

EFECTO DE EXCITACIONES DE TRES PARTICULAS - TRES AGUJEROS SOBRE LA RESONANCIA GAMOW - TELLER. REGLA DE SUMA

A. E. Mariano

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas
Universidad Nacional de La Plata
CC 67, 1900 La Plata*

Es bien conocido el efecto de reducción de intensidad, presente en las resonancias Gamow - Teller, producidas por las reacciones de tipo (p, n). Uno de los mecanismos de origen nuclear propuestos y más estudiados es la transferencia de intensidad a regiones de mayor energía, mediante la inclusión de excitaciones de dos partículas-dos agujeros (2p-2h) en los estados nucleares. Dado que actuando sobre un estado fundamental correlacionado el operador de Gamow-Teller ($\hat{\sigma}\tau$) puede producir también excitaciones de tres partículas-tres agujeros (ep-3h), será relevante la inclusión de las mismas para el cierre de la regla de suma correspondiente.

En el presente trabajo se realiza el cálculo de la regla de suma del operador ($\hat{\sigma}\tau$) en espacios que contienen configuraciones de 1p-1h, 2p-2h, 3p-3h. A través de los resultados obtenidos se evidencia que con un estado fundamental normalizado, no basta incluir sólo excitaciones de 2p-2h para satisfacer la regla de suma sino también los de 3p-3h. Como conclusión todos los posibles grados de libertad nucleares deben ser tenidos en cuenta.

Es bien conocido que la distribución de intensidad en la resonancia gigante Gamow-Teller, producida en reacciones de tipo (p, n), presenta una paradoja. Los centroides de la misma son bien reproducidos por un cálculo en la aproximación de RPA, más la intensidad medida en la región de la resonancia es la mitad del valor predicho.

Dentro de los mecanismos de disminución de intensidad propuestos se encuentra la inclusión de configuraciones de dos partículas dos agujeros (2p-2h) en los estados nucleares, las cuales pueden conectarse con los de 1p-1h presentes en la resonancia.

Varios trabajos introducen este efecto con diferentes grados de aproximación y diferentes interacciones. Los mismos argumentan que la intensidad perdida a bajas energías se encuentra por encima de la resonancia en la región que ocupan los estados de 2p-2h^{1,2}.

Dado que el operador de excitación de Gamow-Teller actuando sobre un estado fundamental correlacionado puede producir además excitaciones de 3p-3h, será necesario incluirlas mismas para evitar una disminución adicional de intensidad debido a la incompletitud del espacio de configuraciones usado en la descripción del núcleo final.

El objetivo de presente trabajo es, más allá de discutir mecanismos de disminución de intensidad, el demostrar que sólo la inclusión de excitaciones de 3p-3h permite cerrar la regla de suma del operador de excitación.

Si denominamos con \hat{o} al operador de excitación,

y con $\{|N\rangle\}$ al conjunto de estados finales del núcleo, la función intensidad puede definirse como:

$$I(E) = \sum_N |\langle N | O | 0 \rangle|^2 \delta(E_N - E)$$

$$\hat{H} | N \rangle = E_N | N \rangle, \quad \hat{H} = \hat{H}_O + \hat{V}_R$$

donde $|0\rangle$ representa al estado, fundamental del núcleo, E la energía de excitación y H el hamiltoniano nuclear. El mismo está compuesto por una parte que corresponde al movimiento de partícula independiente \hat{H}_O cuyos autovectores son las excitaciones np-nh, y una interacción residual \hat{V}_R entre dichos estados. Para el caso de la resonancia Gamow-Teller el operador de excitación está dado por, $O = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} \tau_{\pm}$ donde σ es el operador de spin y τ_{\pm} el de isospin que permite pasar de un núcleo con N neutrones y Z protones al núcleo con $N \pm 1$ neutrones y $Z_{\pm} - 1$ protones respectivamente.

Las intensidades totales y regla de suma correspondiente al operador $\sum_{\mu} \sigma_{\mu} \tau_{\pm}$ se definen como:

$$S^{\pm} \int I^{\pm}(E) dE$$

y

$$S^- - S^+ = 3(N - Z)$$

respectivamente. Dicha regla de suma, como es sabido debe satisfacerse independientemente del modelo elegido para los estados nucleares y sirve para verificar la exactitud de una determinada aproximación.

Si consideramos al estado fundamental com-

puesto por una componente de capas cerradas $|HF\rangle$, evaluada en la aproximación de Hartee-Fock, más correlaciones de $2p-2h$, el operador de un cuerpo \hat{O} producirá excitaciones de $1p-1h$, $2p-2h$ y $3p-3h$ en el estado final. Así el estado inicial y los estados finales quedarán desarrollados, en un espacio de Hilbert con tales configuraciones, como:

$$|0\rangle = B_0 |HF\rangle + \sum_{2_0} B_{2_0} |(2p-2h)_{0_0}\rangle$$

$$|N\rangle = \sum_1 C_{N1} |1p-1h\rangle + \sum_2 C_{N2} |2p-2h\rangle + \sum_3 C_{N3} |3p-3h\rangle$$

Donde $|(2p-2h)_{0_0}\rangle$ representa a una correlación de $2p-2h$ del estado fundamental mientras que $|1p-1h\rangle$, $|2p-2h\rangle$ y $|3p-3h\rangle$ representan excitaciones de $1p-1h$, $2p-2h$ y $3p-3h$ en el núcleo final, respectivamente. La evaluación de los coeficientes B y C_{Ni} se realizó dentro de una teoría de perturbaciones a 2^{do} orden con el objeto de verificar posibles cancelaciones entre los distintos diagramas presentes en la probabilidad $\langle N|O|0\rangle^2$. Por problemas de dimensión del espacio de configuraciones se ha hecho la aproximación, $\langle ip-ih|V_R|jp-jh\rangle = 0$ para $i, j \geq 2$ tanto en el núcleo final como inicial.

Con el objeto de realizar los cálculos para una interacción realista que contuviera una parte tensorial, considerada fundamental en el acoplamiento de excitaciones de $2p-2h$ con las de $1p-1h$, se implementó la presentada por Bertsch³. La misma tiene una forma:

$$V(1,2) = \sum_{i=1,3} \left\{ \begin{aligned} & (V_o^c + V_{\alpha}^c \tau_1 \tau_2 + V_{\alpha}^c \sigma_1 \sigma_2 + V_{\alpha}^c \tau_1 \tau_2 \sigma_1 \sigma_2) V_i^c(r) + \\ & + (V_{\alpha}^T + V_{\alpha}^T \tau_1 \cdot \tau_2) V_i^T(r) S_{12} \end{aligned} \right\}$$

con

$$r = |r_1 - r_2|, \quad V_i^c(r) = e^{-(r/r_i)} / (r/r_i),$$

$$V_i^T(r) = r^2 e^{-(r/r_i)} / (r/r_i),$$

$$S_{12} = 3(\hat{r} \cdot \sigma_1)(\hat{r} \cdot \sigma_2) - \sigma_1 \cdot \sigma_2$$

siendo r_i los alcances efectivos que representan los distintos tipos de mesones incluidos en la interacción nucleón-nucleón.

Trabajaremos en el núcleo ^{48}Ca pero es importante mencionar que el formalismo puede aplicarse a otros núcleos de capas cerradas.

El resumen de los resultados obtenidos se encuentra en la siguiente tabla:

$3(N-Z) = Z_4$	$1+2$	$1+2+3$
S^-	22,436	24,212
S^+	0,212	0,212
$S^- - S^+$	22,224	24

La tabla muestra los resultados obtenidos para las distintas intensidades integradas S^- y S^+ en el núcleo ^{48}Ca cuando se utiliza un espacio de estados $1p-1h+2p-2h$ generando con los orbitales $1f_{5/2}$, $1f_{7/2}$, $1d_{3/2}$ y $1d_{5/2}$. También se vuelcan los resultados obtenidos cuando son agregadas las excitaciones de $3p-3h$ evaluándose en cada casola regla de suma $S^- - S^+$.

Como se ve en la tabla precedente el valor de $S^- - S^+$ es menor que $3(N-Z)$ a menos que introduzcamos configuraciones de $3p-3h$. Un análisis detallado de las diferentes contribuciones a la intensidad S^- muestra que esto se debe esencialmente a que las correcciones de norma del estado fundamental, las cuales tienen contribución negativa y corresponden a diagramas disconexos, sólo pueden cancelarse con términos positivos pro-

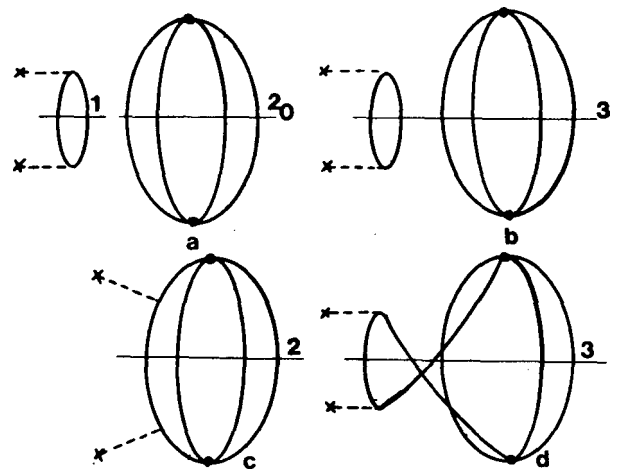


Figura 1: En la figura con 1,2,3,4 se representan estados de $1p-1h$, $2p-2h$, $3p-3h$ y $2p-2h$ del estado final y fundamental, respectivamente. Con líneas de puntos se indica al operador de excitación mientras que los vertices con punto representan a la interacción residual, a) Correcciones de norma; b) Diagramas disconexos provenientes de $\langle 3p-3h|0|2p-2h\rangle^2$; c) Diagramas provenientes de $\langle 2p-2h|0|2p-2h\rangle^2$; d) Diagramas que deformándose pueden transformarse en los de tipo c).

venientes del estado final conteniendo a la probabilidad $\langle 3p-3h | 0 | 2p-2h \rangle_0^2$.

Además las excitaciones de $3p-3h$ contribuyen a cancelaciones adicionales con términos conexos provenientes de la probabilidad $\langle 2p-2h | 0 | 2p-2h \rangle_0^2$ ya que se tienen diagramas topológicamente equivalentes. En la figura 1 se representan esquemáticamente los diferentes diagramas correspondientes a las contribuciones mencionadas.

REFERENCIAS

1. S. Drozd, V. Klemt, J. Speth y J. Wambach Phys. Lett. 166 B (1986) 18.
S. Nishizaki, S. Drozd, J. Wambach y J. Speth. A ser publicado.
2. G. Bertsch and I. Hamamoto Phys. Rev. C26 (1982) 1323.
3. G. Bertsch, J. Borysowicz y H. McManus. Nuc. Phys A284 (1977) 399.