

Acerca de la dispersión inelástica de neutrones a bajas energías en el ^{152}Sm

J.R.Fernández Díaz, R.Cabezas Solórzano y R.López Méndez. Instituto de Investigaciones Nucleares

RESUMEN

En el presente trabajo se realiza un análisis del proceso de dispersión inelástica de neutrones a energías de 2.47 y 2.75 MeV en el ^{152}Sm por el modelo de Davidov-Filippov, utilizando para los cálculos de la sección del proceso directo el método de los canales enlazados, considerando a dicho núcleo, como deformado con simetría no axial y un parámetro de asimetría $\gamma=14.5^\circ$ obtenido de datos experimentales. La sección a través del núcleo compuesto, se evalúa por la fórmula de Hauser-Feshbach. Se analizan los efectos de correlación entre los canales, y su influencia en el proceso de dispersión.

ABSTRACT

In this paper an analysis of inelastic neutron scattering by the nucleus ^{152}Sm at 2.47 and 2.75 MeV is made according to the Davydov-Filippov model. The coupled channel method was used by considering ^{152}Sm as a deformed nucleus with non-axial symmetry and a 14.5° asymmetry parameter, the latter taken from experimental data. The compound nucleus cross-section has been evaluated by the Hauser-Feshbach formula.

An analysis of the channel-channel correlation effects and their influence on the scattering process is also made.

INTRODUCCIÓN

La dispersión inelástica de neutrones a bajas energías en los núcleos deformados, como lo es el Samario, ha despertado un gran interés recientemente. Esto se debe en gran medida a que el Samario es un elemento estructural que debe tenerse en cuenta en la tecnología de reactores. Además, siempre resulta de interés desde el punto de vista físico, el estudio de la dispersión de neutrones en este rango energético, donde concurren varios procesos de igual magnitud y diferente naturaleza. En este sentido se ha considerado que a bajas energías (≤ 4 MeV) la sección del proceso se debe a la dispersión a través del núcleo compuesto, asumiéndose que a energías más altas la dispersión se relaciona principalmente con los procesos directos. Sin embargo, paralelamente al avance de la técnica nuclear, que ha incorporado nuevos métodos con un alto poder de

resolución, lo que ha abierto nuevas posibilidades para el estudio de isótopos de núcleos fuertemente deformados; han aparecidos varios trabajos teóricos que predicen una desviación de la teoría estadística de Hauser-Feshbach precisamente en esa zona de la tabla periódica ¹⁻⁴).

Esta desviación, que según algunos autores puede ser causada por efectos de excitación directa, ha sido detectada en los isótopos ^{176,178,180}Hf, ^{182,184,186}W, ^{150,152}Sm. En todos estos experimentos, algunos niveles de la banda rotacional fundamental, y de la banda γ -vibracional, eran excitados en las reacciones con neutrones a bajas energías, mucho más de lo esperado según la teoría de Hauser-Feshbach, que a lo largo de más de dos décadas ha sido utilizada con éxito para la descripción de la dispersión inelástica de neutrones a pocos MeV, y que no podían ser explicados satisfactoriamente, utilizando el método usual de los canales enlazados ^{2,4}).

En el caso del Tungsteno, un núcleo fuertemente deformado, Fernández y Cabezas ^{5,6}, alcanzaron resultados positivos en la descripción del proceso de dispersión inelástica de neutrones en el ¹⁸⁶W a 2.75 MeV, considerando a dicho núcleo como deformado con simetría no axial. Sin embargo las desviaciones observadas en el ¹⁵²Sm no han encontrado una explicación convincente hasta el momento.

Varios isótopos del Samario han sido investigados por Coope ⁴) y Sit'ko ^{2,3}). Recientemente en trabajos realizados por un grupo de experimentadores hindúes ⁷), han sido detectadas evidencias experimentales de triaxialidad en los núcleos ^{150,152,154}Sm.

A diferencia del ¹⁴⁸Sm que es un núcleo básicamente esférico, y el ¹⁵⁰Sm que es un núcleo de transición, el ¹⁵²Sm puede ser considerado como bien deformado, por lo que nos hemos decidido a estudiar este último isótopo.

En el presente trabajo se realiza un análisis del proceso de dispersión inelástica de neutrones a energías de 2.47 y 2.75 MeV, por el modelo de Davidov-Filippov, utilizando para los cálculos de la sección del proceso directo, el método de los canales enlazados, además se considera a dicho núcleo como deformado con simetría no axial y un parámetro de asimetría $\gamma=14.5^\circ$ calculado por Grupta ⁷), utilizando un nuevo procedimiento y datos experimentales. La sección del proceso a través del núcleo compuesto, es evaluada por la fórmula de Hauser-Feshbach. Se analizan los efectos de correlación entre los canales, y su influencia en el proceso de dispersión.

FORMALISMO TEÓRICO

El proceso de dispersión (n,n') es descrito por la ecuación de Schrödinger

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 + V_{\text{opt}}(r, \theta', \phi') + H_n - E \right] \Psi_{\text{IMT}} = 0 \quad (1)$$

H_n - es el Hamiltoniano del movimiento interno del núcleo y Ψ_{IMT} es la función de onda que caracteriza la dispersión de partículas con la excitación del núcleo no axial ⁸).

La interacción entre el neutrón incidente y el núcleo es descrita por un potencial óptico $V_{\text{opt}}(\vec{r})$, que tiene la forma usual.

$$V_{\text{opt}}(r, \theta', \phi') = -V_0 f(r, a, R(\theta', \phi')) + 4i\omega_D a' \frac{d}{dr} f(r, a', R(\theta', \phi')) + \left(\frac{\hbar}{\pi C} \right)^2 V_{\text{so}} (\hat{\sigma} \cdot \hat{\ell}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, a, R_0) \quad (2)$$

El forma-factor, que aparece en (2) está dado por la expresión

$$f(r, a, R(\theta', \phi')) = \left\{ 1 + \exp \left[(r - R(\theta', \phi')) / a \right] \right\}^{-1}$$

El potencial spin orbital se considera no deformado, ya que el efecto de su deformación es despreciable⁹⁾.

El potencial (2) está parametrizado considerando que

$$R(\theta', \phi') = R_0 \left\{ 1 + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{22} (Y_{22} + Y_{2-2}) + \alpha_{40} Y_{40} \right\} \quad (3)$$

En la deformación cuadrupolar y hexadecapolar han sido utilizadas las parametrizaciones de Bohr¹⁰⁾ y Raynal¹¹⁾ respectivamente.

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta_2 \sin \gamma$$

$$\alpha_{40} = \beta_4 \cos \gamma$$

Si sustituimos (3) en (2) según Tamura¹²⁾, y el potencial resultante es descompuesto en armónicas esféricas considerando que

$$Y_{\lambda\nu}(\theta', \phi') = \sum_{\mu} D_{\mu\nu}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$$

donde $D_{\mu\nu}^{\lambda}$ es la matriz de rotación y (θ', ϕ') y (θ, ϕ) están referidos al sistema $\mu\nu$ de laboratorio e intrínseco del núcleo respectivamente; la ecuación (1) puede ser escrita de la siguiente forma

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - V_{\text{diag}}(r) + \frac{2m}{\hbar^2} E \right) \psi_{\nu\nu}^J(r) = \sum_{\nu_1} \psi_{\nu\nu_1}^J(r) \langle \phi_{\nu JM} | V_{\text{couple}} | \phi_{\nu_1 JM} \rangle. \quad (4)$$

El sistema de ecuaciones (4), que es conocido como el sistema de ecuaciones de los canales enlazados, describe completamente el proceso directo de dispersión y tiene en cuenta todas las posibles transiciones entre los estados excitados del núcleo, tomados en consideración.

Las consideraciones asumidas acerca de la estructura del núcleo, afectan solamente el elemento matricial que aparece en la parte derecha de (4), el cual puede ser evaluado fácilmente por medio de los elementos matriciales nucleares reducidos y los coeficientes geométricos¹²⁾.

El potencial óptico $V_{\text{opt}}(r)$ que aparece en (1) se expresa ahora como⁶⁾

$$V_{\text{opt}} = V_{\text{diag}} + V_{\text{couple}}$$

donde V_{diag} no es más que la expresión (2) con $R(\theta', \phi') = R_0$ y

$$V_{\text{couple}} = \sum_{\lambda\mu} v_{\lambda}^{(1)}(r) D_{\mu 0}^{\lambda} v_{\lambda\mu}(\theta, \phi) + \sum_{\lambda\mu} \left(\frac{1}{2} \sqrt{2} \beta_2 \sin \gamma \tilde{v}_{\lambda}^{(2)I}(r) + \beta_4 \sin 2\gamma \tilde{v}_{\lambda}^{(2)II}(r) \right) (D_{\mu_2}^{\lambda} + D_{\mu-2}^{\lambda}) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$$

donde

$$\tilde{v}_{\lambda}^{(2)i}(r) = \sum_{\lambda'} v_{\lambda'}^{(2)}(r) \left[\frac{(2\nu+1)(2\lambda'+1)}{4\pi(2\lambda+1)} \right]^{\frac{1}{2}} (\nu 0 \lambda' 0 / \lambda 0) (\nu 2 \lambda' 0 / \lambda 2)$$

para $\begin{cases} i = I, \nu = 2 \\ i = II, \nu = 4 \end{cases}$

y

$$v_{\lambda}^{(i)} = 4\pi \int_0^1 d(\cos\theta') Y_{\lambda 0}(\theta') V_i(r, \theta') \quad i = 1, 2$$

$$V_1(r, \theta') = - \frac{V_0}{1+e_v} - 4i\omega_D \frac{e_w}{(1+e_w)^2}$$

$$V_2(r, \theta') = - \frac{V_{0R_{OV}}}{a_v} \frac{e_v}{(1+e_v)^2} + 4i\omega_D \frac{R_{OW}}{a_w} e_w \frac{1-e_w}{(1+e_w)^3}$$

$$e_i = \exp \left(\frac{r - R_{Oi}(1 + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{40} Y_{40})}{a_i} \right) \quad i = V, W$$

ANÁLISIS DE LOS RESULTADOS

Hasta el momento se había tratado de explicar, pero sin éxito, los resultados experimentales de la dispersión inelástica de neutrones a energías de 2-3 MeV en el ^{152}Sm , considerando a dicho núcleo con simetría axial^{2,4)}. Las evidencias experimentales aparecidas recientemente, en favor de la no axialidad del ^{152}Sm ⁷⁾, y los resultados positivos obtenidos por Fernández y Cabezas⁶⁾ con la utilización del modelo del rotor asimétrico para la descripción de la dispersión inelástica de neutrones a bajas energías en el ^{186}W , han despertado nuestro interés por la realización de los cálculos teóricos en el marco del modelo de Davidov-Filippov, utilizando el método de los canales enlazados para la evaluación de la sección de proceso directo. El parámetro de asimetría $\gamma=14.5^\circ$ ha sido encontrado por Grupta⁷⁾ empleando un nuevo procedimiento, partiendo de resultados experimentales. La sección de dispersión a través del núcleo compuesto fue evaluada por el formalismo de Hauser-Feshbach. Los cálculos fueron realizados por medio del programa ECIS¹³⁾, considerando un esquema de acoplamiento $0^+ - 2_1^+ - 2_2^+ - 4_1^+$.

A. SECCIÓN DEL PROCESO DIRECTO

Tomando como valores iniciales el conjunto de parámetros ópticos de Coope⁴⁾ para la energía de 2.47 MeV, se realizó un ajuste de los parámetros de profundidad real V_0 y de absorción superficial imaginario ω_D por el método de χ^2 . El ajuste se realizó en relación con los valores experimentales de las secciones diferenciales de los estados $0^+, 2_1^+, 4_1^+$ que aparecen en la misma referencia.

A continuación se relaciona el conjunto de parámetros ópticos obtenidos, que se empleó en los cálculos

$$\begin{array}{lll} V_0 = 46.79 \text{ MeV} & \omega_D = 2.3 \text{ MeV} & V_{SO} = 8.5 \text{ MeV} \\ R_{OV} = 1.25 A^{1/3} \text{ fm} & R_{OW} = 1.25 A^{1/3} \text{ fm} & R_{OSO} = 1.25 A^{1/3} \text{ fm} \\ a_v = 0.65 \text{ fm} & a_w = 0.58 \text{ fm} & a_{SO} = 0.65 \text{ fm} \end{array}$$

Los parámetros de deformación cuadrupolar β_2 y hexadecapolar β_4 fueron tomados de Coope, atendiendo a un criterio de uniformidad a la hora de establecer la comparación de los resultados obtenidos. Sus valores respectivos son 0.27 y 0.02.

Como es conocido, para lograr un buen ajuste es necesario reproducir correctamente la sección total del proceso ($6.3 \pm 0.2b$) y deben ser reproducidas las distribuciones angulares elástica, 2_1^+ y 4_1^+ . Las mismas se muestran en los gráficos 1,2, junto a los valores experimentales.

Según se puede observar, el ajuste de los datos experimentales de las secciones 0^+ (figura 1), y 2_1^+ (figura 2) es satisfactorio. En las mismas no se muestran los resultados de las evaluaciones efectuadas por Coope

por ser muy semejantes. Sin embargo, obsérvese que la sección diferencial del estado 4_1^+ (figura 2), se reproduce de una forma más adecuada en el presente artículo.

La sección de dispersión a través del núcleo compuesto debe ser simétrica con respecto a 90° , con alguna pequeña anisotropía. Sin embargo, todo lo contrario se refleja en los gráficos, por ejemplo, nótese la caída abrupta de la curva en el gráfico 2 a partir de los 120° .

Esta asimetría es una clara evidencia de la presencia de procesos directos a bajas energías. Esta desviación de la teoría estadística de Hauser-Feshbach en dicho rango energético, puede ser observada claramente en la tabla 1, donde los valores experimentales de las secciones totales superan en un factor 3-4 a las secciones de Hauser-Feshbach evaluadas por Coope, y en el caso nuestro el factor es aún mayor.

Tabla 1.

Secciones experimentales y teóricas obtenidas por Coope⁴⁾, y secciones calculadas por el modelo del rotor asimétrico con $\gamma=14.5^\circ$, $E_n=2.47$ MeV.

I_n^π	COOPE				ROTOR ASIMÉTRICO		
	σ_{EXP} (mb)	σ_{HF} (mb)	σ_{DIR} (mb)	σ_{TOT} (mb)	σ_{HF} (mb)	σ_{DIR} (mb)	σ_{TOT} (mb)
2_1^+	600±40	140	533	673	112	570	682
4_1^+	271±30	94	65	159	66	138	204
2_2^+	-	-	-	-	86	71	157

Sección total experimental: 6.3 ± 0.2 b

Sección total, Rotor asimétrico: 6.4 b

Como se puede apreciar en la tabla 1, para el nivel 2_1^+ , los valores de la sección total calculados por Coope, y por el modelo del rotor asimétrico son muy semejantes, y ambos cercanos al valor experimental.

Sin embargo, una diferencia notable se registra en el estado 4_1^+ , donde la evaluación por el modelo del rotor asimétrico es superior a la de Coope, ajustándose mejor al dato experimental. Dicho autor no logra aumentar sensiblemente la sección del proceso directo de este nivel variando los parámetros ópticos y/o parámetros β_2 y β_4 , sin ir en detrimento del ajuste a los datos experimentales.

Es de señalar que el aumento registrado en los cálculos en el presente artículo se logra automáticamente al considerar al ^{152}Sm como un núcleo deformado con simetría no axial, utilizando el modelo de Davidov-Filippov.

Esto es notable sobre todo en el valor de la sección del proceso directo del estado 4_1^+ donde la evaluación obtenida en el presente trabajo es el doble mayor que la de Coope.

Obsérvese no obstante, que los resultados obtenidos para la sección del proceso a través del núcleo compuesto son inferiores a los evaluados por Coope. Esto se debe a que en nuestros cálculos no ha sido considerada una serie de nuevas correcciones al formalismo de Hauser-Feshbach¹⁴⁻¹⁶⁾, que de tenerse en cuenta aumentarían el valor de dicha sección, lográndose una mejor concordancia con los datos experimentales.

Sobre la influencia de estas correcciones se ofrece un análisis en el punto B de este trabajo.

Como se observa, en la tabla 1 aparece calculada la sección del estado 2_2^+ , que no puede ser obtenida de ninguna forma utilizando el método usual de los canales enlazados, ya que el modelo del rotor simétrico empleado por dicho autor para el cálculo de la sección del proceso directo, permite reproducir solamente la banda rotacional fundamental.

Al mismo tiempo que Coope, se realizaron otros experimentos de dispersión inelástica de neutrones en el ^{152}Sm por Sit'ko^{2,3)} a la energía de 2.75 MeV, obteniéndose resultados similares; es decir, altos valores en las secciones de los estados excitados de la banda rotacional fundamental y γ -vibracional, que tampoco pudieron ser reproducidos satisfactoriamente.

Debido a la similitud de la energía de los neutrones con respecto a Coope, y contando con los valores de las secciones totales experimentales de diferentes niveles, nos decidimos a estudiar también los resultados obtenidos por dicho autor, tanto experimentales, como evaluaciones teóricas.

En este caso no fue posible realizar un ajuste de parámetros del potencial óptico, pues no se tenían los datos experimentales de las distribuciones angulares, por lo que se tomaron los parámetros obtenidos por nosotros en el ajuste a 2.47 MeV, que aproximadamente deben describir el proceso a 2.75 MeV, debido a la pequeña diferencia de energías.

Según se puede apreciar de los resultados mostrados en la tabla 2, la evaluación por el modelo del rotor asimétrico brinda una mejor concordancia con los datos experimentales, sobre todo en los niveles excitados 2_1^+ y 4_1^+ , considerando que nuestra sección del proceso a través del núcleo compuesto puede ser aumentada teniendo en cuenta las modernas correcciones al formalismo de Hauser-Feshbach, sobre las que se hizo referencia anteriormente, y que no fueron consideradas en los cálculos.

Tabla 2. Secciones totales experimentales y teóricas obtenidas por Sit'ko^{2,3)} y las secciones evaluadas por el modelo del rotor asimétrico con $\gamma=14.5^\circ$, $E_n=2.75$ MeV.

I_n^π	SIT'KO				ROTOR ASIMÉTRICO		
	σ_{EXP} (mb)	σ_{HF} (mb)	σ_{DIR} (mb)	σ_{TOT} (mb)	σ_{HF} (mb)	σ_{DIR} (mb)	σ_{TOT} (mb)
2_1^+	890±280	175	510	685	107	577	684
4_1^+	1020 ⁺¹³⁰ -230	118	90	208	69	147	226
2_2^+	120±37	148	-	-	85	85	170

Con respecto a la sección del nivel 4_1^+ , señalamos que ni la consideración de dichas correcciones, ni la variación de los parámetros ópticos hasta valores extremos, pueden reproducir tan alto valor experimental. Sin embargo a la energía de 2.47 MeV (ver tabla 1) se obtiene un buen ajuste de los resultados teóricos y experimentales.

Esto nos hace expresar serias dudas acerca de la validez de dicho dato experimental.

En relación con el nivel 2_2^+ , Sit'ko no puede evaluar en los marcos del método DWBA la sección σ_{DIR} de dicho nivel. El valor obtenido por el modelo de Davidov-Filippov, está próximo al experimental, y aquí hay que señalar la similitud entre este valor experimental (120±37 mb) y el evaluado por el modelo del rotor asimétrico para este mismo nivel (157 mb) que aparece en la tabla 1; esto nos indica que este último puede encontrarse en el rango correcto, lo que se podrá comprobar cuando existan datos experimentales obtenidos por otros métodos.

Finalmente en el grupo de parámetros ópticos utilizados por Sit'ko en sus cálculos, resalta el alto valor del potencial imaginario de absorción superficial $\omega_D = 8.0$ MeV, que de ninguna forma debe ser superior a 6.5 MeV ya que de lo contrario, en la sección del proceso directo se obtendrían valores muy bajos, como en efecto le sucede a Sit'ko (ver tabla 2).

B. SECCIÓN DEL PROCESO A TRAVÉS DEL NÚCLEO COMPUESTO

Coope plantea, que es posible explicar los altos valores experimentales obtenidos, si se consideran los efectos de interferencia de los procesos directos a través del núcleo compuesto, ya que dichos resultados experimentales no pueden ser descritos satisfactoriamente por este autor sumando de forma incoherente σ_{HF} y σ_{DIR} . Aunque, como señala Coope, dichos efectos tendrían que ser muy grandes, lo cual es poco probable ya que muchos canales están abiertos y fuertemente enlazados.

Como es conocido en años recientes se han dedicado muchos esfuerzos a la teoría de la fluctuación nuclear de la dispersión, es decir, a la parte de la sección de dispersión promediada por la energía proveniente de la parte fluctuante de la amplitud de reacción; que se diferencia de la sección de dispersión directa que proviene de la parte de la amplitud promediada por la energía.

Es importante señalar que todas las teorías de la fluctuación de la sección de dispersión requieren de la introducción de suposiciones estadísticas, que aunque lógicas, son en cierta forma arbitrarias. Estas suposiciones son en general bastante similares, aunque se introducen en diferentes formalismos, donde se aplican a magnitudes que tienen en algún sentido diferente significado. Este es el caso del parámetro de reforzamiento elástico W (enhancement factor), y de ν_c - grado de libertad del canal.

Introduciendo estos parámetros, la expresión básica para la sección de dispersión promediada por las fluctuaciones σ_{cd}^{fl} es igual a:

$$\sigma_{cd}^{fl} = \sigma_{cd}^{HF} W_{cd} \quad (5)$$

donde σ_{cd}^{HF} , es la sección evaluada por la fórmula de Hauser-Feshbach y

$$W_{cd} = \left\langle \frac{\Gamma_{\mu c} \Gamma_{\mu d}}{\sum_e \Gamma_{\mu e}} \right\rangle \frac{\langle \sum_e \Gamma_{\mu e} \rangle_{\mu}}{\langle \Gamma_{\mu c} \rangle_{\mu} \langle \Gamma_{\mu d} \rangle_{\mu}} \quad (6)$$

Los anchos parciales $\Gamma_{\mu c}$ están distribuidos aleatoriamente en μ de forma tal que pueden ser representados por una distribución χ^2 con ν_c grados de libertad donde $1 \leq \nu_c \leq 2$.

De esta forma como se ve en la expresión (6), los efectos de interferencia de los procesos planteados por Coope, sobre los que se hizo referencia al inicio de esta sección, no son más que efectos de correlación entre las amplitudes parciales de formación y desintegración del núcleo compuesto, en los diferentes canales.

El máximo efecto de reforzamiento de la sección σ^{fl} se obtiene cuando^{17, 18)} $W = 1 + 2/\nu_c$.

Esta expresión para el valor máximo de W , que en un principio fue obtenida para el caso de ausencia de procesos directos¹⁹⁾, es válida, también cuando los mismos están presentes, como se demostró más tarde²⁰⁾, y que se le denomina límite causal (causality limit).

Recientemente¹⁷⁾ Moldauer obtuvo para estos parámetros en el caso de dos canales fuertemente enlazados los valores $\nu = 1.96$, $W = 2.02$; y para el caso límite de muchos canales $\nu = 1.78$, $W = 2.12$, aunque es preciso señalar que los mismos son sensibles a las suposiciones estadísticas.

Si a los efectos de hacer una evaluación de la influencia que las correcciones de las teorías estadísticas modernas¹⁴⁻²⁰) W y v ; introducen en el valor de la sección del núcleo compuesto, consideramos el valor máximo de dichos efectos a través del factor $W = 2.12$, y tomamos las secciones de Hauser, Feshbach obtenidas en el presente trabajo que aparecen en la tabla 1; notamos que los valores obtenidos de acuerdo con (5) siguen siendo inferiores aproximadamente en el doble a los valores experimentales, lo que confirma la suposición de Coope, de que por sí sola la sección de Hauser-Feshbach, aún considerando las modernas correcciones, es incapaz de reproducir los datos experimentales. Esto último confirma la suposición hecha en el presente trabajo de que los altos valores de las secciones 2_1^+ y 4_1^+ , están dados principalmente por el alto valor de las secciones directas que se obtienen como consecuencia de la estructura no axial del núcleo considerado.

No obstante consideramos conveniente realizar los cálculos teóricos de la sección del proceso a través del núcleo compuesto, teniendo en cuenta de una forma exacta las correcciones modernas relacionadas con los efectos de correlación de los anchos de formación y desintegración del núcleo compuesto mencionados al inicio de esta sección. Estos cálculos podrán realizarse posteriormente cuando se disponga de los correspondientes programas de computación.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se realiza un estudio de la dispersión de neutrones a energías de 2.47 y 2.75 MeV en el ^{152}Sm , considerando a dicho núcleo como deformado con simetría no axial. Las secciones inelásticas de los estados analizados se calcularon empleando el método de los canales enlazados. La dispersión a través del núcleo compuesto se calculó por la fórmula de Hauser-Feshbach.

Con el objetivo de encontrar el conjunto óptimo de parámetros ópticos, fue realizado un ajuste de los mismos utilizando el método de χ^2 . Los cálculos fueron realizados considerando hasta la moda α_{40} de la deformación hexadecapolar. En el análisis de los resultados hemos llegado a las siguientes conclusiones:

Que el proceso de dispersión $^{152}\text{Sm}(n,n')$ a las energías de 2.47 y 2.75 MeV, puede ser descrito satisfactoriamente por medio del modelo del rotor asimétrico, considerando a dicho núcleo, como deformado con simetría no axial y un parámetro experimental de asimetría $\gamma=14.5^\circ$, lo cual es un elemento adicional de peso en la consideración del ^{152}Sm como un núcleo no axial.

Ninguna técnica de variación del potencial imaginario de absorción superficial ω_D , o de los parámetros de deformación cuadrupolar β_2 y hexadecapolar β_4 , ni la variación del esquema de acoplamiento, pueden reproducir los altos valores experimentales de los estados excitados de la banda rotacional fundamental y de la banda γ -vibracional en el marco del método usual de los canales enlazados, sin empeorar el ajuste de los datos experimentales y teóricos. Sin embargo, los cálculos realizados por el modelo de Davidov-Filippov considerando al ^{152}Sm como un núcleo no axial con $\gamma=14.5^\circ$, reproducen satisfactoriamente los valores experimentales.

La sección de dispersión a través del núcleo compuesto, ni aún con la consideración de los efectos de correlación entre los anchos de formación y desintegración del núcleo compuesto de una forma extrema, según las teorías estadísticas modernas como en el caso del límite causal cuando $W = 2.12$; puede por sí sola explicar los altos valores experimentales que la superan aproximadamente en el doble.

Es necesario llevar a cabo experimentos con el fin de precisar el valor de las secciones totales de los niveles 4_1^+ y 2_2^+ , así como realizar

evaluaciones teóricas, que tengan en cuenta de una forma exacta las modernas correcciones a la teoría de Hauser-Feshbach.

BIBLIOGRAFÍA

1. Andreev, E.A.; V.K. Basenko and S.P. Sit'ko
Proc. Conf. on the Interaction of Neutron with Nuclei.
Lowell, Mass, p 1334, 1976.
2. Sit'ko S.P.; E.A. Andreev and V K. Basenko
Yad. Fiz, 25 1119, 1977.
3. Sit'ko, S.P.
Izvestiya Akademii Nauk URSS T. 42 1809, 1978.
4. Coope, D.F; S.N. Tripathi; M.C. Shell; J.L. Weil and M.T. Mc Ellistrem.
Phys. Rev. C 16 2223, 1977.
5. Fernández Díaz, J.R; R. Solórzano Cabezas
Proc. Conf. on Nuclear Cross Section for Technology. Antwerp.
Belgium p 582, 1982.
6. Fernández Díaz, J.R.; R. Solórzano Cabezas
J. Phys. G. Nucl. Phys. 9 1115, 1983.
7. Gupta, K.K; V.P. Varxhney and O.K. Gupta
Phys. Rev. C 26-685, 1982 y referencias allí.
8. Drozdov, S.I.
Yad. Fiz. 2 810, 1965.
Davydov, A.S. and G.E. Filippov
Nucl. Phys. 8 1237, 1958
9. Sherif H. and J.S. Blair
Phys. Lett 268 489, 1968.
10. Bohr, A.K.
Danske Vidensk., Mat. Phys. Meddr. 26 14, 1952.
11. Raynal J.
CEN Saclay, Dph - T/71-48, 1971.
12. Tamura, T.
Nucl. Phys. 73 24, 1965.
13. Raynal, J.
NEA O850/O1, 1979.
14. Moldauer, P.A.
Phys. Rev. C. 14 764, 1976.
15. Hofmann, H.M, J. Richert, J.W. Tepel, H.A. Widenmüller
Ann. Phys. 90 403, 1975.
16. Moldauer, P.A.
Phys. Rev. C 12 724, 1975.
17. Moldauer, P.A.
Nucl. Phys. A 344 185, 1980.
18. Moldauer, P.A.
Nuclear theory for applications Trieste, IAEA-SMR-43,
p 165, 1980.
19. Satchler, G.R.
Phys. Lett. 7,5, 1963.
20. Moldauer, P.A.
Phys. Rev. C 12 744. 1975.

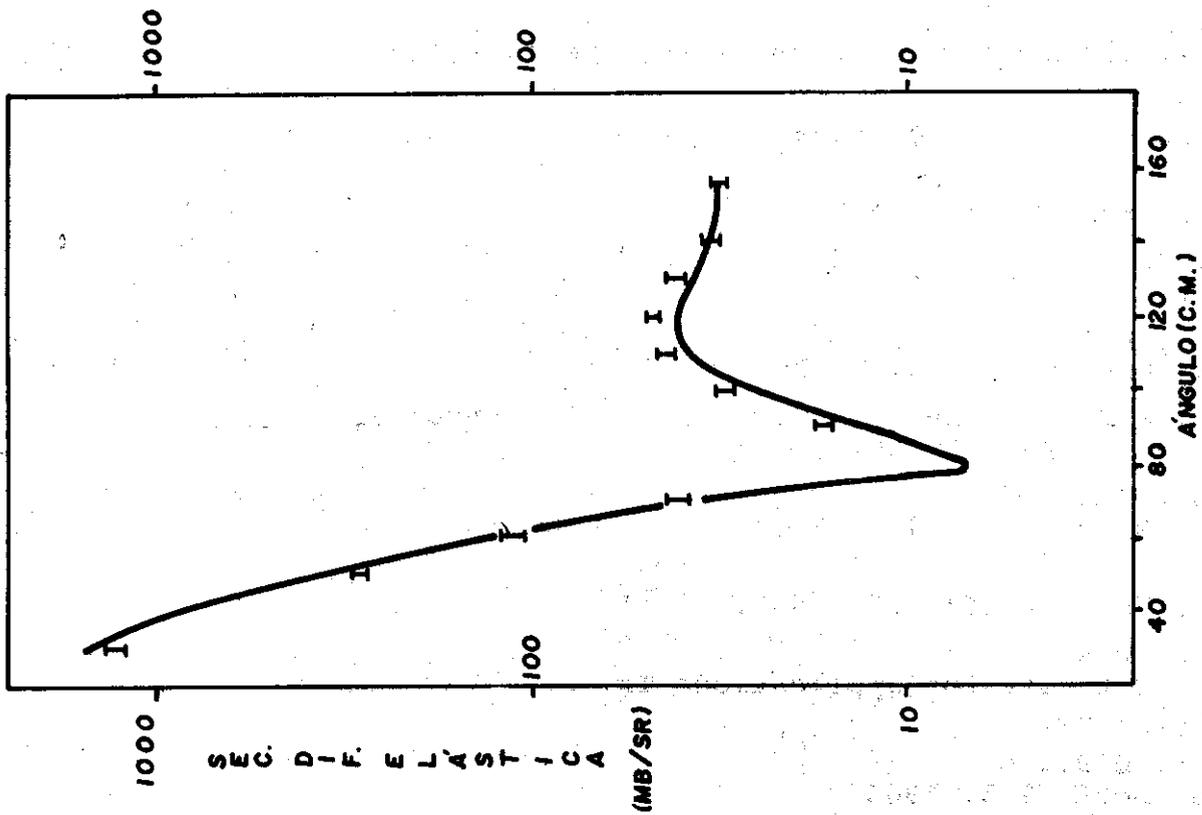


Figura 1. Sección diferencial elástica obtenida en el ajuste con los datos experimentales.

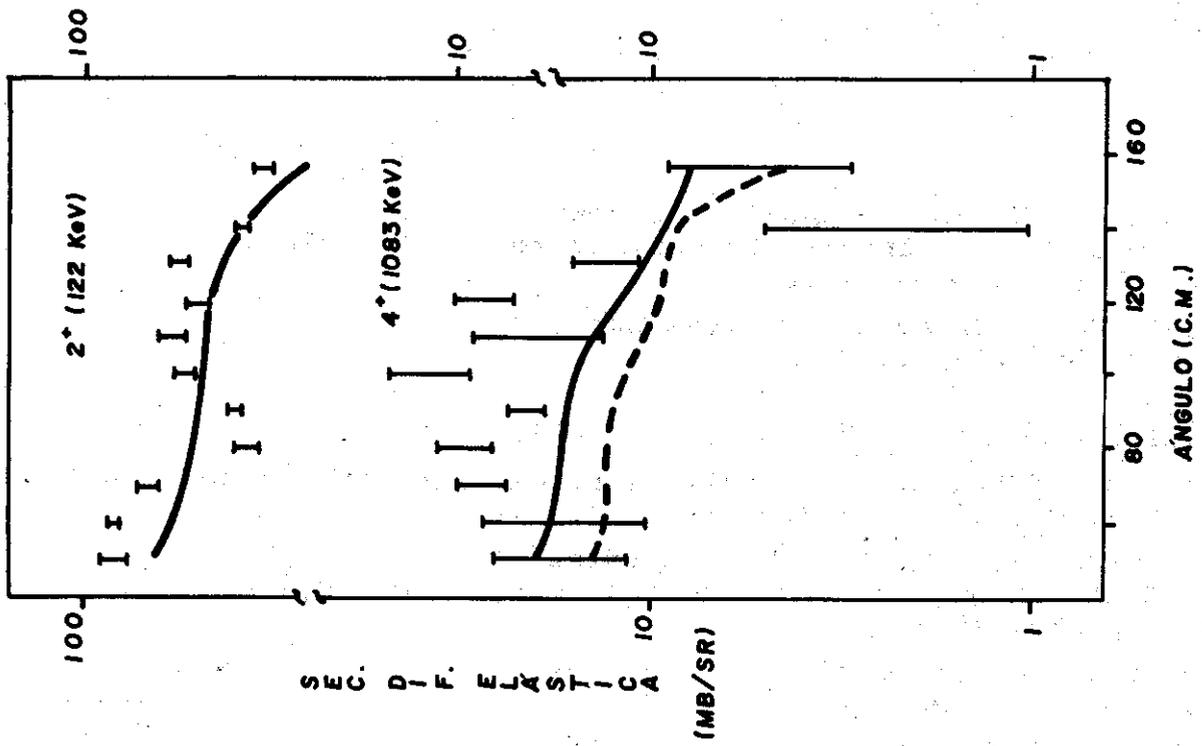


Figura 2. Secciones diferenciales inelásticas obtenidas en el ajuste con los datos experimentales

— Rotor asimétrico
 ---- Rotor simétrico