

## Cuestión 118

Enunciado:

Según el modelo de capas nuclear, en el núcleo  $^{16}\text{O}$  están ocupados los niveles  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$  y  $1p_{1/2}$ , tanto para protones como para neutrones. La transición que excita un nucleón del nivel  $1p_{3/2}$  al nivel  $1d_{5/2}$ , ¿a qué excitaciones multipolares puede contribuir?:

Respuesta dada como correcta:

Opción 2.  $1^-$ ,  $2^-$ ,  $3^-$  y  $4^-$ .

## Impugnación

En este caso el modelo de capas tiene validez limitada, puesto que tenemos dos nucleones desapareados, y las predicciones del mismo no son acertadas. Por lo tanto nos vemos obligados a usar modelos más complejos, como el modelo colectivo. Según este modelo los núcleos par-par tienen como estado fundamental el  $0^+$  (como ocurre en el modelo de capas). Para la mayoría de los núcleos par-par el primer estado excitado es el  $2^+$ , con la excepción de los núcleos doblemente mágicos, entre los que se encuentra el  $^{16}\text{O}$ . Según el libro “Física nuclear y de partículas”, A. Ferrer Soria (Editorial PUV, 2008, páginas 91-93), el primer estado excitado del núcleo de  $^{16}\text{O}$  sería el  $3^-$ .

Existe un nivel con  $J^P = 2^+$ , excitado, de comportamiento muy regular. Todos los núcleos con estado fundamental  $0^+$  tienen como primer estado excitado un nivel  $2^+$  excepto los núcleos doblemente mágicos:  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{132}\text{Sn}$  y  $^{208}\text{Pb}$  y alguna otra excepción como  $^{14}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$  y

$^{72}\text{Ge}$  en los que el primer estado excitado tiene espín paridad distinto:  $0^+$ ,  $3^-$ . La energía de los niveles  $2^+$  va decreciendo muy suavemente en función de  $A$  (véase la figura 3.3), y es aproximadamente *la mitad de la necesaria para romper un par*. Entre  $A = 150$  y  $190$ , los valores de  $E(2^+)$  son pequeños y constantes.

Teniendo en cuenta que por lo tanto ninguna de las respuestas dadas es correcta, considero que esta pregunta debería ser **anulada**.

## Conclusión

En vista de lo anteriormente expuesto, solicito que la pregunta sea **anulada**.

El modelo del gas de Fermi permite justificar el término de asimetría que se incluye en la fórmula semiempírica de masas (1.36) y se parametriza con el término que contiene  $\alpha_A$ . En efecto, si se tienen en cuenta, separadamente, la energía media de protones y neutrones:

$$\overline{E} = \frac{3}{5} \frac{N E_{F,n} + Z E_{F,p}}{A}$$

La energía total de los  $A$  nucleones será:

$$E_{tot} = \frac{3}{5} (E_{tot}^Z + E_{tot}^N) = \frac{3}{5} (Z E_{F,p} + (A - Z) E_{F,n})$$

Si se calcula el exceso de energía  $\Delta E$  de estos  $A$  nucleones respecto al caso en el que  $Z = N = A/2$ , se tiene:

$$\Delta E = E_{tot}^Z + E_{tot}^N - 2 E_{tot}^{A/2}$$

entonces, llamando  $\eta = \frac{A/2 - Z}{A/2}$ , se cumple que  $N = (A/2)(1 + \eta)$  y  $Z = (A/2)(1 - \eta)$ , con lo que reteniendo sólo términos cuadráticos en el desarrollo, se obtiene:

$$\Delta E \approx \frac{1}{3} E_F \frac{(Z - N)^2}{A} \quad (3.7)$$

término que tiene el mismo comportamiento que el de asimetría.

Sin embargo, hay muchas propiedades nucleares inexplicables por estos modelos, por ejemplo, la estructura de niveles energéticos o los espines y paridades de los estados nucleares, la existencia de números mágicos: núcleos con gran estabilidad y muy abundantes, los momentos eléctrico y magnético, etc. Para ello se han utilizado ideas atómicas, debido a las innumerables evidencias de una estructura nuclear en la que los nucleones llenan los estados cuánticos previstos, dando origen a las conocidas *capas*.

### 3.3 Propiedades colectivas de los núcleos par-par

El estado fundamental de los núcleos par-par tiene siempre  $J^\pi = 0^+$ , debido a las fuerzas de apareamiento de nucleones, cuya energía de ligadura del par o energía de apareamiento es:

$$P_n \sim P_p \sim \frac{11,2}{\sqrt{A}} \text{ MeV} \quad (3.8)$$

y va de unos 3 MeV para núcleos ligeros hasta 0,75 MeV para  $A = 220$  (véase la figura 3.2). La energía de apareamiento puede determinarse experimentalmente a partir de las energías de separación neutrónica:

$$P_n = S_n(N, Z) - S_n(N - 1, Z) \quad (3.9)$$

o la fórmula equivalente para  $P_p$  en función de  $S_p$  para el caso de protones. O sea, nucleones idénticos se acoplan dando un estado de espín  $S = 0$ , más ligado. Esta fuerza es responsable del término  $\delta$  (de apareamiento) de la fórmula de masas (1.36).

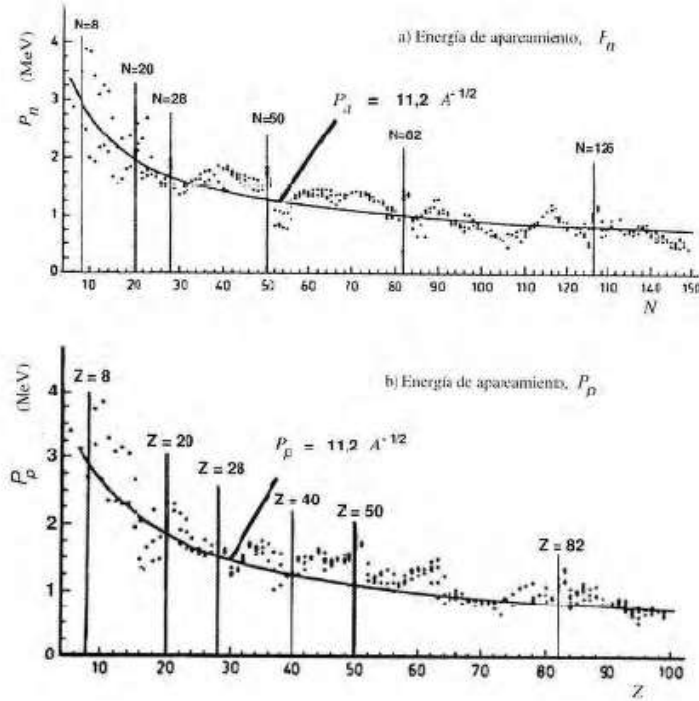


Figura 3.2: Los puntos representan la energía de apareamiento (a) neutrónica,  $P_n$ , y (b) protónica,  $P_p$ , medidas para núcleos con los valores de  $N$  y  $Z$  indicados. La curva describe la misma dependencia con  $A$  vista en la expresión (3.8) en el texto. Las líneas verticales señalan números mágicos (datos de Zeldes *et al.*, 1967).

Pero, además del estado fundamental,

- I. Existe un nivel con  $J^P = 2^+$ , excitado, de comportamiento muy regular. Todos los núcleos con estado fundamental  $0^+$  tienen como primer estado excitado un nivel  $2^+$  excepto los núcleos doblemente mágicos:  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{132}\text{Sn}$  y  $^{208}\text{Pb}$  y alguna otra excepción como  $^{14}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$  y

$^{72}\text{Ge}$  en los que el primer estado excitado tiene espín paridad distinto:  $0^+$ ,  $3^-$ . La energía de los niveles  $2^+$  va decreciendo muy suavemente en función de  $A$  (véase la figura 3.3), y es aproximadamente la mitad de la necesaria para romper un par. Entre  $A = 150$  y  $190$ , los valores de  $E(2^+)$  son pequeños y constantes.

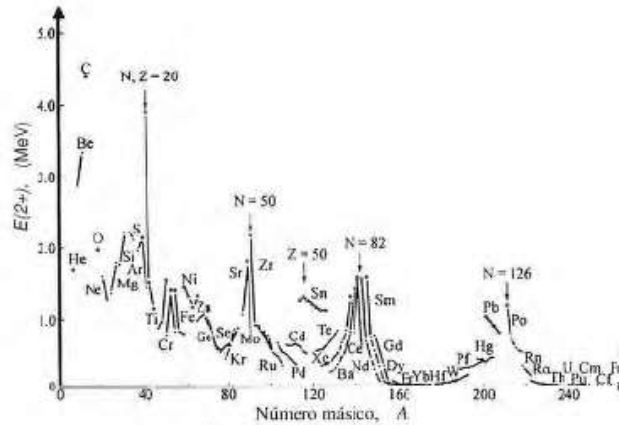


Figura 3.3: Espectro de energía del primer nivel excitado de los núcleos par-par que tiene espín-paridad  $J^P = 2^+$ . Se observan picos a determinados valores de  $Z$  o  $N$  asociados a números mágicos.

2. Existe también (véase la figura 3.4) un segundo nivel con  $J^P = 4^+$  tal que el cociente  $\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = \begin{cases} 2,0 & A < 150, \text{ con gran dispersión.} \\ 3,3 & A = 150 \rightarrow 190 \text{ y } A > 220 \end{cases}$
3. Los momentos dipolares magnéticos  $\mu(2^+)$  son constantes ( $0,7 \rightarrow 1,0$ )  $\mu_N$ .
4. Los valores de  $Q(2^+)$  son pequeños para  $A < 150$  y grandes para  $A = 150 \rightarrow 190$ . Los momentos  $Q$  de los estados fundamentales de los lantánidos son también muy grandes.

El resultado de estas observaciones es que es necesario estudiar dos tipos de movimientos de tipo colectivo,

- Vibraciones alrededor de una forma, en equilibrio, esférica para núcleos ligeros ( $A < 150$ ).
- Rotaciones de sistemas no esféricos (llamados deformados) para núcleos pesados ( $A = 150 \rightarrow 190$  y  $A > 220$ ).