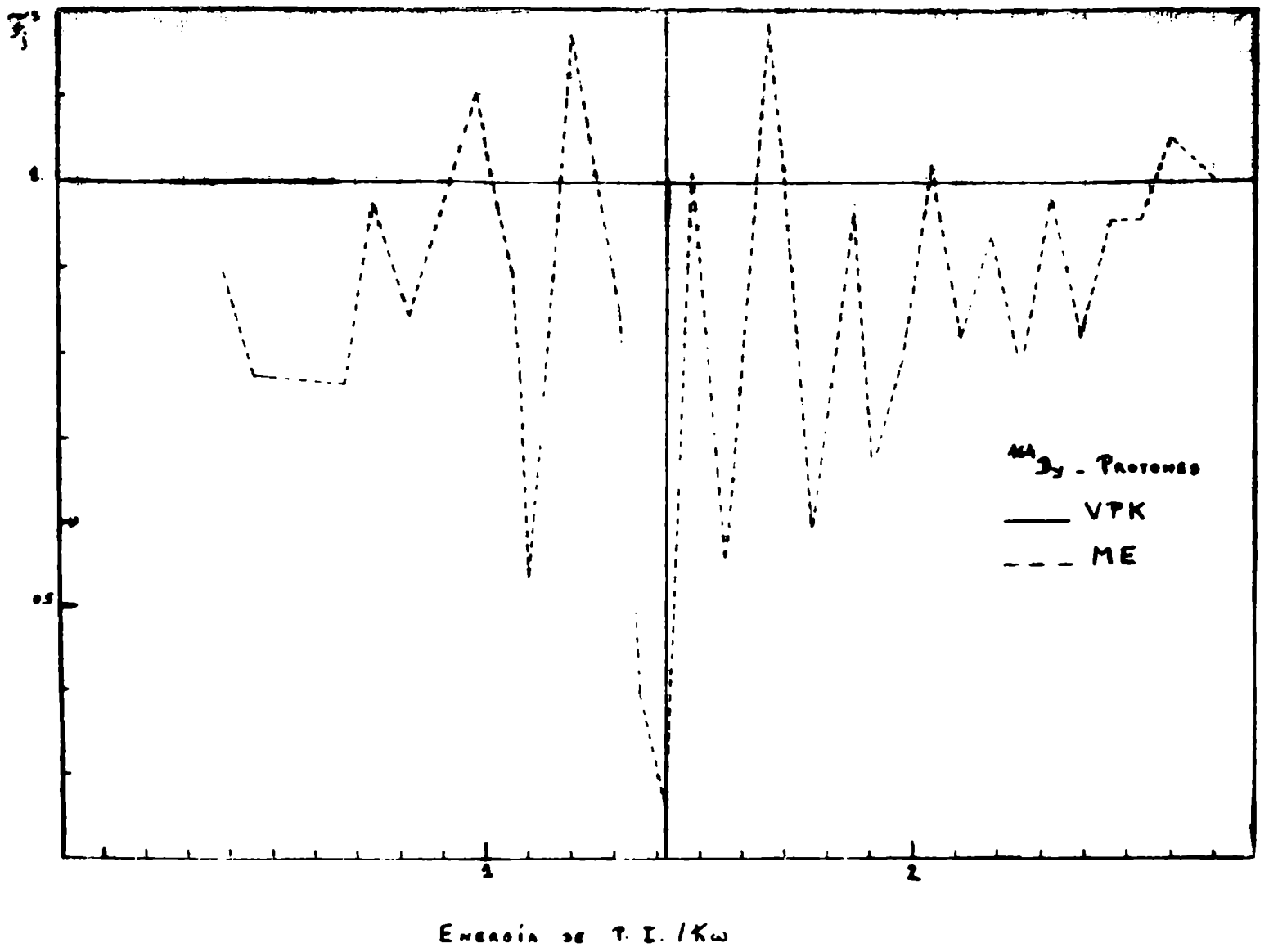


Fig. 6.11. Factores de corrección para las probabilidades de stripping para el caso de los protones del ^{164}Dy, en función de la energía de partícula independiente. Sólo se muestran los resultados para el método VPK. Los detalles restantes son los mismos de las figs. 6.7 - 6.10.

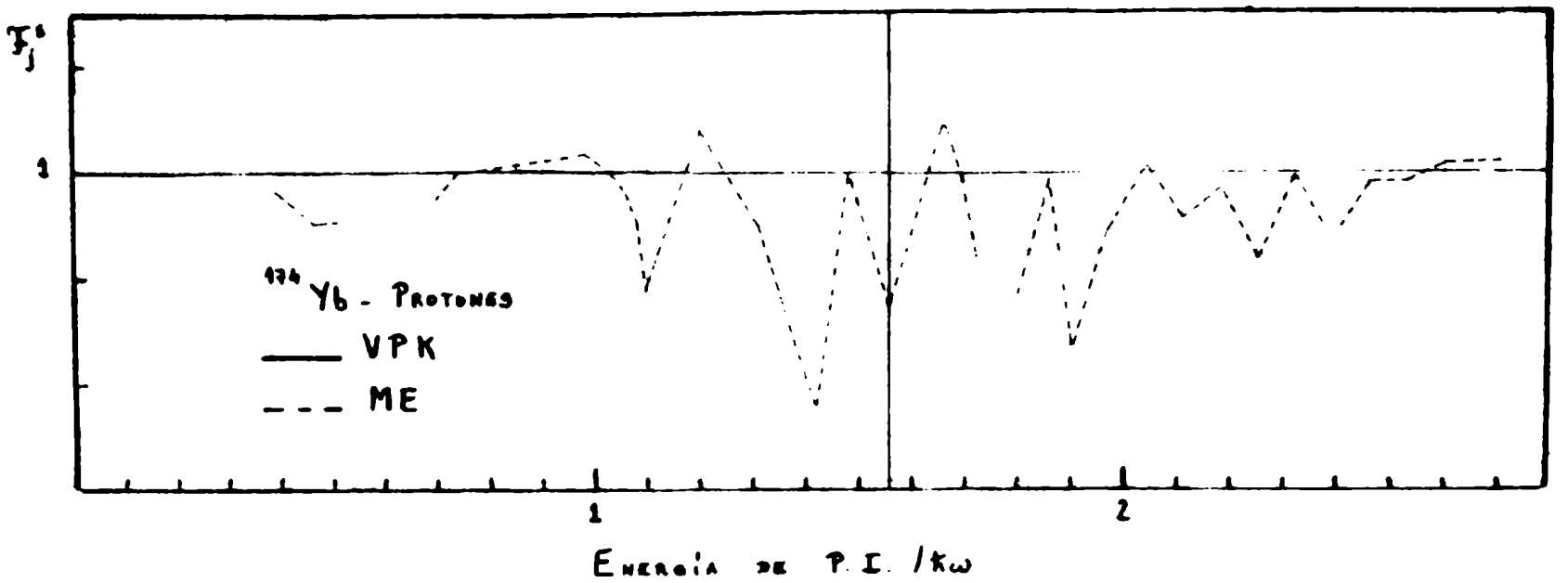


Fig. 6.12. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" en al caso de los protones del ^{174}Yb. Ver la leyenda de la fig. 6.11 para más detalles.

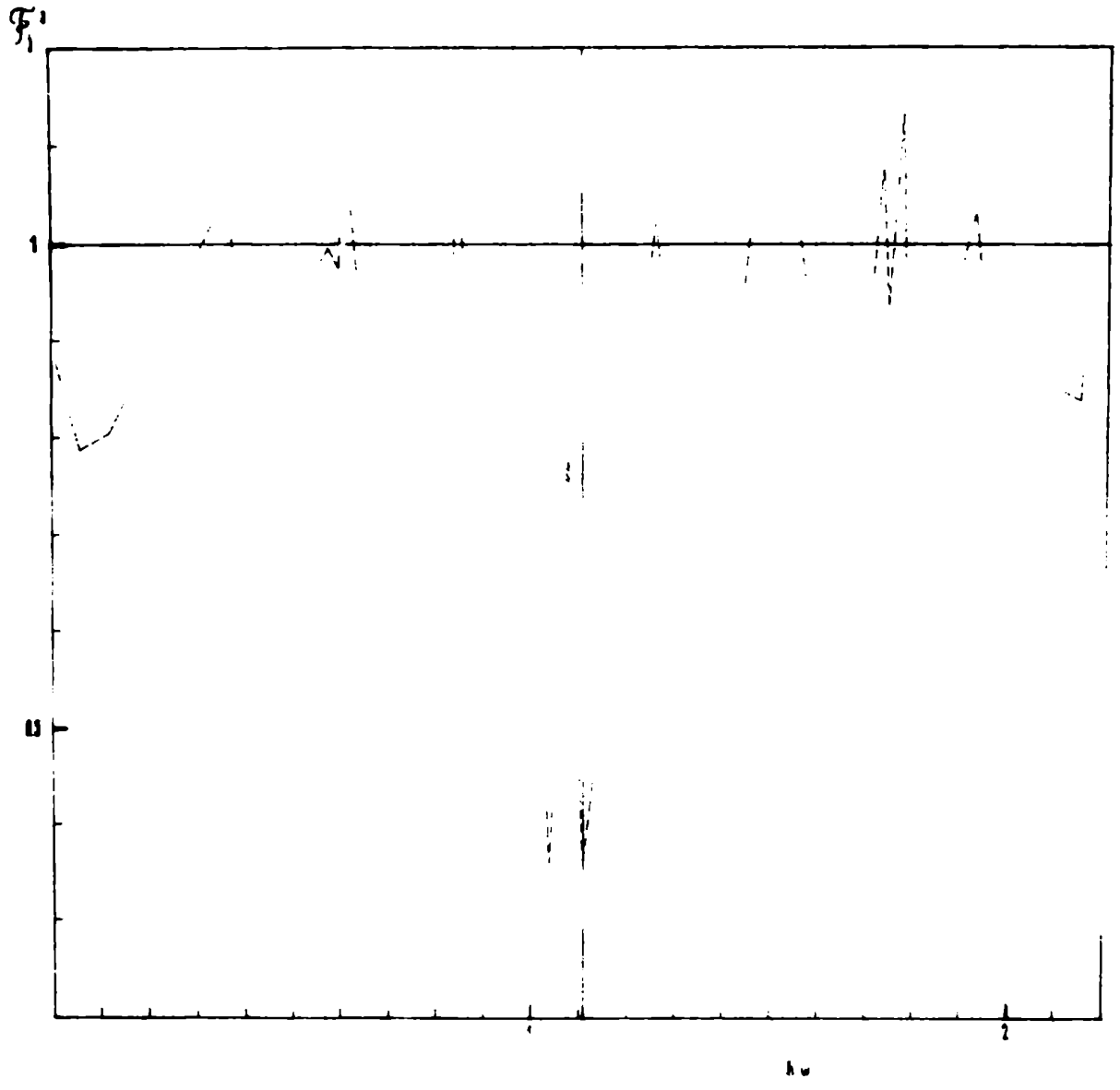


Fig. 6.13. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" para el caso de los neutrones del ^{164}Dy. Ver la leyenda de la fig. 6.11 para más detalles.

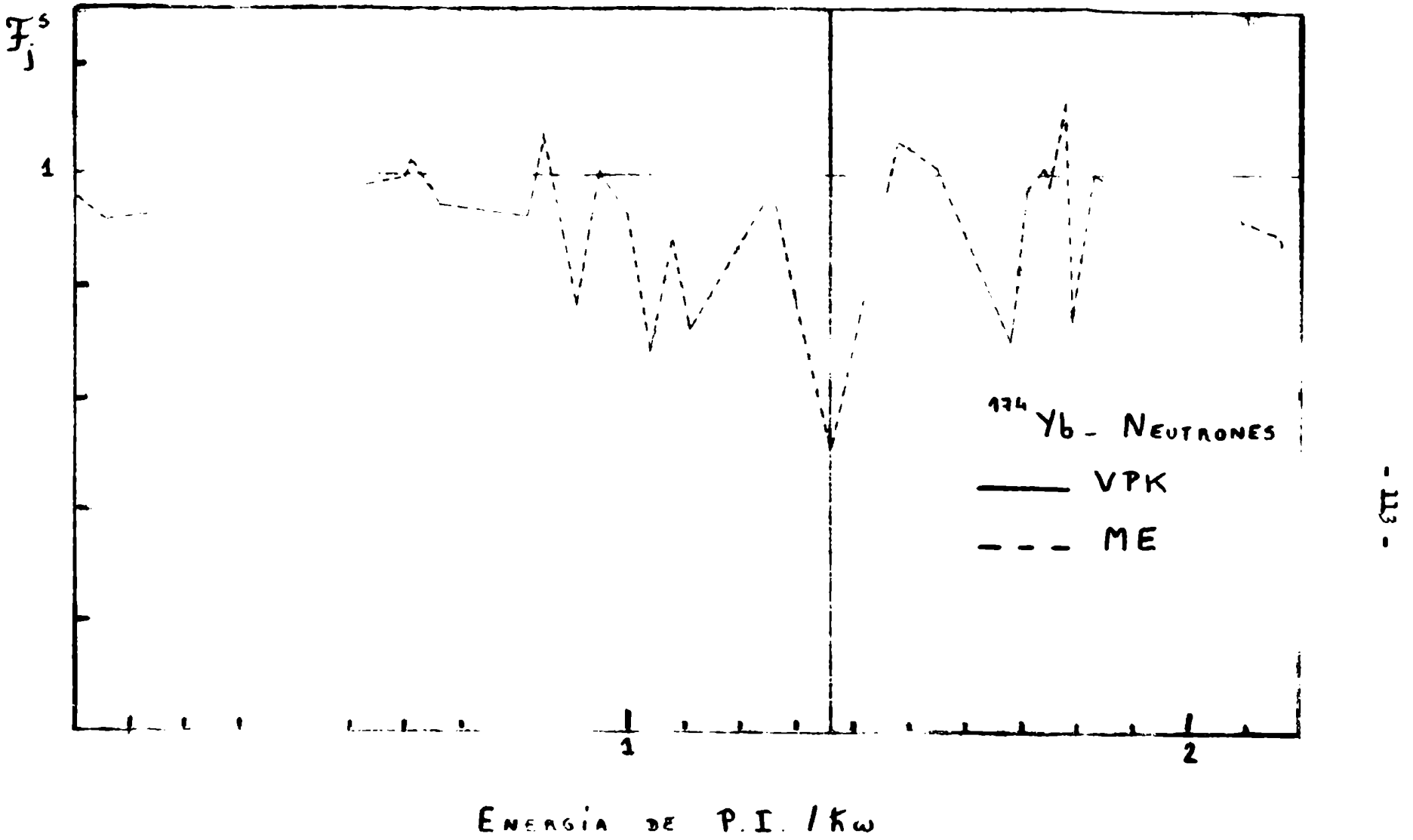


Fig. 6.14. Factores de corrección para las probabilidades de "stripping" para el caso de los neutrones del ^{174}Yb. Ver la leyenda de la fig. 6.11 para más detalles.

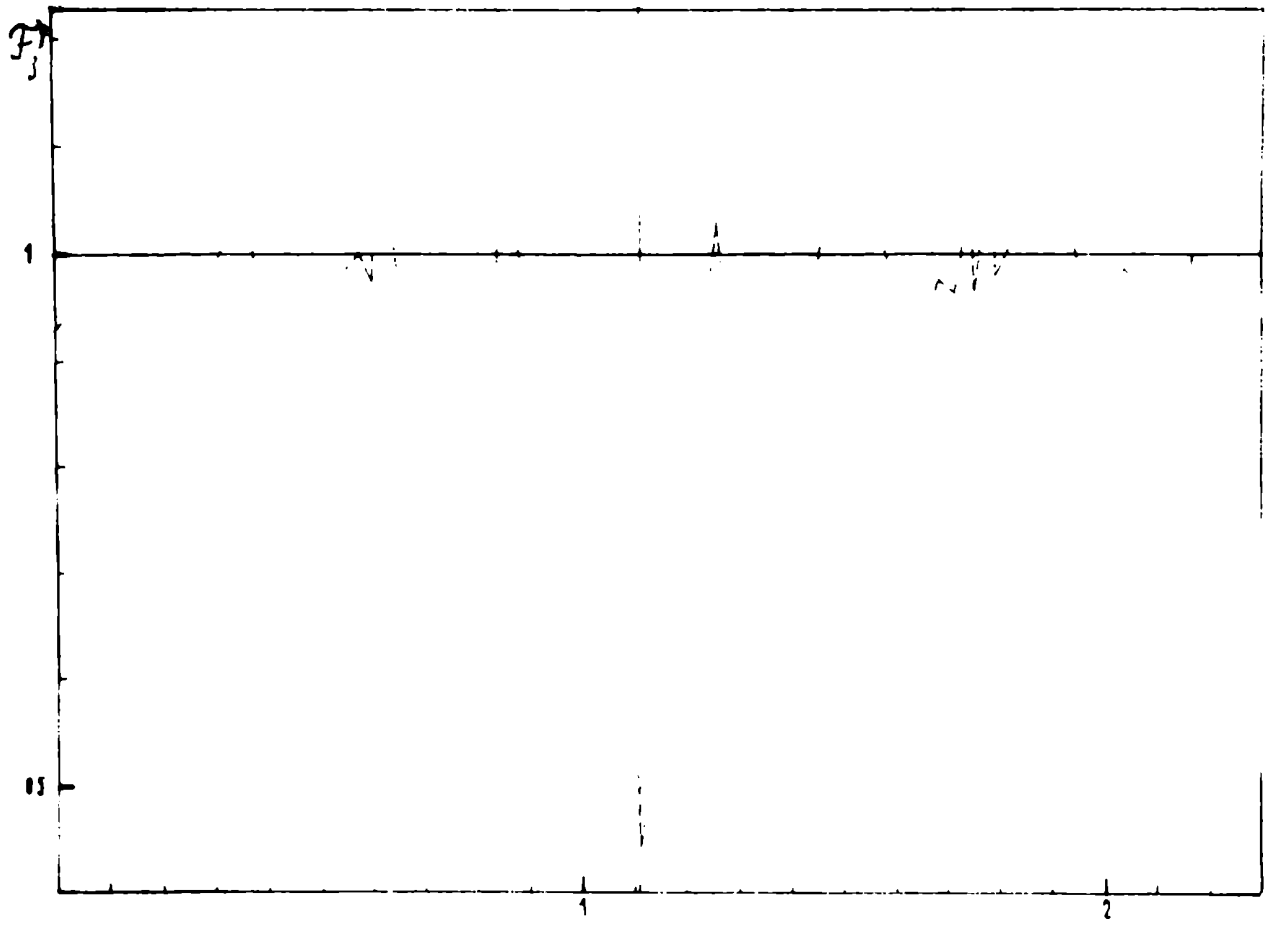


Fig. 6.15. Factores de corrección para las probabilidades de pick up para el caso de los neutrones del ^{164}Dy. Ver la leyenda de la fig. 6.11 para más detalles.

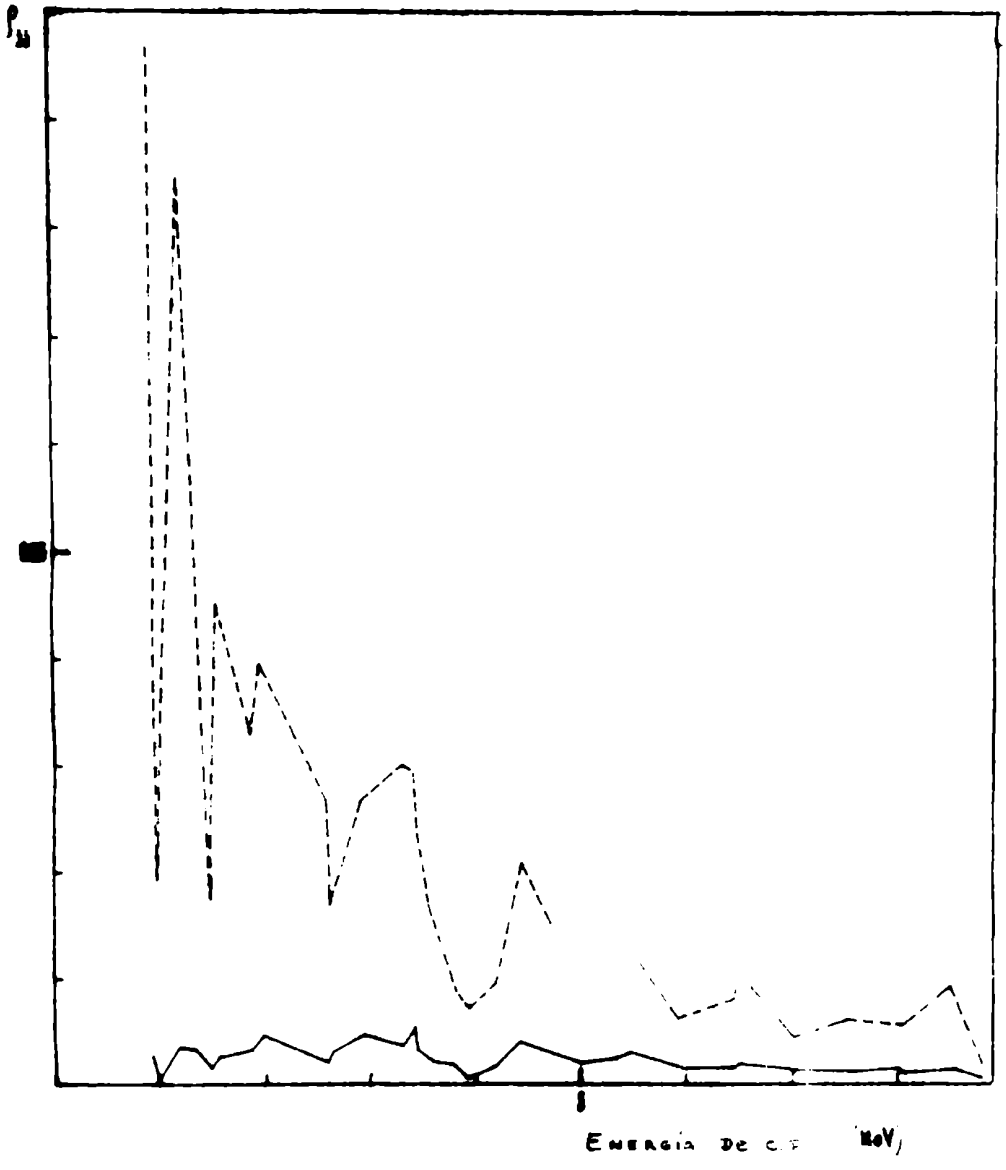


Fig. 6.16. Números de ocupación de cuasi partículas para el caso de los protones del ^{166}Er, en función de la energía de c. p. (en MeV). Los detalles restantes son los mismos que en las figuras 6.7 - 6.15.

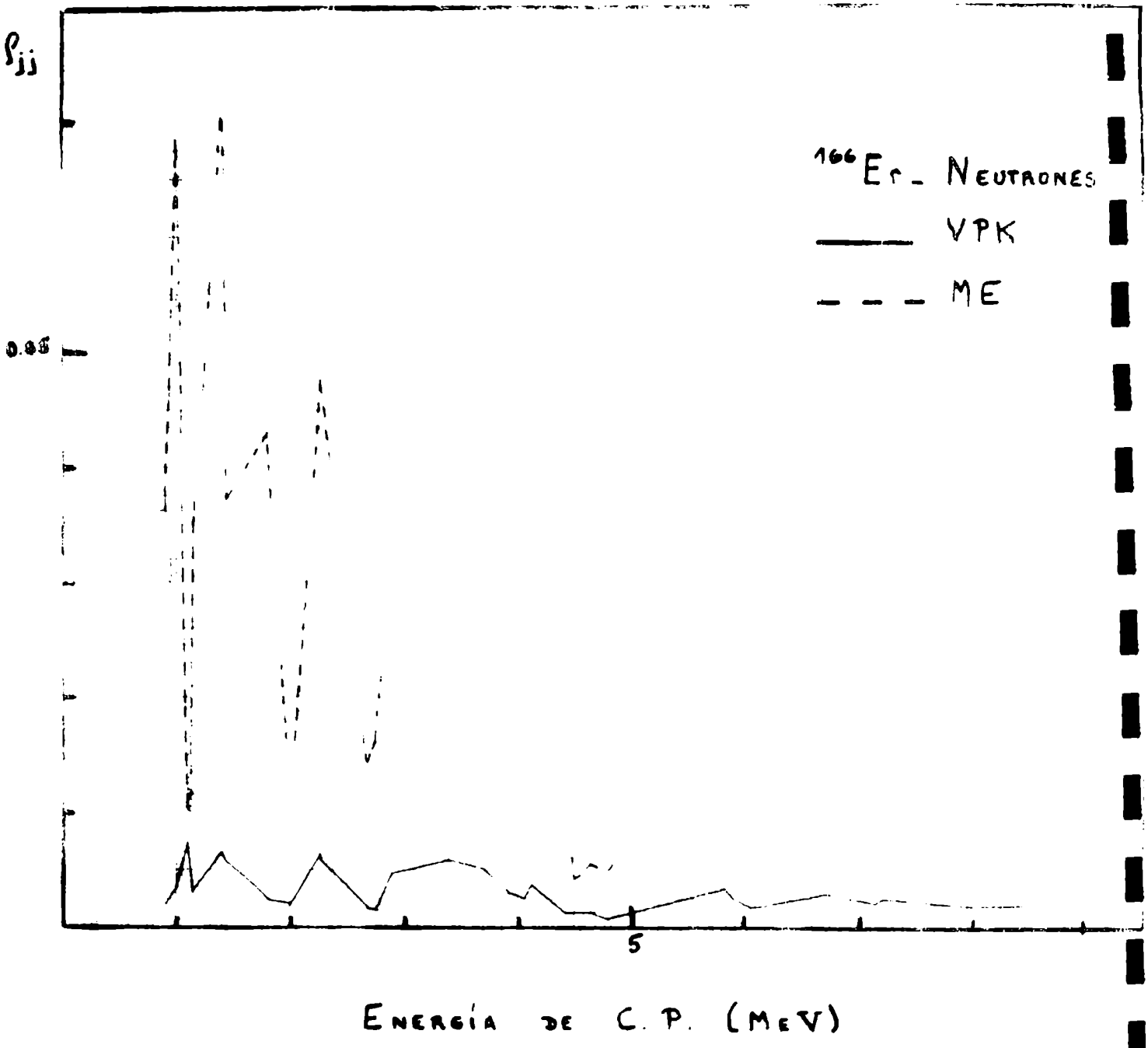


Fig. 6.17. Números de ocupación de c. p. para el caso de los neutrones del ^{166}Er. Los restantes detalles son los mismos que en la fig. 6.16.

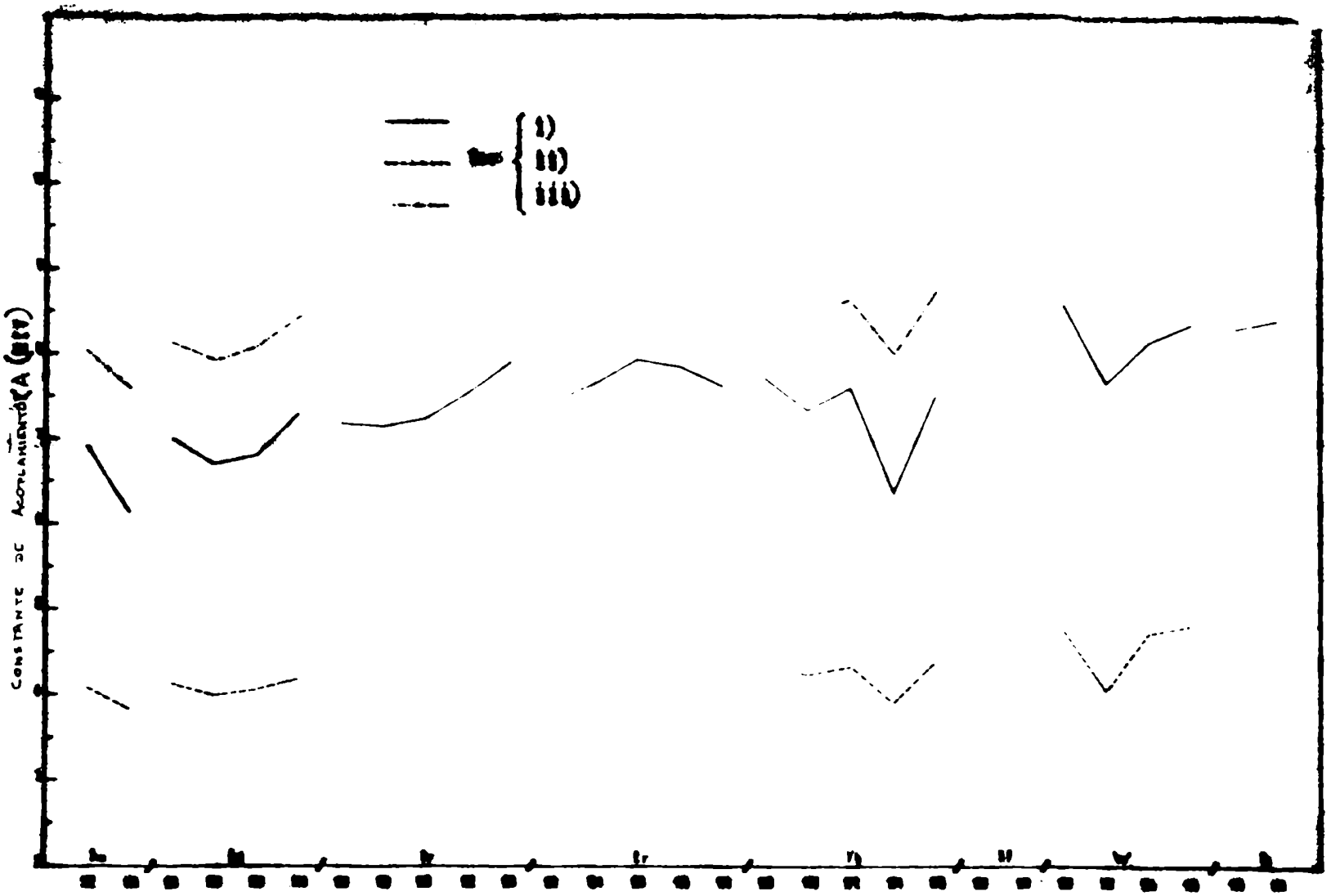


Fig. 6.18. La constante de acoplamiento χ para una SIF. Se la ha determinado de manera de ajustar la energía experimental de la cabeza de banda gamma para cada núcleo. Los valores se dan en MeV multiplicados por el número de masa A.

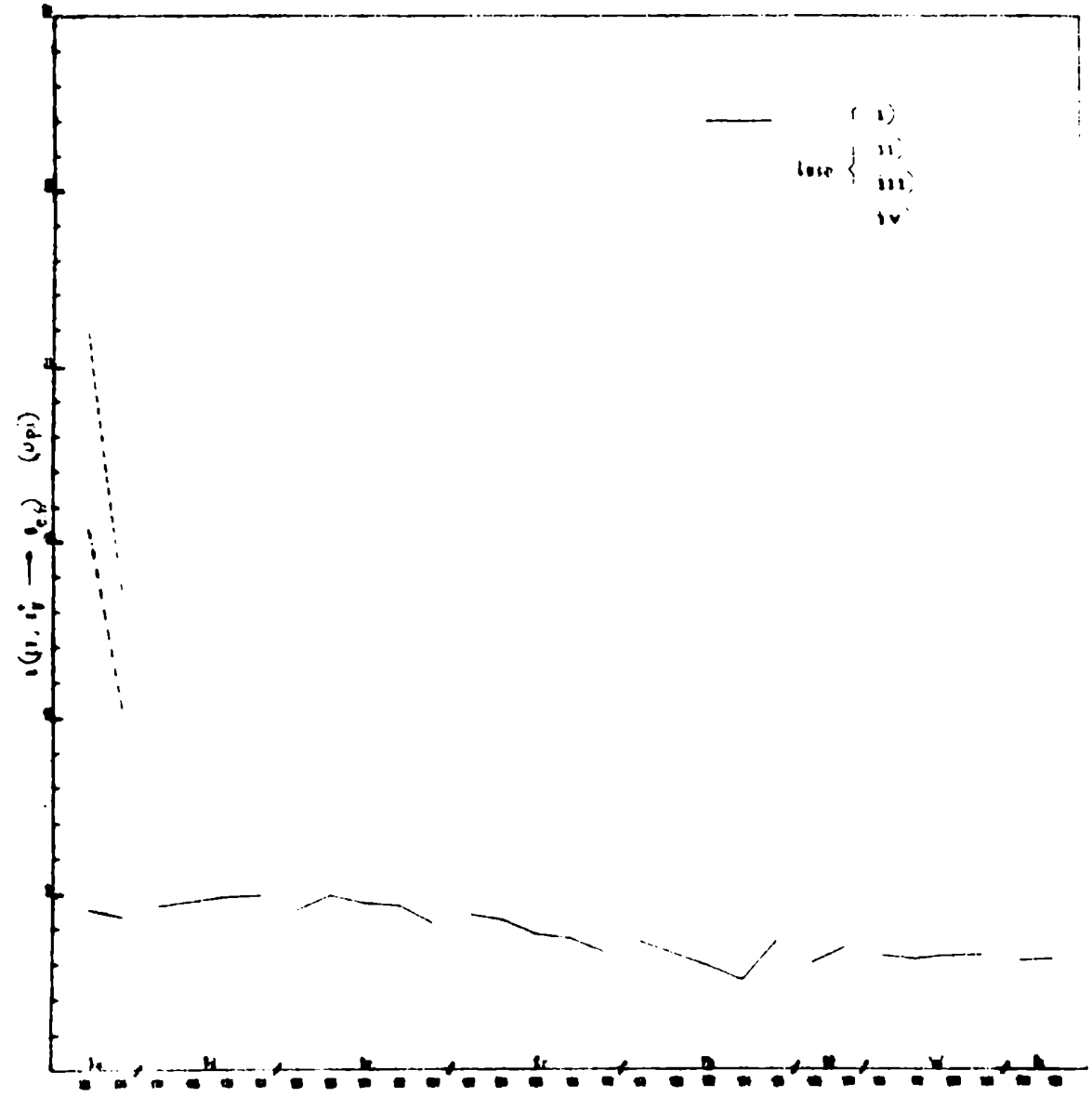


Fig. 6.19. Probabilidad de transición reducida B(E2) de la cabeza de banda gamma al estado fundamental. Para cada núcleo, se la ha calculado con la función de onda que describe la cabeza de banda experimental. Los valores se dan en unidades upi.

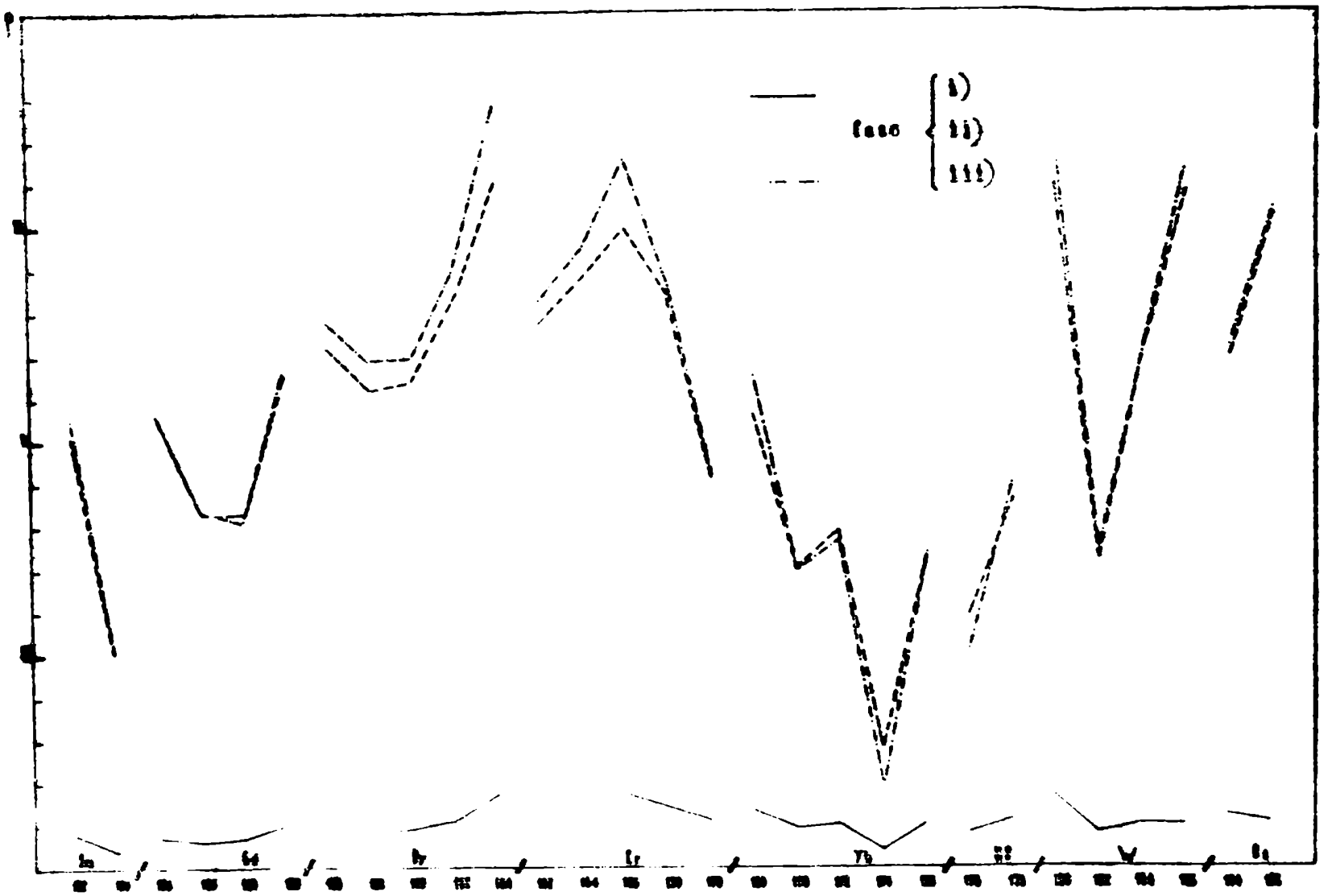


Fig. 6.20. Número total de cuasi partículas en el estado fundamental correlacionado, asociado con las amplitudes de correlación de la cabeza de banda -vibracional.

CAPITULO 7. Examen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SIF.

7.1. Discusión de los resultados. (a) Las energías y las probabilidades de transición.

Cuando se examina las figs. 6.1 y 6.2 se puede concluir que la descripción de las energías de las cabezas de banda gamma en los núcleos deformados pesados es bastante insensible tanto a las correlaciones del e. f. como a la esquematicidad. Esto es evidente por el hecho de que para los cálculos efectuados con el método VPK, las aproximaciones QRPA y QTD prácticamente coinciden en sus predicciones, mientras que el método ME da curvas teóricas que siguen la tendencia general de las anteriores y no se desvían apreciablemente de ellas. Este resultado implicaría que, desde el punto de vista de los niveles de energía, las correlaciones del e. f. incluídas en la QRPA implican una renormalización del tratamiento del modelo de capas involucrado en la aproximación QTD. En cuanto al acuerdo con la experiencia, se ve que no se obtiene un buen ajuste de las cabezas de banda. Esto no es sorprendente en vista a la extrema simplicidad de la interacción residual. Debe tenerse presente, sin embargo, que nuestro objetivo aquí es analizar la relación entre esquematicidad y coherencia. Aún así, debemos señalar que la tendencia puesta de manifiesto por los resultados obtenidos con interacciones más sofisticadas es muy similar a la que vemos en este caso.(ver, por ej., ref.67Fa2). Esto, más el hecho de que la SIF es independiente del estado, podría implicar que una hay una muy gruesa descripción de la figura energética en el esquema Nilsson + BCS. Esta conclusión recibe más sustento considerando que la SIF también da una des-

cripción bastante buena de las vibraciones octupolares de los núcleos deformados pesados, como lo mostraron Faessler y Plastino (68Fa1).

Los resultados obtenidos al computar valores de las B(E2) son más interesantes (figs. 6.3 y 6.4). Aquí se nota una diferencia entre los métodos ME y VPK, en lo que concierne a la QRPA. La aproximación QTD es insensible a la esquematicidad, como se espera desde el momento en que no toma en cuenta las correlaciones del e. f. Se ve que dentro del formalismo de la QRPA el ME exagera la colectividad de las transiciones E2 en un factor que puede ser tan grande como 7. Este tipo de aumento ya ha sido puntualizado en la sección 5.1 (ref.73He2) aunque los efectos no eran tan pronunciados. Se puede sacar en conclusión que la sensibilidad de la interacción a la naturaleza detallada de los orbitales de p. i. puede enmascarar la sobreestimación del carácter colectivo inherente a la aproximación esquemática, que se pone claramente en evidencia cuando se suprime la dependencia con el estado.

Finalmente, es interesante observar que si la constante de acoplamiento se ajusta de manera de reproducir la energía de la cabeza de banda, los valores teóricos para las probabilidades de transición que predice la SIF son tan buenos como los que predice la SDI. Esto puede verse inspeccionando la fig. 6.5.

7.2. Discusión de los resultados. (b) La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia.

En la fig. 6.6. se puede ver que los números totales de c. p. en el e.f. correlacionado predichos por el ME son mucho mayores que los que corresponden al VPK. Estos últimos son menores que los primeros en una proporción

que varía desde un 50% (^{174}Yb) hasta un 8% (^{164}Dy). Este caso es precisamente el opuesto al discutido en la sección 5.2 (ref.73He2) donde se encontró que la interacción SDI inducía correlaciones de e. f. de tal forma que el efecto era más pronunciado para el método VPK. En este caso, los resultados refuerzan la conclusión de la sección anterior (72He3), pues parece que el ME por sí mismo da lugar a una sobreestimación de los efectos que la dependencia de la interacción con el estado disimula. Más aún, se encuentra que la contribución de la cabeza de banda gamma al número total de c. p. es un porcentaje importante de la suma sobre todos los estados 2^+ sólo si se desprecia los términos pp y pai (ME). La inclusión de esos términos (VPK) incrementa la probabilidad de sucesos de dispersión en los cuales aparecen dos c. p. en una configuración excitada. Este método hace que la contribución del primer 2^+ sea sólo una fracción de la suma tan pequeña como un 25% (^{174}Yb).

Las figuras 6.7 a 6.10 permiten extraer algunas conclusiones interesantes. Puede verse que, con excepción de unos pocos orbitales inmediatos al nivel de Fermi, las tendencias que manifiestan las líneas de punto y raya (ME) y las llenas (VPK) son las mismas. La presencia de picos y valles ocurre en los mismos puntos a lo largo de toda la escala de energías de p. i. Este hecho sugiere, como se señaló en la sección anterior, que los orbitales de c. p. que provee el esquema Nilsson + BCS ya determinan los rasgos más relevantes del movimiento intranuclear en esta región de la Tabla Periódica. Por otra parte, se observa en estas figuras que los picos que predice el ME tienden a concentrarse en las vecindades de la superficie de Fermi, mientras que el Método VPK da diagramas que, en comparación con los anteriores, son casi uniformes. Tal compor-

tamiento fue hallado también para el caso en que la interacción residual es sensible a los orbitales particulares de p. i. (sección 5.2, ref. 73He2). Esto se atribuyó a la probabilidad creciente de procesos de dispersión, debida a la inclusión de términos de interacción, además del pad. Aquí podemos encontrar más fundamento para esta interpretación; el efecto es aún más pronunciado pues la interacción residual actúa con la misma intensidad entre cualquier par de partículas, cualquiera sea el estado en que se encuentran.

Los factores de corrección de "stripping" (sección 2.7) se muestran para el caso ME solamente, pues las desviaciones de la unidad que predice el VPK no superan un 0.005%, es decir, no corresponden a situaciones observables como en el primer caso. Como característica sistemática, puede destacarse que hay una estrecha correspondencia entre crestas en la distribución de números de ocupación y valles de los factores de "stripping", salvo en unos pocos casos en los que los factores superan la unidad. Se sabe (secciones 2.7 y 5.2) que los términos no diagonales de la matriz densidad de c. p. son los responsables de esta falta de correspondencia entre picos y valles. Un análisis efectuado a través de toda la región permite extraer conclusiones similares a las que se derivan de la inspección de las figs. 6.11 a 6.14; la importancia de los términos no diagonales es mucho menor aquí que en el caso en que la interacción depende de las funciones de onda de p. i. (sección 5.2). En cuanto a los diagramas de factores de "pick up" (un ejemplo se da en la fig. 6.15), son muy parecidos a los de "stripping" y no merecen comentario especial.

Por último, el examen de las "colas maxwellianas" que se ilustran en las figs. 6.16 y 6.17 para el Er refuerza la propiedad, ya destacada, de los términos adicionales del método VPK, de producir procesos de disper-

casi equiprobables a todos los orbitales disponibles. En cambio, la interacción pad da distribuciones que decrecen marcadamente cuando se abandonan las proximidades del nivel de Fermi.

7.3. Discusión de los resultados. (c) Los distintos términos de la interacción.

En este punto, los análisis de los resultados son prácticamente idénticos a los efectuados en la sección 5.3. Primero, vemos en las figs. 6.18 a 6.20 que la forma de los tres diagramas en cada una de ellas es la misma; esto es, las diferencias numéricas se deben fundamentalmente a la renormalización introducida por los factores de apareamiento de las matrices U y V. La conclusión más importante es la que surge de comparar estas tres figuras con las equivalentes en la sección 5.3. La semejanza entre gráficos correspondientes es tan grande, que encontramos nuevamente fundamento para insistir en la hipótesis de que ya el esquema Nilsson + BCS da cuenta de las propiedades más relevantes de los núcleos pesados de las regiones deformadas.

CAPITULO 8. Conclusiones.

8.1. Resumen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SDI.

Como dijimos en la sección 5.1, el agregado de términos de interacción pp y pai (VPK) al pad, que es el único considerado en la descripción esquemática (ME) de las cabezas de banda γ-vibracionales, no mejora considerablemente el acuerdo con los datos experimentales (energías y B(E2) al estado fundamental). No obstante, tal agregado suaviza la variación de estos observables de núcleo a núcleo en la región de tierras raras y reduce la coherencia de las transiciones cuadrupolares eléctricas y la velocidad de la desintegración beta. (sección 5.4).

En cuanto a las densidades de ocupación de c. p. en el estado fundamental correlacionado, podemos decir que del estudio de las distribuciones se extrae como conclusión que la QRPA puede ser contemplada como consistente, en el espíritu de la aproximación de c. b. Esta afirmación se fundamenta en el hecho de que los mayores términos de la matriz densidad de c. p. valen alrededor de 0.1. En segundo término, debemos mencionar que en toda nuestra discusión (Capítulo 5) no nos hemos preocupado por el factor 2 que sobreestima las correlaciones en la aproximación de c. b., según lo señalaron Rowe (68Ro2, 68Pal), Johnson y colaboradores (69Jol), Schalow y Yamamura (71Sal), Da Providencia y Weneser (70Da1) y Ellis (70El1). En realidad, este factor no nos interesa, pues estamos trabajando en una representación de c. p. En consecuencia, el método del operador número de partículas de Rowe (68Ro2) no sirve aquí, ya que en nuestro caso no hay conservación del número de partículas. Más aún, al e. m. de intercambio (pai) no sobreestima las correlaciones como debería esperarse de acuerdo con Da Providencia (70Da1)

y con Ellis (70El1), pues en nuestro caso ese término aparece en las matrices de QRPA multiplicado por un factor de apareamiento , que es el que hace decrecer considerablemente su contribución.

Por último, la conclusión principal que se extrae de nuestro estudio es que los factores de corrección a las amplitudes de transferencia podrían ser observables. Sus valores varían entre 0 aproximadamente hasta 1.2 en el ^{164}Dy (el valor más alto hallado en nuestros cálculos es 3, para el caso del orbital $K[N\ n\ \Lambda] = (11/2)[505]$ en ^{186}Os). En algunos casos, las correlaciones del e. f. pueden inhibir prácticamente la transferencia de un nucleón de (desde) un dado estado de p. i. debido a la tremenda reducción que sufren los factores espectroscópicos. Podría esperarse que estas correcciones dieran cuenta, al menos en parte, del acuerdo deseado entre las secciones eficaces que se miden en reacciones de transferencia de una partícula y las que se calculan de acuerdo con la aproximación de Bohr de ondas distorsionadas (DWBA) (ver, por ej. refs. 63Vel, 66Bul, 67Sel, 67Tjl, 68Ril, 69Unl, 69Ell, 69Tjl, 71Bul). En la literatura corriente (refs. anteriores) es posible ver que los factores de apareamiento u_j^2 o v_j^2 que se determinan experimentalmente, suelen no coincidir con los que provienen de un cálculo en el que la constante de apareamiento se adapta para ajustar las diferencias de masa y los espectros de p. i. de los núcleos impares. En algunos casos, estas discrepancias podrían atribuírse parcialmente a la existencia de procesos de dos etapas. Además, debe tenerse en cuenta también la posibilidad de la transferencia de un nucleón a estados de tres c. p. (71Bul). Un rasgo sistemático importante reside en el hecho de que los orbitales de p. i. que se pueblen en reacciones de transferencia de un nucleón (refs. anteriores) son aquéllos para los cuales nuestros cálculos predicen picos de ocupación de c. p.

Aunque los factores obtenidos en este trabajo no proporcionan siempre un acuerdo perfecto entre las secciones eficaces medidas y predichas teóricamente, los resultados que aquí se presentan pueden estimular investigaciones más refinadas en estas líneas.

Por último, del estudio comparado de los efectos de los distintos términos de la interacción se desprende más evidencia de que el ME sobreestima los efectos colectivos. Como para esta fuerza el e. m. de interacción pad es igual al pp antisimetrizado (sección 3.2) (desde el punto de vista numérico) se ve que las discrepancias entre las predicciones del ME y del cálculo con el e. m. pp (que es también esquemático) son enteramente suministradas por los factores de apareamiento. Estos factores, a su vez, contienen información acerca de la geometría de la configuración de 2 c. p. acopladas. Sin embargo, el hecho de que la inclusión de todos los términos disminuya considerablemente la coherencia de las transiciones, enfatiza la importancia de la fuerza de tipo pp en descripciones de núcleos deformados pesados, como lo advirtiera Baranger (60Ba1).

8.2. Resumen de las propiedades nucleares inducidas por la interacción SIF.

En la sección 7.1 hemos discutido que para la predicción de las cabezas de banda gamma en las regiones de tierras raras y transurámidos la SIF se comporta "no demasiado mal" si se compara los diagramas generales de energía con los predichos por interacciones más realistas(sección 5.1, refs. 67Fa2 y 72He2). Esta característica de la SIF se ve reforzada por las predicciones de probabilidades de transición B(E2) (fig. 6.5). El rasgo fundamental de una idealización de la interacción nuclear como la representada por la SIF es, sin duda, poner en evidencia (a) la sobreestimación del carácter colectivo

de las transiciones cuadrupolares eléctricas que ocasiona la utilización del ME, y (b) la importancia de la interacción de tipo pp para una descripción razonable de estos observables nucleares. Por otra parte, cuando se analiza en detalle los efectos de la inclusión en el marco de la QRPA de uno o más términos de la interacción, queda claro que la exageración de la coherencia y de las correlaciones del e. f. es intrínseca del ME. En este caso, sin embargo, hemos advertido una estrecha similitud entre figuras equivalentes (para B(E2) y número de c. p. β) computadas con la SI? y con la SDI. Este hecho, unido a las propiedades mencionadas arriba, sugiere que los rasgos gruesos de la sistemática del movimiento intranuclear en las regiones bien deformadas está provisto por el esquema Nilsson + BCS, es decir, por la aparición de un campo autoconsistente deformado + el espectro de excitaciones de p. i. + la geometría microscópica del sistema + la superconductividad nuclear.

El estudio de las distribuciones de ocupación de c. p. y de las amplitudes de transferencia de un nucleón (sección 7.2) proporciona aún más fundamento para las conclusiones anteriores. Primero, se ha notado que la aproximación esquemática exagera la magnitud de los efectos de correlación en el e. f. (densidades de c. p.) en un factor que puede llegar a valer 12.5. Segundo, se encuentra que los términos de interacción del tipo pp y pai, agregados al pad en el tratamiento no esquemático, son responsables de una tendencia de las correlaciones del e. f. para poblar casi uniformemente todo el espectro de p. i. (o de c. p.). Este resultado ya fue comentado con relación a la SDI, pero aquí se hace más notable dado que se ha suprimido la dependencia de la interacción residual con las funciones de onda de p. i. Tercero, las tendencias generales de las figuras de densidad de c. p. y factores de corrección, comparadas con las equiva-

lentes que se obtuvieron con la SDI, sostienen la convicción de que las propiedades relevantes del movimiento nuclear están implícitas en el esquema Nilsson + BCS (al menos, en lo que respecta a las vibraciones γ en los núcleos par-par deformados).

También es importante destacar que el orden de magnitud ($\lesssim 0.1$) de las densidades de c. p. ρ_{jj} que resultan de estos cálculos autorizan a contemplar a la QRPA como una aproximación legítima para describir las excitaciones colectivas en la región arriba mencionada, pues parece que su consistencia no depende de la intensidad del campo nuclear residual.

8.3. Conclusiones finales.

Para cerrar esta investigación resumiremos los resultados como sigue. Hemos visto que en una representación de c. p. la interacción residual entre ellas no puede esquematizarse como una interacción de partícula-agujeco más que al costo de sobreestimar las correlaciones del e. f. y la coherencia de las transiciones electromagnéticas. Desafortunadamente, la información experimental fidedigna para discernir entre la legitimidad de un método de trabajo u otro es escasa. Sin embargo, hemos visto también que la existencia de correlaciones de e. f. como las involucradas en la QRPA origina efectos (en principio) observables, como la reducción o amplificación de las probabilidades de transferencia de un nucleón. Este hecho es fácilmente comprensible (sección 2.7) dado que una población de c. p. en el e. f. nuclear, sumada a la estructura misma de la c. p. (parte partícula, parte agujero), tiene que favorecer la captura o la repulsión de un nucleón en exceso. Por lo tanto, en este punto sugerimos que los efectos de correlación del tipo de QRPA deben ser tenidos en cuenta cuan-

do se intenta una interpretación microscópica del proceso que concluye en la transferencia de un nucleón. El resto queda librado a los adelantos que se realicen en materia de cálculo de secciones eficaces de transferencia y obtención de las funciones de onda nucleares en base a interacciones realísticas. La tarea formal y numérica que queda planteada es enorme y aquí sólo hemos intentado señalar un aspecto de la cuestión.

Finalmente, a través de nuestra experiencia en el dominio de las interacciones residuales más o menos realísticas (vale decir, también, más o menos "modelísticas") y de la sorprendente comparación entre las sistemáticas que predicen nuestras dos interacciones, llegado a sugerir que las propiedades esenciales del movimiento intranuclear están ya determinadas por la geometría microscópica y el espectro de excitaciones de p. i. Sobre este tema, la palabra definitiva habrá de darla la extensión de las aplicaciones rigurosas de la transformación de HFB a las regiones de núcleos deformados pesados.

Referencias

57Al1 G. Ajaga, Glasnik Mat. Fiz. I Astr. 12 (1957) 245.

60Ar1 R. Arvieu y M. Veneroni, Compt. Rend. 250 (1960) 992.

65Ar1 R. Arvieu y E. Salusti, Nucl. Phys. 66 (1965) 305.

63Ar1 R. Arvieu, tesis, Universidad de París (Masson & Cía, París, 1963).

69Ag1 D. Agassi, V. Gillet y A. Lumbroso, Nucl. Phys. A130 (1969) 129.

52Bo1 A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no. 14 (1952).

53Bo1 A. Bohr y B. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27, no.16 (1953).

58Br1 K. A. Brückner y J. L. Gammel, Phys. Rev. 109 (1958) 1023.

58Bo1 A. Bohr, B. Mottelson y D. Pines, Phys. Rev. 110 (1958) 936.

58Bo2 N. N. Bogoliubov, Nuovo Cim. 7 (1958) 794.

58Bo3 N. N. Bogoliubov y J. G. Valatin, Nuovo Cim. 7 (1958) 843.

59Be1 S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, no. 11 (1959).

59Bo1 N. N. Bogoliubov, Usp. Fiz. Nauk. 67 (1959) 549.

59Br1 G. E. Brown y M. Bolsterli, Phys. Rev. Letters 3 (1959) 472.

60Ba1 M. Baranger, Phys. Rev. 120 (1960) 957.

61Ba1 M. Baranger, Phys. Rev. 122 (1961) 992.

61Be1 J. S. Bell, y E. J. Squires, Phil. Mag. Supp. 10 (1961) 211.

61Be2 D. R. Bes y Z. Szymanski, Nucl. Phys. 28 (1961) 42.

62Ba1 M. Baranger, 1962 Cargese Lectures in Theoretical Physics (W. A. Benjamin, N. Y., 1963).

62Bl1 C. Bloch y A. Messiah, Nucl. Phys. 39 (1962) 95.

63Be1 D. Bes, Nucl. Phys. 49 (1963) 544.

63Br1 G. E. Brown, Proc. Int. School of Phys., Curso XXXVI, ed. V. F. Weisskoff (Acad. Press, N. Y., 1963).

63Br2 G. E. Brown y G. Jacob, Nucl. Phys. 42 (1963) 177.

64Br1 G. E. Brown, Unified theory of Nuclear Models and Forces (John Wiley & sons, Inc., N. Y., 1964).

65Ba1 M. Baranger, Proc. Int. School of Phys., Curso XL ed. M. Jean y. A. Ricci (Acad. Press, N. Y., 1965).

65Bo1 D. Bogdan, Nucl. Phys. 61 (1965) 241.

65Bo2 D. Bogdan, Nucl. Phys. 81 (1965) 120.

66Be1 J. Berthier y P. Lipnik, Nucl. Phys. 78 (1966) 448.

66Bu1 D. G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind y M. Olesen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, no.2 (1966).

67Bl1 T. R. Bloch, B. Elbek y P. O. Tjøm, Nucl. Phys. A91 (1967) 579.

69Be1 D. Bes y R. Sorensen, Advances in Nuclear Physics, vol. 2, ed. M. Baranger y E. Vogt (Plenum Press, N. Y., 1969).

71Bu1 M. E. Bunker y C. W. Reich, Revs. Mod. Phys. 43 (1971) 348.

67Da1 B. D. Day, Revs. Mod. Phys. 39 (1967) 719.

70Da1 J. Da Providencia y J. Weneser, Phys. Rev. C1 (1970) 825.

66El1 J. P. Elliot, Proc. Int. School of Physics, Curso XXXVI, ed. C. Bloch (Acad. Press, N. Y., 1966).

69El1 B. Elbek y P. O. Tjøm, Advances in Nuclear Physics, vol. 3 , ed.

M. Baranger y E. Vogt (Plenum Press, N. Y., 1969).

70El1 P. J. Ellis, Nucl. Phys. A155 (1970) 625.

57Fe1 R. A. Ferrell y T. T. Quinn, Phys. Rev. 108 (1957) 570.

57Fe2 R. A. Ferrell, Phys. Rev. 107 (1957) 1631.

62Fu1 J. I. Fujita, Phys. Rev. 126 (1962) 202.

66Fa1 A. Faessler y A. Plastino, Nuovo Cim. 47B (1966) 297.

67Fa1 A. Faessler, A. Plastino y S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 156 (1967) 1064.

67Fa2 A. Faessler y A. Plastino, Nucl. Phys. A94 (1967) 580.

67Fa3 A. Faessler y A. Plastino, Phys. Rev. 156 (1967) 1072.

67Fa4 A. Faessler y A. Plastino, Zeit. Phys. 203 (1967) 333.

68Fa1 A. Faessler y A. Plastino, Nucl. Phys. A116 (1968) 129.

58Go1 L. C. Gomes, J. D. Walecka y V. F. Weisskopf, Ann. Phys. 3 (1958) 241.

59Go1 J. Goldstone y K. Gottfried, Nuovo Cim. 13 (1959) 849.

62Ga1 C. J. Gallagher y V. G. Soloviev, Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk. 2, no. 2 (1962).

63Go1 A. Goswami y M. K. Pal, Nucl. Phys. 44 (1963) 294.

64Gr1 I. M. Green, tesis, Universidad de California, 1964.

65Gr1 I. M. Green y S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 139 (1965) 790.

66Gi1 V. Gillet, Proc. Int. School of Physics, XXXVI curso, ed. C. Bloch (Acad. Press, N. Y., 1966).

66Gl1 P. W. Glaudemans, B. H. Wildenthal y J. B. McGrory, Phys. Lett. 21 (1966) 427.

68Gr1 T. Grøtdal, K. Hibo, T. Thorsteinsen y B. Elbek, Nucl. Phys. A110 (1968) 385.

70Gm1 E. Gmitrova, M. Gmitro y J. K. Gambhir, IC/70/146.

72He1 E. S. Hernández y A. Plastino, Lettere al N. Cim. 5 (1972) 630.

72He2 E. S. Hernández y A. Plastino, Phys. Rev. C5 (1972) 1888.

72He3 E. S. Hernández y A. Plastino, Nucl. Phys. A186 (1972)297.

72He4 E. S. Hernández y A. Plastino, Phys. Lett. 39B,(1972) 163.

73He1 E. S. Hernández y A. Plastino, Propuesto para publicación

73He2 E. S. Hernández, L. Szybisz y A. Plastino, propuesto para publicación.

73He3 E. S. Hernández y A. Plastino, propuesto para publicación.

73He4 E. S. Hernández y A. Plastino, propuesto para publicación.

65Je1 M. Jean, Proc. Int. Shool of Physics, Curso XL, ed. M. Jean y R. A. Ricci (Acad. Press, N. Y., 1965).

69Jo1 R. E. Johnson, R. M. Dreisler y A. Klein, Phys. Rev. 186 (1969) 1289.

59Ko1 T. Kotani, Phys. Rev. 114 (1059) 795.

60Ki1 L. S. Kisslinger y R. A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32, no. 9 (1960).

63Ki1 L. S. Kisslinger y R. A. Sorensen, Revs. Mod. Phys. 35 (1963) 853.

64La1 A. M. Lane, Nuclear Theory, (Benjamin, N. Y., 1964).

66Le1 J. Le Tourneaux y J. M. Eisenberg, Nucl. Phys. 85 (1966) 119.

66Lo1 R. J. Lombard y L. Campi-Benet, Nucl. Phys. 83 (1966) 303.

58Mc1 K. McGowan y P. H. Stelson, Bull. Am. Phys. Soc. 3 (1958) 228.

60Mo1 S. A. Moszkowski y B. L. Scott, Ann. Phys. 11 (1960) 65.

65Ma1 E. R. Marshalek, Phys. Rev. 139 (1965) 770.

65Na1 O. Nathan y S. G. Nilsson, alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, vol. 1, ed. K. Sieghbahn (North Holland publishing co., Amsterdam, 1965).

55Ni1 S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32, no. 9 (1955).

66Pl1 A. Plastino, R. Arvieu y S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 145 (1966) 837.

68Pa1 J. C. Parikh y D. J. Rowe, Phys. Rev. 175 (1968) 1293.

66Ro1 D. J. Rowe, Nucl. Phys. 80 (1966) 209.

68Ri1 G. Ripka, Advances in Nuclear Phys cs, vol. 1 (Plenum Press, N. Y., 1968).

68Ri2 G. A. Rickey, Jr. y R. K. Sheline, Phys. Rev. 170 (1968) 1157.

68Ro1 D. J. Rowe, Revs. Mod. Phys. 40 (1968) 153.

68Ro2 D. J. Rowe, Phys. Rev. 175 (1968) 1283.

70Ro1 D. J. Rowe, Nuclear collective motion (Methuen & co., Londres, 1970).

57Sa1 K. Sawada, Phys. Rev. 106 (1957) 372.

61Sa1 J. Sawicki, Nucl. Phys. 23 (1961) 285.

61Sz1 Z. Szymanski, Nucl. Phys. 28 (1961) 63.

63Sol V. G. Soloviev y P. Vogel, Phys. Lett. 6 (1963) 126.

64Sc1 V. G. Soloviev, P. Vogel y A. A. Korneichuk, Dubna preprint E1 561 (1964).

65Sa1 E. A. Sanderson, Phys. Lett. 19 (1965) 141.

65Si1 P. C. Simms, Phys. Rev. 138 (1965) B784.

65Sol V. G. Soloviev, At. Energy Rev. 3, no. 2 (IAEA, Viena, 1965).

65So2 V. G. Soloviev, Nucl. Phys. 69 (1965) 1.

67Sc1 O. W. B. Schult y colaboradores, Phys. Rev. 154 (1967) 1146.

67Sol V. G. Soloviev, D. Bogdan, S. Salageanu y M. Decia, Nuovo Cim. 51B (1967) 66.

71Sc1 G. Schalow y M. Yamamura, Nucl. Phys. A161 (1971) 93.

61Th1 D. J. Thouless, Nucl. Phys. 22 (1961) 78.

61Th2 D. J. Thouless, The Quantum Mechanics of Many Body Systems (Acad. Press, N. Y., 1961).

67Tj1 P. O. Tjøm y B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36, no. 8 (1967).

67Tu1 N. D. Tuong, H. Dulaney y H. R. Brewer, Phys. Rev. 159 (1967) 862.

68Tj1 P. O. Tjøm y B. Elbek, Nucl. Phys. A107 (1968) 385.

69Tj1 P. O. Tjøm y B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, no. 7 (1969).

66Udl T. Udagawa y R. K. Shaline, Phys. Rev. 147 (1966) 671.

69Unl J. Ungrin, D. G. Burke, M. W. Johns y W. P. Alford, Nucl. Phys. A132 (1969) 322.

62Vel T. Veresh, V. G. Soloviev y T. Shiklosh, Izv. Akad. Nauk. SSR (ser. fiz.) 26 (1962) 1045.

63Vel M. N. Vergnes y R. K. Shaline, Phys. Rev. 132 (1963) 1736.

63Vil F. Villa Proc. Int. School of Physics, Curso XXIII, ed. V. F. Weisskopf (Acad. Press, N. Y., 1963).

64Vel P. Vogel, Dubna preprint E1703 (1964).

66Vil F. Villars, Proc. Int. School of Physics, Curso XXXVI, ed. C. Bloch (Acad. Press, N. Y., 1966).

69Vul H. Vucetuch, A. Plastino y F. Krupetic, Zeit. Phys. 220 (1969) 218.

71Val J. Vary y J. N. Ginnocchio, Nucl. Phys. A166(1971) 479.

61Yel S. Yoshida, Phys. Rev. 123 (1961) 2123.

65Yel Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herskind y M. C. Olesen, Nucl. Phys. 73 (1965) 273.

67Yul W. Yucker, A. Plastino y S. A. Moszkowski, Zeit. Phys. 202 (1967) 177.

Quiero expresar mi más profundo reconocimiento hacia el director de este trabajo, Dr. A. Plastino, con cuya estrecha y continua colaboración fue realizado. Es también un placer agradecer las interesantes y fecundas discusiones habidas con los Dres. D. Bès, G. Bussel, A. Faessler y F. Krmpotic. Deseo igualmente manifestar mi gratitud hacia el Lic. G. Pereschinsky y el elenco del Centro Superior para el Procesamiento de la Información (CESPI) de la Universidad de La Plata, donde fueron llevados a cabo los cálculos que constituyen esta investigación. En este sentido, es inestimable la colaboración prestada por el Dr. Szybisz, gracias a quien fue posible incluir el cálculo de observables beta. Para el Sr. C. Gambedotti, mis sinceras gracias por la desinteresada "puesta en limpio" de varias de las figuras que ilustran este trabajo.

Quiero también dejar sentada mi deuda de gratitud hacia el Dr. H. Bosch, bajo cuya tutela académica en el Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, realicé mi labor de investigación durante estos tres años.

A todos ellos muchas gracias.

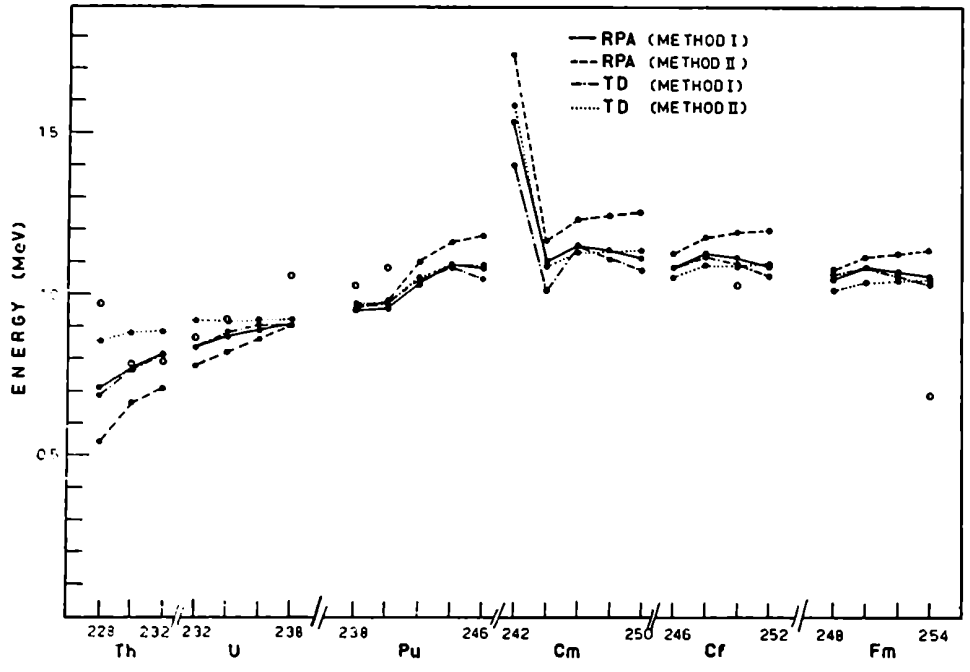


Fig. 6.2. Energías de las cabezas de banda γ-vibracionales en las región de transuránidos. Los detalles son los mismos que en la fig. 6.1.

tierras raras, los valores teóricos de las B(E2) obtenidas dentro del formalismo de la QRPA en los siguientes casos: i) la SIF como interacción residual y ii) la interacción SDI. En ambos casos, los resultados fueron obtenidos con el método VPK. Las predicciones de la SDI son las que se dan en la sección 4.2, fig. 4.2.

6.3. Detalles del cálculo. (b). La densidad de cuasi partículas y las amplitudes de transferencia.

En el curso de este trabajo hemos calculado las distribucio-