

INFLUENCIA DE LA INTERACCION MONOPOLAR Y DE PAIRING EN LOS ESPECTROS DE ENERGIA DE LOS ISOTIPOS DEL Sn Y Cd

E. Seva

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Pabellón I, Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires y Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Libertador 8250, 1429 Buenos Aires

G. Marti y H. M. Sofia

Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Libertadores 8250, 1429 Buenos Aires

Partiendo de un espectro de partículas independientes razonable para los isótopos del Sn se estudió la influencia de la fuerza cuadrupolar partícula-agujero en la fuerza de pairing. También se utilizó una fuerza monopolar neutrón-neutrón para calcular las variaciones debidas al número de neutrones en los espectros de energía. Los isótopos del Cd fueron calculados teóricamente agregándole una interacción monopolar protón-neutrón entre los dos agujeros de protones y los neutrones más una interacción cuadrupolar partícula-agujero entre neutrones y protones. Este cálculo teórico fue comparado con los datos experimentales de ambos isótopos desde $A = 115$ hasta $A = 125$.

El espectro de bajas energías de un sistema de muchos cuerpos puede ser descripto aproximadamente en término de un estado de vacío y excitaciones independientes. En modelos nucleares, los estados de vacío más comunmente utilizados son los de vacío de BCS y el estado de vacío normal construido con un determinante de funciones de onda.

Las excitaciones elementales de un núcleo pueden dividirse en:

a) Excitaciones de cuasipartículas (fermiones), descriptas aproximadamente por el movimiento de una cuasipartícula independiente en un campo central producido por el resto de las cuasipartículas del núcleo.

b) Excitaciones colectivas (bosones), asociadas con el movimiento de pares de partículas (vibraciones de apareamiento) o con pares de partícula-agujero (vibraciones superficiales del núcleo).

La aproximación de fases al azar (RPA) o la aproximación de Tamm-Dancoff (TDA) introducen coordenadas colectivas como suma coherente de pares de partículas o de partícula-agujero.

El estudio del acoplamiento entre partículas y bosones puede realizarse con un tratamiento perturbativo de la interacción residual, que nos lleva a la definición de un campo nuclear, que es comunmente empleado cuando ambos tipos de excitaciones coexisten en un dado núcleo.

La Teoría Nuclear de Campos (NFT)¹ posibilita tratar el problema en un sistema que incluya las coordenadas de partícula y las vibraciones colectivas en un pie de igualdad, y las dificultades originales por sobrecompletitud de base y violaciones al prin-

cipio de exclusión de Pauli, son corregidas perturbativamente, teniendo en cuenta las interacciones entre partícula y bosones, mediante un tratamiento diagramático de las mismas.

El trabajo consiste en obtener, partiendo de un espectro razonable de partículas independientes para uno de los isótopos de Sn, los espectros de bajas energías de los isótopos impares de los Sn y los Cd.

Se utilizó una interacción monopolar neutrón-neutrón para tener en cuenta las variaciones del espectro de partícula independiente como función del número de neutrones del núcleo, y una interacción cuadrupolar partícula-agujero en forma perturbativa. El hamiltoniano utilizado es

$$H = \sum_j \epsilon_j a_j^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{ij} \langle ij | \bar{v} | ij \rangle a_i^\dagger a_j^\dagger a_j a_i - \sum_{\lambda=0,2\mu} G_\lambda P_\lambda^\dagger P_\lambda - \sum_{\lambda=2\mu} \frac{K_\lambda}{2} Q_\lambda^\dagger Q_\lambda \quad (1)$$

donde a_j^\dagger crea una partícula en el estado j , ϵ_j son los niveles de partícula independiente, G_λ es la intensidad de la fuerza de pairing, K_λ es la intensidad de la fuerza de multipolaridad λ y $\langle ij | \bar{v} | ij \rangle$ es el elemento de matriz de la interacción monopolar definido como en la ref. 2.

$$Q_{\lambda\mu}^\dagger = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 | | F(r) Y_\lambda | | j_2 \rangle \left[a_{j_1}^\dagger a_{j_2} \right]_\mu^\lambda \quad (2)$$

$$P_\lambda^\dagger = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 | | F(r) Y_\lambda | | j_2 \rangle \left[a_{j_1}^\dagger a_{j_2} \right]_\mu^\lambda \quad (3)$$

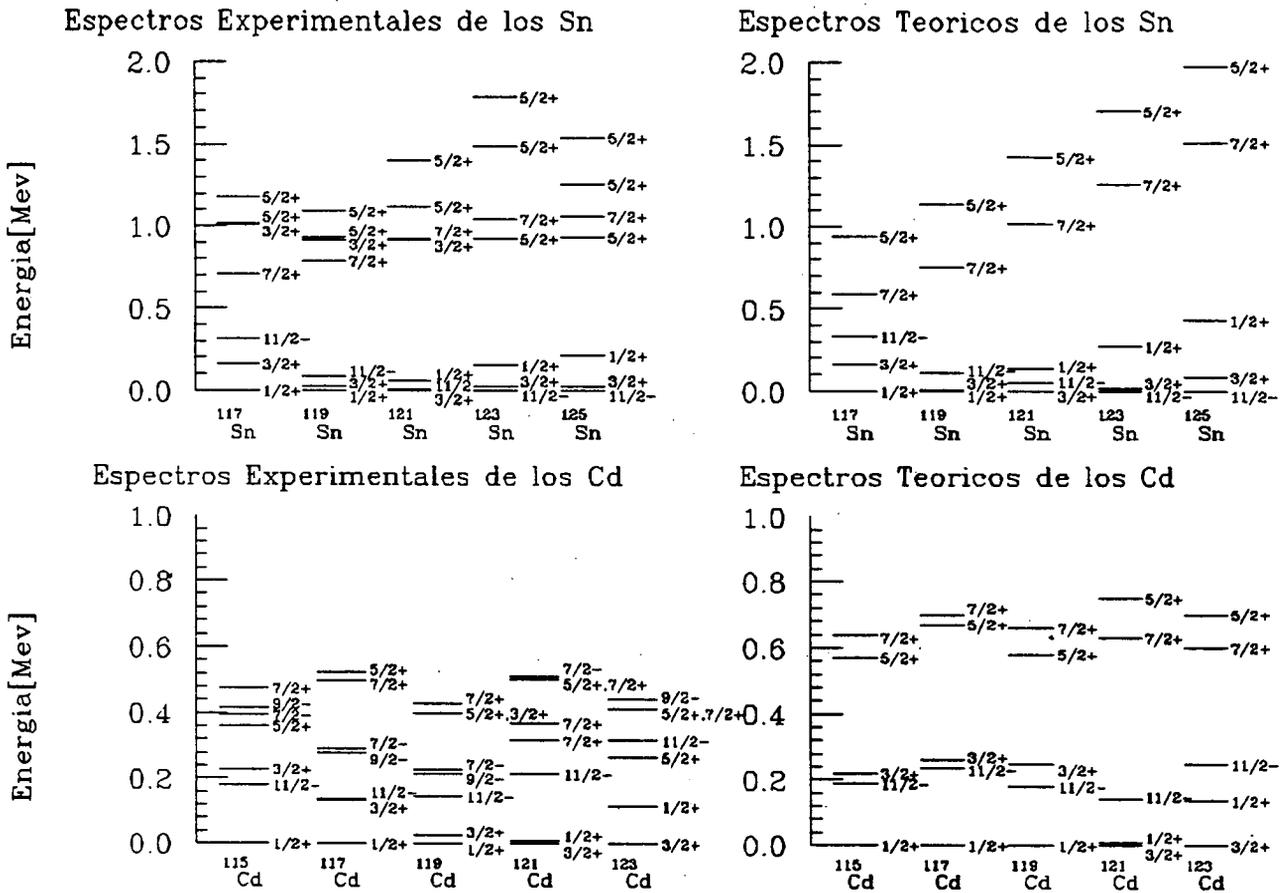


Figura 1: Espectros experimentales y resultados teóricos.

La dependencia radial de $F(r)$ y $K(r)$ no es muy importante que tenga un buen comportamiento en la superficie nuclear.

Como estos núcleos están alejados de capa cerrada en neutrones, su estado fundamental se puede explicar mediante una condensación de pares de Cooper. Un tratamiento BCS del problema permite obtener el estado fundamental y los grados de libertad de cuasipartículas. El hamiltoniano en términos de partículas es

$$H = \sum_j E_j a_j^\dagger - \sum_{\lambda=2;\mu} \frac{K_\lambda}{2} Q_{\lambda\mu}^\dagger Q_{\lambda\mu} \quad (4)$$

donde a_j^\dagger es el operador de creación de una cuasipartícula. Las diferencias en el cálculo del espectro de cuasipartículas independientes E_j de los diferentes isótopos del Sn (figura 1) son debidas principalmente a la influencia de la interacción monopolar. El primer 2^+ (el triplete 0^+ , 2^+ , 4^+) de los Sn

puede ser descripto como un (dos) bosón RPA. La mezcla de los estados de cuasipartícula con estados de 1 cuasipartícula-1 bosón producen correcciones a primer orden en los niveles de energía.

Los isótopos de Cd (figura 1) fueron calculados considerando que el estado fundamental es un estado coherente de dos agujeros de protones y teniendo en cuenta la interacción monopolar entre los dos agujeros de protones en $g_{9/2}$ y los neutrones de la capa superior. Además se tuvo en cuenta la influencia de la interacción cuadrupolar partícula-agujero entre neutrones y protones en los espectros de cuasipartícula de los isótopos de Cd.

REFERENCIAS

1. D. R. Bes and R. A. Broglia, Phys. Rev. C6 (1971) 2349.
2. P. Federman, Phys. Let. Vol 140 Bnu 5, 6 (1984) 269.