

C1-43)

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE LA REACCION $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$

T E S I S

Que para obtener el grado de

DOCTOR EN CIENCIAS (FISICA)

p r e s e n t a

JORGE GOMEZ DEL CAMPO ESTRADA

1 9 7 3



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A

L I L , L I L I T A

Y

J O R G E

I N D I C E

INTRODUCCION

CAPITULO I. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

CAPITULO II. RESULTADOS.

CAPITULO III. ANALISIS DE FLUCTUACIONES.

CAPITULO IV. CALCULOS HAUSER-FESHBACH.

CONCLUSIONES.

AGRADECIMIENTOS.

REFERENCIAS.

FIGURAS.

INTRODUCCION

Entre los aspectos interesantes de reacciones con iones pesados, se encuentra la fuerte selectividad observada en la población de estados en los núcleos residuales¹ -estados usualmente de alto espín²- la cual ha conducido a nuevas formas de espectroscopía, que son inaccesibles con reacciones con iones ligeros. Esta selectividad de estados de alto espín es una característica propia de las reacciones de iones pesados debido al alto momento angular disponible.

Como es bien conocido, se han hecho recientemente muchos esfuerzos por entender los mecanismos de reacción involucrados. Se ha presentado³ evidencia a favor de un mecanismo de reacción directa o semidirecta para la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Por otra parte, desde los primeros estudios de estas reacciones⁴⁻⁷ se ha presentado evidencia en favor de la descripción estadística de reacciones de núcleo compuesto, particularmente en la población de los estados base y de los primeros estados excitados. El trabajo reciente de Greenwood et al.⁸, acerca de la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$, presenta un buen ejemplo del decaimiento estadístico del núcleo compuesto y muestra la utilidad de los cálculos Hauser-Feshbach en la descripción de los datos. Otro ejemplo de estos cálculos se ha presentado para explicar las distribuciones angulares promediadas en energía de la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$.⁹

En esta tesis se presenta un estudio de la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$, con objeto de contribuir al entendimiento de los posibles mecanismos de reacción, así como para estudiar la espectroscopía del ^{22}Na . Los estados de baja excitación en ^{22}Na se han investigado satisfactoriamente por medio de estu-

dios de decaimiento de rayos γ ¹⁰, medidas de vida media¹¹ y reacciones de transferencia de uno^{12,13} y dos nucleones¹⁴. Algunos estudios de los estados de ²²Na se han hecho por medio de reacciones con iones pesados¹⁵⁻¹⁷, utilizando el canal de entrada $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, y se han sugerido^{15,16} algunos miembros de alto espín pertenecientes a las bandas rotacionales $K = 3^+$, $T = 0$, $K = 0^+$, $T = 0$ y $K = 1^-$, $T = 0$. En ninguno de estos experimentos se presentan espectros promediados en energía y, en consecuencia, las observaciones están sujetas a las fuertes y rápidas fluctuaciones con la energía de bombardeo, típicas de reacciones con iones pesados.

El procedimiento experimental empleado en el estudio de la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$ se discute en el capítulo I. Se midieron funciones de excitación entre energías de bombardeo de 40 a 46 MeV en pasos de 200 KeV. Así mismo, se midieron distribuciones angulares a 46 MeV de energía de bombardeo con objeto de detectar posibles asimetrías alrededor de 90° (c.m.). Estos resultados se presentan en el capítulo II. Con las funciones de excitación se pueden promediar los datos en un gran intervalo de energías de bombardeo, así como comparar los resultados con análisis de fluctuaciones y con cálculos Hauser-Feshbach. En el capítulo III se discute el análisis de fluctuaciones y en el IV los cálculos Hauser-Feshbach. Las reacciones competitivas ($^{16}\text{O}, d$) y ($^{16}\text{O}, ^6\text{Li}$) fueron también medidas para completar el análisis Hauser-Feshbach y se analizan en la ref. 18.

Comparando los datos con los cálculos Hauser-Feshbach y con las predicciones del modelo de capas¹⁹, se sugieren fuertes candidatos para los miembros de alto espín de las bandas rotacionales del estado base y de la banda $K = 0^+$, $T = 0$.

CAPITULO I. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Se bombardearon blancos autosoportados de ^{10}B , enriquecido al 95%, con espesores entre 10 y 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, con iones de ^{16}O extraídos del acelerador Tandem Van de Graff del Laboratorio Nacional de Oak Ridge. El espesor fue determinado midiendo la dispersión elástica de iones de $^{16}\text{O}^{4+}$ a una energía de bombardeo de 24 MeV y a un ángulo de 7° . Los estados de carga 4+, 5+, 6+, 7+ y 8+ de los iones de ^{16}O dispersados, fueron detectados en un espectrógrafo magnético. Para extraer el espesor se supuso una dispersión de Rutherford. Se empleó un segundo método para determinar espesores, que consistió en medir la pérdida de energía sufrida por partículas α (de una fuente calibrada de ^{241}Am) al atravesar las láminas autosoportadas de ^{10}B . Se obtuvo un acuerdo dentro del 10% entre los dos métodos utilizados.

Las partículas de reacción se detectaron en la superficie focal de un espectrógrafo magnético del tipo Enge Split Pole por medio de un detector proporcional de 60 cm. de longitud. El detector del tipo Borkowski y Kopp^{20,21} se presenta en forma esquematizada en la figura 1; consiste básicamente de un alambre altamente resistivo que actúa como ánodo y una canal de 60 cm. de longitud que actúa como cátodo. El alambre resistivo de .0076 cm. de diámetro es una fibra de cuarzo con carbón difundido con una resistividad de 1 Kohm/mm. El alambre se encuentra a un alto potencial, del orden de 800 volts, y para definir la región de campo eléctrico se coloca una rejilla de alambres de Nichrome de .012 cm. de diámetro. El gas proporcional es una mezcla de 90% argón y 10% metano que se mantiene en flujo constante a través de la canal, en-

trando y saliendo por los tubos mostrados en la parte superior de la figura 1. El flujo gaseoso se ajusta en tal forma que se mantiene una presión constante de $1/3$ atm dentro del contador. Una ventana de mylar de .0011 cm. de espesor se usa para contener la presión.

La fig. 2 muestra un esquema del detector y la electrónica asociada. Una partícula que incide sobre el detector a una distancia x de uno de sus extremos, produce dos pulsos en las salidas, cuyos tiempos de crecimiento son diferentes, debido a que la gran resistividad del alambre origina dos líneas RC distribuidas distintas para cada extremo²⁰. El análisis electrónico de los pulsos se presenta en forma de bloques en la figura 2. La etapa de preamplificación se logra con dos preamplificadores montados directamente al cuerpo del detector (lo cual reduce al mínimo la capacidad de la señal) y que pueden operar a alto vacío. El preamplificador es de alta ganancia y sensible a voltaje con entradas FET. Fue diseñado por M. K. Kopp † para ser usado en este tipo de detectores.

El paso de amplificación produce un pulso bipolar, que usa las mismas constantes de tiempo para dos diferencias y una integración. El cruce de cero de este pulso contiene la información acerca del tiempo de crecimiento del pulso inicial y, por tanto, se hace pasar por un analizador de un solo canal (detector de cruce de cero) que posteriormente lo envía a un convertidor de tiempo a amplitud (CTA). El convertidor genera un pulso cuya altura es proporcional a la diferencia de tiempos de cruce de cero entre los pulsos de los extremos, o sea a la posición de incidencia de la partícula en el detector. Este pulso se envía finalmente a un analizador multicanal en donde el número de

† División de Instrumentación ORNL.

canal N es proporcional a la posición x. La línea de retardo de la figura 2 asegura que el pulso de arranque del CTA precede siempre al de frenado. Sumando los dos pulsos de los extremos como se indica en la fig. 2, se obtiene una señal proporcional a la energía perdida por la partícula en el detector y que es esencialmente independiente a la posición de incidencia²⁰. Esto permite poner una ventana al CTA y seleccionar así el tipo de partícula y reducir el conteo de fondo.

La resolución espacial típica de estos detectores, para partículas α incidentes normalmente a la superficie, es de .33 a .5 mm.^{20,21}. Para el detector de 60 cm. de longitud usado en el presente experimento y en la superficie focal del imán Enge, se obtuvo una resolución del orden de 10 KeV (.7 mm), para partículas α provenientes de una fuente calibrada de 241 Am. La pérdida de resolución se debe a que la incidencia de las partículas en la superficie focal es del orden de 45°. Sin embargo para reacciones con iones pesados esta resolución no es una limitación importante dado que la principal pérdida en resolución proviene del espesor del blanco.

Para evitar la contaminación del elástico ^{16}O durante las medidas de ($^{16}\text{O}, \alpha$) se colocó enfrente del detector una lámina de aluminio de 7 mg/cm². Los datos fueron registrados en un analizador multicanal de 1024 canales, almacenándolos en cintas magnéticas para análisis posteriores. Los diferentes grupos de partículas α fueron analizados del espectro con la ayuda del lápiz luminoso de una computadora PDP-11.

Puesto que la contaminación de carbono es un serio problema debido a la alta sección de la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$, se trató de reducir el depósito de carbono en el blanco por medio de dedos fríos, tanto en la línea del haz como entre la cámara de dispersión y la bomba de difusión. En algunos casos fue necesario corregir los espectros por partículas α provenientes de la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$, lo cual se hizo tomando, después de la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)$, un espectro de la reacción sobre ^{12}C en las mismas condiciones.

CAPITULO II. RESULTADOS

Se midieron funciones de excitación para varios de los estados poblados por la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$. Se cubrió un intervalo de energía de bombardeo entre 40 y 46 MeV en pasos de 200 KeV y a un ángulo en laboratorio de 7° . La figura 3 presenta un espectro típico obtenido a 46 MeV de energía de bombardeo y a un ángulo de 7° . La resolución experimental (FWHM) es del orden de 100 KeV debido fundamentalmente al espesor del blanco. El amplio intervalo de energías de excitación ($E_x = 0$ a 14 MeV en ^{22}Na), que puede observarse simultáneamente con el detector, es evidente. La fuerte estructura observada, así como la selectividad de la reacción - manifestada por los pocos estados excitados en este intervalo de energía -, sugieren la probable población de estados de alto spin. En este intervalo de 14 MeV de energía de excitación se analizaron 47 estados. También se muestran en la figura 3 los miembros de la banda rotacional del estado base, cuyos respectivos espines y energías en MeV son: $3^+(0,0)$, $4^+(0.89)$, $5^+(1.53)$, y los sugeridos $6^+(3.73)$, $^{16,17} 7^+(4.52)$, 15,16 y $8^+(8.62)$ ¹⁵. En este estudio se presenta evidencia de que los estados de energías 8.6, 9.8 y 13.6 MeV son los miembros 8^+ , 9^+ y 10^+ de la banda rotacional del estado base.

Para poder seguir el corrimiento, con la energía de bombardeo y ángulo, de los diferentes grupos de partículas α , se usó un programa de computación para calcular las posiciones del máximo de cada pico como función de la energía de excitación del núcleo residual, dada una parti

cular reacción, energía de bombardeo, ángulo, campo magnético del imán, y localización de la superficie focal, necesiándose para ésto una cuidadosa calibración del detector y la electrónica asociada, lo cual se logra recorriendo a través de la superficie focal grupos de partículas α provenientes de una fuente de ^{244}Cm . Los valores para la energía de excitación de cada nivel determinados en la forma descrita anteriormente, coincidieron dentro de un rango de 25 KeV, con los valores reportados en las ref. 12-14, lo cual se considera un buen acuerdo, dado que la resolución experimental es del orden de 100 KeV.

En la tabla I se presenta un resumen de los resultados obtenidos para cada grupo de partículas α . Las energías de excitación de la columna 1 fueron tomadas de Garrett et. al.¹²⁻¹⁴, hasta 9.908 MeV. Para los estados cuyas energías de excitación son mayores de 10 MeV, se presentan en la tabla I los valores obtenidos a través del presente experimento. La sección diferencial promediada en el intervalo de energías 40-46 MeV y a 7° (lab) se presenta en la columna 4. La incertidumbre en la medida absoluta de la sección diferencial varía de $\pm 15\%$ a $\pm 25\%$. En la columna 5 de la tabla I se presentan los resultados de los cálculos Hauser-Feshbach para la sección diferencial de algunos de los niveles estudiados, que se describen en detalle en el capítulo IV. Las anchuras coherentes obtenidas por los métodos de conteo de máximos, y medición de coeficientes de autocorrelación, están en las columnas 6 y 7. Una discusión de estas anchuras se presenta en el capítulo III. Los espines y paridades de los diversos estados en ^{22}Na , así como los números cuánticos de las varias bandas rotacionales, fueron tomados de las referencias 12-15 y están en las columnas 2 y 3 respectivamente, con excepción de los estados cuyos valores son sugeridos por el presente experimento y que se distinguen por un asterisco.

En la fig. 4 se presentan algunas de las funciones de excitación obtenidas para los estados más interesantes en ^{22}Na , graficadas en función de la energía incidente en el sistema centro de masa. En la parte izquierda de la figura 4 se presentan las funciones de excitación de los estados de espín y paridad previamente establecidos (3^+ , 4^+ y 5^+), miembros de la banda rotacional del estado base ($K^\pi = 3^+$, $T=0$), así como posibles candidatos para los miembros 6^+ a 10^+ , que se discuten en el capítulo IV. En la parte derecha de la figura se presentan aquellos miembros establecidos (o sugeridos) de la banda rotacional $K^\pi = 0^+$, $T=0$ hasta el estado 9^+ . El resto de las funciones de excitación corresponden a estados selectivamente excitados de energías 7.41, 10.61 y 11.82 MeV, respectivamente.

Como puede observarse de la figura 4, las fuertes y rápidas fluctuaciones características de la sección transversal con la energía, pueden ser analizadas estudiando su distribución alrededor del promedio, usando para ello teorías estadísticas simples ^{4,6-8}. En algunas de las funciones de excitación se observa una fuerte estructura entre las energías de 16 y 17 MeV (c.m.). El análisis de fluctuaciones, que se discutirá en el capítulo III, indica la presencia de correlaciones cruzadas entre algunas de las funciones de excitación.

Se midieron también las distribuciones angulares para muchos de los niveles para una energía de laboratorio de 46 MeV. La fig. 5 presenta un espectro típico de la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)$ para una energía de 46 MeV y un ángulo en laboratorio de 120° ($\sim 140^\circ$ c.m.). La resolución experimental es del orden de 80 KeV y está presente mucha de la estructura observada a ángulos hacia adelante. Los diferentes estados excitados se identifican por sus energías de excitación tomadas de la tabla I. La re-

gión de energía de excitación cubierta es menor que la de espectros obtenidos para ángulos hacia adelante, debido al fuerte corrimiento en energía de los diversos grupos de partículas α con el ángulo.

La figura 6 muestra varias de las distribuciones angulares obtenidas. La parte izquierda de la figura 6 presenta los miembros establecidos o sugeridos para la banda rotacional del estado base hasta el estado 10^+ , en tanto que la parte derecha presenta los observados para la banda $K = 0^+, T=0$ hasta el estado 9^+ . El resto de los estados presentados, con energías de 9.31, 7.41 y 5.11 MeV, son algunos de los estados prominentemente excitados.

El error estimado en la medida absoluta de la sección diferencial de los puntos experimentales mostrados en la figura 6, varía de 20% a 35%, dependiendo del conteo estadístico, resta de fondo e incertidumbre en la medida del espesor del blanco. Una incertidumbre mayor se supone para los puntos obtenidos para un ángulo de 90° lab ($\sim 110^\circ$ c.m.), debido a que para este ángulo fue imposible corregir, moviendo la posición del plano focal, en forma completa el gran corrimiento cinemático. Los datos son claramente simétricos alrededor del ángulo de 90° (c.m.), consistente esto con un proceso de núcleo compuesto. Las curvas continuas presentadas en la figura 6 son resultado de los cálculos Hauser-Feshbach.

Aún cuando las distribuciones angulares observadas ofrecen evidencia a favor de un mecanismo de reacción de núcleo compuesto, se hace notar que fueron obtenidas para una sola energía y es posible que hayan sido afectadas por fenómenos de fluctuaciones. Sin embargo, la figura 7 muestra la distribución angular para la suma de niveles obser-

vados de 0.0 a 6.6 MeV, así como la suma de 0.0 a 10 MeV, aunque en éste caso sólo se obtuvieron datos para ángulos hacia adelante y para estados arriba de 6.6 MeV. En la misma figura se grafica la función $1/\text{sen}\theta$, normalizándola a los datos; ésta es la distribución angular predicha por el modelo estadístico del núcleo compuesto cuando intervienen muchos momentos angulares altos²². Es interesante notar que los puntos para la suma sobre la región de excitación más grande, y que incluye más altos espines, muestra menores fluctuaciones que aquella presentada en la parte baja de la figura.

CAPITULO III. ANALISIS DE FLUCTUACIONES

Comparando las funciones de excitación con el análisis de fluctuaciones, es posible determinar si las fluctuaciones observadas son compatibles con la descripción estadística y, en caso afirmativo, es posible extraer propiedades promedio de los estados formados en el núcleo compuesto. De especial importancia es la medida de la anchura coherente de las fluctuaciones, que es igual a la anchura media Γ de los estados del núcleo compuesto.

La formulación teórica de Ericson²³ y de Brink y Stephen²⁴ se usó para analizar los datos, debido principalmente a la simplicidad con que pueden ser extraídos los diversos resultados cuantitativos. Esta formulación contiene predicciones acerca de las funciones de distribución de probabilidad, de autocorrelación y de correlación cruzada, que pueden compararse directamente con las obtenidas del experimento. Siguiendo el análisis presentado en las referencias 23-25, es posible obtener formas analíticas para estas funciones. Los puntos importantes a considerar son:

- 1) La sección transversal σ se expresa en términos de la amplitud de dispersión S , o sea $\sigma \propto |S|^2$.
- 2) La amplitud de dispersión contiene dos contribuciones: una que varía lentamente con la energía, S_a , asociada a la sección transversal directa σ_D ; y otra de variación rápida S_o , asociada a la sección transversal de núcleo compuesto.
- 3) Dado que el núcleo compuesto se forma a alta excitación, no puede describirse en términos de resonancias aisladas, ya que se supone que la anchura total de las mismas, Γ , es bastante mayor al espaciamiento promedio D entre ellas. Es decir, la condición $\Gamma \gg D$ se satisface.

4) En virtud de que las resonancias individuales se traslapan fuertemente, la amplitud S_0 a la energía de bombardeo E puede expresarse como:

$$S_0 = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^i \gamma_{\lambda}^f}{E - E_{\lambda} + i \frac{\Gamma}{2}}$$

en donde las dos amplitudes $\gamma_{\lambda}^i, \gamma_{\lambda}^f$ son las de formación y decaimiento del estado λ respectivamente. Adicionalmente se supone que las fases de las amplitudes $\gamma_{\lambda}^i, \gamma_{\lambda}^f$ están distribuidas aleatoriamente, lo cual constituye el llamado postulado estadístico.

Comparando las funciones de probabilidad teóricas y experimentales, es posible determinar las contribuciones directas a la reacción, según se ha señalado en el trabajo de Halbert et. al.⁴

La función de distribución de probabilidad para la razón $x = \sigma / \langle \sigma \rangle$ es de la forma

$$P_N(x) = \left(\frac{N}{1-y_D} \right) x^{N-1} \exp \left\{ \frac{-N(x + y_D)}{1 - y_D} \right\} \frac{J_{N-1} \left(\frac{2iN \sqrt{xy_D}}{1-y_D} \right)}{\left(\frac{iN \sqrt{xy_D}}{1-y_D} \right)}, \quad (1)$$

donde J_{N-1} es la función cilíndrica de Bessel de argumento imaginario; σ se refiere en este caso a la sección diferencial, a la energía E y $\langle \sigma \rangle$ es la sección diferencial promediada en el intervalo de energía considerado. La cantidad $Y_D = \sigma_D / \sigma$ es la razón de σ_D , la componente directa de la sección diferencial de la reacción, a la sección diferencial total σ . El número N de canales efectivos que contribuye a la reacción se conoce como el coeficiente de a-

mortiguamiento de las fluctuaciones²⁵.

Los resultados para las distribuciones de probabilidad se presentan en la figura 8. Los histogramas normalizados a un área unidad y determinados de los puntos experimentales, se comparan con las distribuciones teóricas $P_N(x)$ calculadas suponiendo una componente directa 0, esto es, $Y_D = 0$. Se obtuvieron ajustes adecuados para la mayoría de los histogramas experimentales que se muestran en la figura 8. Se tienen excepciones; ejemplos son el estado 3^+ , estado base, para el cual no se logra un buen ajuste en P_{10} o P_{20} , y que de hecho no pudo ajustarse por ninguna combinación de Y_D y N , y el estado $3.718 (6^+)$ MeV. La función de excitación para este estado muestra un pico ancho aproximadamente a 16.7 MeV, así como un fuerte amortiguamiento de las fluctuaciones, lo cual ocasiona una muy peculiar distribución de probabilidad. Se han observado anomalías similares en análisis previos de otras reacciones (véase, por ejemplo, la referencia 4).

Los valores obtenidos de los datos para N , que representan límites superiores para el número real de canales efectivos, variaron entre 6 y 25 para los niveles estudiados. Con algunas excepciones, en general se observa que N crece con el espín del núcleo final. El valor máximo para N ocurre para el ángulo de 90° en el sistema centro de masa. Suponiendo que todas las componentes magnéticas contribuyen igualmente a la sección diferencial, una aproximación para el valor máximo²⁵ de N es: $1/2 \{ (2I + 1)(2i + 1)(2I' + 1)(2i' + 1) \}$, donde I e i son los espines del blanco y proyectil, e I' e i' son los del núcleo residual y partícula saliente, respectivamente. En el caso de la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ el valor de N cerca de $\Theta_{c.m.} = 10^\circ$ ha sido estimado por Gibbs y Richter como la mitad del valor máximo (véase la ref. 8). Dado que las cantidades de mo-

mento angular involucradas en la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)$ y en la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ de Greenwood et. al. ⁸ son muy similares, se usó la misma estimación para obtener los valores esperados de N, que resultaron entre 5 y 36 (para espines de 1 a 10) en acuerdo razonable con los obtenidos a través de las distribuciones de probabilidad, que corresponden a datos medidos a 10° (c.m.). Es posible encontrar ajustes esencialmente iguales a los aquí presentados, para las distribuciones de probabilidad, tomando diferentes valores de N y valores de Y_D mayores que cero. Sin embargo, valores grandes de Y_D originan valores muy pequeños N y, por tanto, las distribuciones mostradas en la fig. 8 no contienen una evidencia importante a favor de una contribución directa para el mecanismo de la reacción.

Otra información que se puede obtener de las funciones de excitación y que permite determinar la presencia de posibles componentes no estadísticas, es la referente a los coeficientes de autocorrelación y de correlación cruzada. Adicionalmente, los coeficientes de autocorrelación determinan las anchuras coherentes, Γ , de los estados del núcleo compuesto.

Las autocorrelaciones son determinadas por la relación

$$R(\epsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E+\epsilon) \rangle} - 1 \quad (2)$$

donde $\sigma(E)$ es la sección diferencial medida a la energía E y ϵ es el intervalo de energía entre puntos experimentales; de esto es posible determinar la anchura coherente promedio Γ . Los valores de Γ para los 47 niveles estudiados se obtuvieron por el procedimiento usual de ajustar la función teórica de auto correlación a la función determinada experimentalmente. La función teórica es de la forma

$$R(\Gamma, \epsilon) = \frac{1}{N} (1 - \gamma_0^2) \Gamma^2 / (\Gamma^2 + \epsilon^2)$$

Para obtener el valor de Γ el término $\frac{1}{N}(1-4\alpha^2)$ se iguala al valor experimental de $R(\epsilon=0)$. Los valores Γ_A así obtenidos se muestran en la columna 7 de la tabla I. Estos valores se han corregido por efectos de resolución en energía y muestreo finito de datos en la manera descrita por Halbert et. al.⁴. Los valores fluctúan, como era de esperarse, debido tanto a los errores experimentales como a la posible dependencia de Γ con el espín y energía de excitación del estado de que se trate^{8 y 26}, pero son razonables comparándolos con análisis similares en esta región de masa^{4,7,27}. Si se promedian todos los valores de Γ_A , se obtiene una anchura promedio asociada con los estados participantes del núcleo compuesto; el valor de 140 KeV fue obtenido para este promedio. Sin embargo, valores individuales de la tabla I fluctúan grandemente al rededor de este promedio.

Otro método para determinar Γ es el del conteo del número M de máximos en el intervalo I de la función de excitación. La anchura coherente es entonces $\Gamma = I b_N / 2M$, fórmula que ha sido usada en varios análisis de fluctuaciones (ref. 4). La constante b_N depende ligeramente del número N y su principal dependencia está con el intervalo entre puntos ϵ .²⁸ Las principales incertidumbres de este método provienen de la incertidumbre en el conteo del número de máximos M y en la determinación de la constante b_N . En este caso, en que ϵ , el intervalo entre puntos experimentales en sistemas centro de masa vale 76.9 KeV, y N alrededor de 10, se usó un valor de 0.77 para b_N , obtenido de la referencia 28, determinando así los valores de Γ_M que se presentan en la columna 6 de la tabla I. La anchura promedio resulta ser de 107 KeV en acuerdo razonable con la sistematía de esta región en cuanto a energía de excitación y masa²⁷. la diferencia entre los valores determinados por estas dos técnicas, es

semejante a la encontrada en estudios similares (véase referencia 4). Sin embargo, la desviación de valores Γ_n alrededor del promedio, es bastante menor usando el método de conteo de máximos.

Se investigaron correlaciones cruzadas entre las funciones de excitación para diferentes estados excitados, usando la relación ^{6,25}

$$R_{\epsilon}(\alpha, \alpha') = \frac{\langle G_{\alpha}(E) G_{\alpha'}(E+\epsilon) \rangle}{\langle G_{\alpha}(E) \rangle \langle G_{\alpha'}(E+\epsilon) \rangle} - 1 \quad (3)$$

donde ϵ es el intervalo de energía y α y α' representan cualesquiera dos diferentes niveles poblados. La fig. 9 presenta los coeficientes de correlación cruzada medidos para $\epsilon = 0$ y para los 47 niveles estudiados, así como para 18 niveles que muestran una estructura gruesa entre 16 y 17 MeV (c.m.) en las funciones de excitación (véase fig. 4). De acuerdo con el modelo estadístico diferentes canales α, α' no deben estar correlacionados, lo cual indica que las distribuciones de probabilidad deben ser gaussianas alrededor del valor $R_{\epsilon}(\alpha, \alpha') = 0$. El histograma de la parte superior de la figura 9 indica esencialmente que no existen correlaciones entre las funciones de excitación. Sin embargo, el histograma de la parte inferior indica la presencia de algunas correlaciones entre las funciones de excitación, que muestran la estructura gruesa a la cual nos hemos referido.

Comparando los datos con el análisis de fluctuaciones, en general se observa un acuerdo satisfactorio, lo cual favorece un mecanismo de reacción de núcleo compuesto. Sin embargo, no es posible eliminar la posibilidad de una componente directa pequeña. El hecho de que exista alguna estructura correlacionada entre las energías de 16 y 17 MeV (especialmente para los niveles a 0.58, 1.53, 1.98 y 3.71 MeV en la

figura 4) puede ser una indicación de un efecto de canal de entrada. Tal efecto podría ser visto en el canal elástico a las mismas energías. Sin embargo, también podría ser descrito por teorías estadísticas, como la de resonancias intermedias del tipo discutido por Moldauer (referencia 29).

CAPITULO IV. CALCULOS HAUSER-FESHBACH

Dado que la simetría observada en las distribuciones angulares, así como los resultados del análisis de fluctuaciones, sugieren un proceso de reacción predominantemente de núcleo compuesto, se justifica realizar un análisis Hauser-Feshbach de los datos. Los cálculos Hauser-Feshbach son complicados debido a que un núcleo altamente excitado puede decaer a través de muchos canales energéticamente abiertos, y el flujo emitido en cada canal de salida depende tanto del momento angular disponible, como de la cantidad de energía de excitación del núcleo final.

Para el sistema $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O} \longrightarrow ^{26}\text{Al}$ los más importantes canales abiertos se indican en la figura 10. Para una energía de incidencia de 17.7 MeV (c.m.), el núcleo compuesto ^{26}Al se forma con una energía de excitación de 37.2 MeV y, principalmente, en estados de espín muy alto, esto último en buena parte debido al espín 3^+ del canal de entrada. Para esta energía de excitación hay muchos canales abiertos para el decaimiento y, solamente por consideraciones energéticas, los más favorecidos serían p, n, d, y α . Sin embargo, no se puede excluir la contribución de los otros canales, particularmente a bajas energías de excitación de los núcleos finales, en donde los efectos de momento angular juegan el papel más importante.

La fig. 11 muestra una gráfica para el momento angular de colisión superficial en función de diferentes canales α y de la energía de excitación. La gráfica fue obtenida usando la relación semi clásica ³⁰

$$l_{\alpha}(l_{\alpha}+1) = 2 M_{\alpha} R_{\alpha}^2 (\epsilon_{\alpha} - C_{\alpha}) / \hbar^2 \quad (4)$$

donde M_{α} es la masa reducida, R_{α} es el radio del canal y C_{α} y ϵ_{α} son la barrera coulombiana y la energía disponible en el sistema centro de masa en el canal α , respectivamente. Para bajas energías de excitación (de 0 a 10 MeV) los canales de iones pesados ($\alpha + {}^{22}\text{Na}$, ${}^6\text{Li} + {}^{20}\text{Ne}$, ${}^{16}\text{O} + {}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{N}$) se llevan una cantidad de momento angular substancialmente mayor que los canales p y d, significando esto que para estas energías de excitación la contribución de los canales de iones pesados es la más importante. Sin embargo, a energías de excitación más altas en los núcleos residuales, muchos de estos canales empiezan a cerrarse y la competencia será solo entre los canales α , d, p, y n. Con este criterio en mente, se incluyeron en los cálculos Hauser-Feshbach 10 canales de salida, que están representados por las flechas que salen del núcleo compuesto en la figura 11. Los cálculos Hauser-Feshbach se hicieron con la ayuda del programa HELGA³¹ modificado para permitir cálculos con muchas ondas parciales, radios grandes, y hasta 10 canales de reacción.

Siguiendo la hipótesis usual de que los procesos de formación y decaimiento de núcleo compuesto son independientes y expresando la sección transversal $\sigma_{\alpha,\alpha'}$ en términos de la matriz S, ésta puede factorizarse como un producto de la sección de formación de núcleo compuesto en el canal α (σ_{α}) por la probabilidad de decaimiento $\sigma_{\alpha'}$ del canal α' , o sea $\sigma_{\alpha,\alpha'} = \sigma_{\alpha} \sigma_{\alpha'}$. Haciendo uso de las propiedades de unitariedad de la matriz S, se obtiene el resultado de que σ_{α} depende de los coeficientes de transmisión en el canal α y $\sigma_{\alpha'}$ es la razón entre los coeficientes de transmisión para α' y la suma de los coeficien-

tes de transmisión para todos los canales abiertos energéticamente para el decaimiento.

De esta forma, las secciones diferencial e integrada Hauser-Feshbach se expresan como

$$\sigma_{\alpha, \alpha'} = \pi \lambda^2 \sum_J \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sum_{s'l} T_{\alpha s l}^J \sum_{s'l'} T_{\alpha' s' l'}^J}{G(J)}, \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma_{\alpha, \alpha'}}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \sum_J \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sum_{s'l} T_{\alpha s l}^J \sum_{s'l'} T_{\alpha' s' l'}^J A_J(\theta) (l s l' s' | J)}{G(J)}, \quad (6)$$

donde las cantidades acentuadas y no acentuadas se refieren a los canales de entrada y salida respectivamente. Cada canal α' tiene momento angular orbital l' y espín de canal $s' = I' + i'$, con momento angular total J . Los espines I' e i' de los dos productos de reacción son I e i en el canal de entrada. Los coeficientes de transmisión del modelo óptico $T_{\alpha s l}^J$ se calcularon sin ninguna dependencia de espín.

Los coeficientes angulares $A_J(\theta)$ tienen la forma $A_J(\theta) \neq (l s l' s' | J) = \sum_L P_L(\cos \theta) (2J+1)^2 (2l+1) (2l'+1) (-)^{s'-s} (l_0 l_0 | L_0) (l' l' l' | L_0) W(l l J; L S) W(l' l' J; L S')$, (7) en términos de coeficientes de Clebsch-Gordan y Racah, $P_L(\cos \theta)$ siendo el polinomio de Legendre.

El denominador $G(J)$ de las ecuaciones (4) y (5) incluye todos los modos de decaimiento energéticamente abiertos en el núcleo compuesto; es de la forma

$$G(J) = \sum_{\alpha'' l'' s''} \left\{ \sum_{E_x=0}^{E_c} T_{\alpha'' l'' s''} + \int_{E_c}^{E_{max}} P(E, I) T_{\alpha'' l'' s''} dE \right\}, \quad (8)$$

donde los subíndices con doble acento se refieren a todos los posibles canales de salida. La suma de $E_x = 0$ a E_c es sobre estados discretos, usando para esto los estados experimentalmente determinados para los núcleos residuales que

se toman en cuenta para el cálculo. La integral se calcula para estados continuos obtenidos a través de la densidad de niveles $\rho(\epsilon, I)$ en la energía ϵ . La energía E_c debe ser lo suficientemente grande para garantizar el que la densidad de niveles $\rho(\epsilon, I)$ sea aplicable, aunque en la práctica está limitada por el conocimiento experimental de los niveles de energía de los núcleos en consideración. La cantidad E_{\max} representa la energía máxima permitida por las condiciones cinemáticas. La fórmula para densidad de niveles, basada en el modelo de gas de Fermi, para estados de una paridad dada, es de la forma ^{31,32}

$$\rho(\epsilon, I, \pi) = \frac{1}{2} \rho(\epsilon, I) \omega(\epsilon)$$

donde

$$\rho(\epsilon, I) = e^{-I^2/2ct} - e^{-(I+1)^2/2ct} \quad (9)$$

y

$$\omega(\epsilon) = \frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{a}\epsilon}}{12\sqrt{2ac} \ a t^3}$$

La energía U se puede escribir como $U = \epsilon - \Delta$ y $U = at^2$ donde Δ y t son la corrección de energía de apareamiento y temperatura nuclear, respectivamente. La fórmula de densidad de niveles usada se reduce a la expresión más familiar (para la distribución de espines) que depende de una sola exponencial cuando $2ct \gg 1$. ³² El parámetro c está relacionado con el parámetro de corte de espín por medio de la expresión $\sigma^2 = ct$ y con el parámetro de densidad de niveles a por medio de $c = (1.44/\pi^2)A^{2/3}a$.

Para poder comparar los datos con cálculos de Hauser-Feshbach, es necesario encontrar valores apropiados para los parámetros de densidad de niveles a y para la corrección por energía de apareamiento Δ , así como para los parámetros del modelo óptico. Los parámetros usa-

dos en el cálculo de las reacciones $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ se presentan en la tabla II. La corrección por energía de apareamiento se tomó del trabajo de Gilbert y Cameron³² y los valores de a para ^{24}Mg y ^{23}Na son los obtenidos a través de resonancias (p, γ), discutidos en la referencia 33. No se encontraron en la literatura determinaciones experimentales de a para los núcleos ^{22}Na , ^{25}Al , ^{25}Mg ; los valores que se encuentran en la tabla II corresponden a valores de a aproximadamente igual a $A/7.8$, consistente con los valores extrapolados de $A/7.5$ (ref. 38) o $A/8$ (ref. 34).

Puesto que es necesario calcular la sección diferencial Hauser-Feshbach para estados altamente excitados en ^{22}Na y, ya que los valores para los espines y las paridades están bien determinados solamente para estados abajo de 6 MeV de excitación en ^{22}Na 10-16, se usaron en la región de 6 a 10 MeV las energías de excitación y valores J^π (siempre que fue posible) de las referencias 12-14, y de 10 a 13.8 MeV las energías observadas en el presente experimento. Para poder incluir en los cálculos Hauser-Feshbach estados con espín indeterminado, las energías de excitación para los estados de paridad positiva y $T = 0$ predichos por cálculos del modelo de capas¹⁹ fueron usadas, comparándolas con las energías de excitación experimentales. Los cálculos del modelo de capas, aplicables a núcleos en la región de la capa s-d, tienen la característica especial de usar una base que toma como nucleones activos a todos los localizados en la capa s-d, o sea que la configuración adoptada es:

$$[(0s_{1/2})^2 (0p_{3/2})^8 (0p_{1/2})^9] (0d_{5/2})^{n_1} (1s_{1/2})^{n_2} (0d_{3/2})^{n_3}$$

con $n_1 + n_2 + n_3 = A - 16$. En los cálculos publicados por E.C. Halbert et. al.¹⁹ para $A = 18-22$, se investigaron las predicciones del modelo de capas para energías de excitación, factores espectroscópicos, transiciones E2 y momentos cuadrupolares eléctricos, usando siete Hamiltonianos diferentes y uno de ellos derivado por Kuo usando el

potencial de Hamada-Johnston fué el empleado para calcular las energías de excitación usadas en el presente trabajo para ^{22}Na . Estos últimos cálculos son una extensión de los publicados por E. C. Halbert et. al., e incluyen las predicciones del modelo de capas para altos espines. Fueron realizados por J. B. McGrory¹⁹. Un hecho interesante que conviene señalar es que para $A = 22$ las dimensiones de la matriz del Hamiltoniano son de 537×537 , usando toda la capa $s - d$, lo cual hace necesaria la utilización de computadoras muy rápidas y de alta capacidad de memoria. Para incluir en el análisis de Hauser-Feshbach estados de paridad negativa, las bandas rotacionales, previamente establecidas para estos estados¹³, fueron extrapoladas hasta altos espines, suponiendo una dependencia $J(J+1)$ en la energía de excitación.

Con los parámetros de la tabla II las distribuciones angulares calculadas para los estados observados en ^{22}Na , usando la teoría de Hauser-Feshbach, se presentan en la fig. 6 (líneas sólidas) comparándose con los datos experimentales medidos para una energía incidente de 17.2 MeV (c.m.). El lado izquierdo de la figura presenta los miembros determinados previamente y los sugeridos en este trabajo para la banda rotacional del estado base, mientras que la parte derecha presenta los miembros de la banda $K = 0^+$, $T = 0$ junto con estados prominentemente excitados. Las distribuciones angulares mostradas en la fig. 6 para los estados previamente establecidos (3^+ , 1^+ , 4^+ y 3^+) a energías de excitación 0.0, 0.58, 0.89 y 1.98 MeV, respectivamente, fueron las usadas para determinar valores apropiados para los parámetros del modelo óptico y de la densidad de niveles. Estos valores, que están en buen acuerdo con los obtenidos de la sistemática alrededor de esta región de masa, al mismo tiempo produjeron buenos ajustes al resto de las distribuciones angulares presentadas en la figu-

ra 6, con la excepción de aquellas para los estados 5^+ y 6^+ de la banda rotacional del estado base. Ajustando las distribuciones angulares de estos dos niveles se requerirían valores poco razonables para los parámetros de la densidad de niveles, destruyéndose así mismo el acuerdo con el resto de las distribuciones angulares. Sin embargo, considerando que las distribuciones angulares experimentales no están promediadas sobre energía de bombardeo, los cálculos de Hauser-Feshbach concuerdan excelentemente con los datos. Las discrepancias más grandes son para los miembros 1.53 (5^+) y 3.71 (6^+) MeV de la banda rotacional del estado base, que se encuentran un factor de 2 por debajo de la predicción teórica. Aunque estas discrepancias podrían explicarse por efecto de las fluctuaciones, permanecen aún cuando se comparan con secciones diferenciales promedio, como se verá más adelante.

El hecho de que las distribuciones angulares, sin ser promediadas en energía de bombardeo, concuerden con los cálculos Hauser-Feshbach puede ser consecuencia de las fuertes amortiguaciones de las fluctuaciones debido al espín del canal de entrada, $s = 3$. Las funciones de excitación de la fig. 4 fluctúan alrededor del promedio de $\pm 40\%$ a 80% , en fuerte contraste con lo observado para la reacción $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$, en donde las fluctuaciones son un orden de magnitud mayores.^{8,13} Dado que el número de canales efectivos es máximo a 90° (c.m.), un mejor acuerdo entre los datos y los cálculos de Hauser-Feshbach es de esperarse para este ángulo debido al amortiguamiento de las fluctuaciones. La fig. 12 muestra dicha comparación a 90° para algunos de los miembros de las bandas $K = 3^+$ y $K = 0^+$. Las líneas sólidas unen las predicciones Hauser Feshbach para cada nivel; se observa un acuerdo generalmente bueno con los valores medidos.

Otro punto interesante que se desprende de la figura 6 es que los estados a 8.6 (8^+), 9.86 (9^+), 9.03 (7^+), 9.31 (7^+), 12.62 (9^+) y 13.58 (10^+) MeV son de espín alto, y que los valores de espín aquí sugeridos resultan en secciones diferenciales calculadas que producen un acuerdo razonable con los valores medidos. Para poder proponer candidatos a espines altos en ^{22}Na , se compararon las secciones diferenciales promedio (obtenidas a 7° lab y de 40 a 46 MeV de energía de bombardeo) con las predicciones Hauser Feshbach al ángulo en centro de masa de 10° y a la energía (c.m.) de 17.7 MeV. Los resultados de tal comparación se presentan en la fig. 13. Las barras verticales representan los valores medidos de la sección diferencial, y los puntos son las predicciones Hauser-Feshbach. Las líneas en la figura muestran el cambio en la intensidad predicha por la teoría para un valor de espín dado, en función de la energía de excitación. Como se observa, se espera que los estados con espines menores de 5^+ tengan una sección diferencial despreciable arriba de 10 MeV. Para poder localizar candidatos para los diversos estados de alto espín, se usó esta dependencia de intensidad con espín, junto con los cálculos de modelo de capas de McGroory¹⁹. Las predicciones del modelo de capas están en muy buen acuerdo con las energías de los miembros establecidos 3^+ a 5^+ de la banda rotacional del estado base. Mediciones con la reacción $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, \alpha)$ han sugerido energías de excitación de 3.708 y 4.522 MeV^{15,16} para los miembros 6^+ y 7^+ de la banda rotacional del estado base, respectivamente; y 8.60 MeV¹⁵ para el estado 8^+ de la misma banda y 4.708 MeV^{15,16} para el miembro 5^+ de la banda $K = 0^+$. Comparando los valores experimentales para la energía de excitación con las predicciones del modelo de capas¹⁹, se encontró generalmente sólo un estado cercano a la energía esperada para cada miembro de las diversas bandas rotacionales, con la intensidad consistente

con la predicha por la teoría Hauser-Feshbach. Sin embargo, los cálculos Hauser-Feshbach predicen la sección diferencial en exceso cerca de 7° , en casi un factor de 3 para los estados 5^+ y 6^+ , miembros de la banda rotacional del estado base, y por un factor de 2 para los estados de esta misma banda (3, 4 y 7), aunque el acuerdo a 90° es mejor que un factor de 2 para todos estos estados.

El modelo de capas¹⁹ predice el primer estado 8^+ a una energía de excitación de 8.15 MeV y, como puede observarse en la Fig. 13, el estado más cercano que podría tener la intensidad necesaria es el que se encuentra a 8.6 MeV. Suponiendo un espín 8^+ para este estado, los cálculos Hauser-Feshbach predicen el 67% de la sección diferencial observada, corroborando así la sugerencia hecha por Hallock et. al.¹⁵ de que este nivel tiene una identificación 8^+ .

A 10 MeV de energía de excitación, los cálculos del modelo de capas¹⁹ predicen el primer estado 9^+ ; aquí la situación es clara, puesto que el único estado con la intensidad requerida en una región de $\pm 1/2$ MeV con respecto a la energía predicha, es el nivel 9.86 MeV. En este caso, los cálculos Hauser-Feshbach producen el 75% de la intensidad observada. Es importante notar que la sección observada es la mayor para este nivel de acuerdo con las predicciones Hauser-Feshbach. Comparando la sección promedio observada a 7° con las predicciones teóricas, también se podrían aceptar valores de 9^- ó 10^+ para el estado en cuestión. Sin embargo, la distribución angular medida (fig. 6) favorece claramente la asignación 9^+ . Los datos experimentales son consistentes con el crecimiento de la sección para ángulos menores de 20° , predicho para un estado 9^+ ; contrastando con la sección diferencial para estados 9^- ó 10^+ en que la sección diferencial a partir de 20° disminuiría. Estas diferencias entre el comportamiento de estados de paridad natural y no natural es debida a que el espín del canal de entrada es 3^+ , el cual a su vez es de paridad no natural.

El primer estado 10^+ , de acuerdo al modelo de capas, aparece a la energía de 13.41 MeV, seleccionándose el estado a 13.58 MeV como el mejor candidato. La predicción Hauser-Feshbach produce el 55% de la intensidad observada. Estados de espín menor producirían un acuerdo aún más pobre y estados con espines mayores que 10 estarían en fuerte desacuerdo con el modelo de capas, ya que el primer estado 11^+ aparece a una energía de 19.72 MeV ¹⁹.

Para la banda rotacional $K = 0^+$, $T = 0$, los cálculos de McGrory difieren en 200 KeV de las energías de excitación de los miembros 1^+ a 5^+ . Sin embargo, los cálculos Hauser Feshbach concuerdan excelentemente con las secciones diferenciales medidas para estos estados. Un segundo estado 7^+ es predicho a 8.47 MeV y un tercero a 8.91 MeV. Las secciones diferenciales calculadas y observadas sugieren que estos dos estados son los observados a 9.03 y 9.31 MeV, siendo el de menor energía de excitación el mejor candidato para el estado 7^+ de la banda $K = 0$. Con estas suposiciones, los cálculos Hauser-Feshbach producen el 62% de la intensidad observada para el nivel, con 9.03 MeV y 75% para el nivel con 9.31 MeV. Un segundo estado 9^+ es predicho a la energía de 13.09 MeV, siendo el estado a 12.62 MeV el mejor candidato para este nivel. Aquí la predicción Hauser Feshbach produce el 77% de la intensidad observada. De nuevo, para este caso, es importante señalar que si se selecciona para el estado 9^+ el nivel 12.46 MeV, entonces la intensidad observada para el estado de 12.62 MeV exigiría un espín más alto, lo cual está en conflicto con las predicciones del modelo de capas.

El mismo procedimiento fue usado para localizar otros estados de paridad positiva predichos por los cálculos del modelo de capas ¹⁹. Un ejemplo se muestra para los estados en 5.117 (4^+) y 5.83 (5^+) MeV que no tienen

previa asignación de espín. Con estas dos excepciones, los espines abajo de 6 MeV de energía de excitación son conocidos de las referencias 10-15.

Los miembros 1^- , 2^- y 3^- de la banda $K = 1^-$, $T = 0$, previamente establecidos, presentan secciones diferenciales para las cuales cálculos y mediciones concuerdan. El estado (4^-) recién sugerido (referencias 15 y 16) a 4.466 MeV, tiene una sección medida que es un factor de 2 más pequeña que la calculada, pero para este caso la incertidumbre experimental es grande, dado que en ocasiones fue difícil separarlo del nivel 4.522 MeV. Para poder seguir el resto de los miembros de la banda $K = 1^-$ se supuso una dependencia $J(J+1)$ en la energía de excitación para los miembros pares o impares, separadamente. Los miembros sugeridos para esta banda son: 6.25 (5^-), 7.41 (6^-), 10.61 (7^-), y 11.82 (8^-) MeV. También se presentan en la fig. 13 las predicciones Hauser-Feshbach para estos estados. Para esta banda, la situación es más ambigua y probablemente se podrían seleccionar otros candidatos igualmente buenos, particularmente para los miembros 7^- y 8^- .

Como puede observarse en la figura 13, existen muchos estados intensos que no se ajustan a ninguna de las bandas rotacionales discutidas. De interés particular es el estado a 6.58 MeV. En una región de ± 50 KeV alrededor de este estado, sólo existe otro nivel conocido previamente en ^{22}Na , que es aquel a 6.55 (1^+ , 2^+) MeV que, de acuerdo con los cálculos Hauser-Feshbach, debe ser de una intensidad despreciable. Los cálculos del modelo de capas predicen un estado 6^+ a 6.8 MeV, y si éste es el observado a 6.58 MeV, la predicción Hauser-Feshbach produce el 50% de la intensidad observada. Por otra parte, la predicción Hauser-Feshbach es mucho mayor que la sección observada pa

ra el estado $3.708 (6^+)$. Otra discrepancia interesante entre secciones diferenciales calculadas y observadas, aparece para los dos estados más bajos 5^+ , a 1.528 y 4.708 MeV, que están poblados con intensidades opuestas a los cálculos Hauser-Feshbach (véase figura 13). Esta discrepancia aparentemente no se debe a la contribución de alguna componente directa, a no ser que se suponga una interferencia destructiva entre las componentes compuesta y directa, suposición improbable ya que la sección calculada para los primeros 5^+ y 6^+ niveles es mayor que los valores observados.

Al compararse los cálculos con secciones diferenciales promedio medidas a un sólo ángulo, las incertidumbres derivadas podrían explicar algunas de las discrepancias que se han señalado. Sin embargo, dado que el acuerdo entre las secciones diferenciales y teóricas para los miembros de las bandas rotacionales $K = 3^+$ y $K = 0^+$, es suficientemente bueno, se considera que las discrepancias para los estados de la banda $K = 3^+$, 5^+ y 6^+ son significativas, pese a que no se presenta una explicación suficiente para ellas.

En la figura 14 se resumen los resultados para las bandas $K = 3^+$, $T = 0$ y $K = 0^+$, $T = 0$. Los puntos corresponden a observaciones experimentales y las cruces indican los resultados de los cálculos del modelo de capas. También se presentan candidatos para los miembros de la banda $K = 1^-$.

CONCLUSIONES.

El presente trabajo sugiere que el estudio de reacciones nucleares con iones pesados es una técnica prometedora para la espectroscopía nuclear, especialmente por la población de estados de alto espín.

La técnica experimental empleada, en que se combina un imán de amplia superficie focal con un detector sensible a la posición, permite obtener espectros en un rango considerable de energía de excitación y eliminar el revelado de placas nucleares, lo cual aumenta considerablemente la eficiencia del experimento.

De los resultados del análisis de fluctuaciones y de la simetría de las distribuciones angulares, se sugiere que la reacción $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$ procede principalmente por un proceso estadístico de núcleo compuesto. Las anchuras coherentes de los estados del núcleo compuesto, derivadas a través del análisis de fluctuaciones, están en acuerdo razonable con la sistemática para la masa y energía de excitación involucradas.

En general, los cálculos Hauser-Feshbach concuerdan con la mayor parte de los datos y se sugiere que estos cálculos son útiles para seleccionar estados de alto espín, excitados en reacciones con iones pesados. Comparando los resultados experimentales con éstos cálculos, se presentan fuertes candidatos para los miembros de las bandas rotacionales $K = 3^+$, $T = 0$ y $K = 0^+$, $T = 0$ hasta los estados 10^+ y 9^+ respectivamente. También se sugieren miembros para la banda $K = 1^-$, $T = 0$ hasta el estado 8^- .

AGRADECIMIENTOS.

Deseo expresar mi agradecimiento al Dr. J. L. C. Ford Jr., del Laboratorio Nacional de Oak Ridge, por sus valiosos consejos durante el desarrollo de esta investigación. Así mismo, agradezco a los Dres. P. H. Stelson, R. L. Robinson y S. T. Thornton, su cooperación para la realización del experimento y por la hospitalidad e interés mostrados durante mi estancia en Oak Ridge, como también al personal técnico del acelerador Tandem de ORNL por su desinteresada colaboración.

Agradezco sinceramente al Dr. Alonso Fernández González, Director del Instituto de Física, por haber gestionado la autorización para efectuar este trabajo y por la revisión del mismo; agradezco también al I.N.E.N. la ayuda económica prestada, tanto para la investigación como para la impresión de esta tesis.

Mi gratitud al Dr. J. Flores, Dr. M. Bauer, Dr. A. Mondragón, Dr. E. Andrade y Dr. R. Gomez por sus observaciones y correcciones al presente trabajo, y especialmente al Dr. J. Rickards por el apoyo y estímulo constantes así como por la dirección de esta tesis.

REFERENCIAS

1. R. Middleton, J. D. Garret y H. T. Fortune, *Phys. Rev. Lett.* 24, 1436 (1970).
2. A. Gobbi, P. R. Maurenzig, L. Chua, R. Hadsell, P. D. Farker, M. W. Sachs, D. Shapira, R. Stokstad, R. Wieland y D. A. Bromley, *Phys. Rev. Lett.* 26, 396 (1971).
3. R. Middleton, J. D. Garret, H. T. Fortune, *Phys. Rev. Lett.* 27, 950 (1971).
4. M. L. Halbert, F. E. Durham y A. van der Woude, *Phys. Rev.* 162, 899 (1967)
5. M. L. Halbert, F. E. Durham, D. D. Moak y A. Zucker, *Phys. Rev.* 162, 919 (1967).
6. E. Almqvist, J. A. Kuehner, D. McPherson y E. W. Vogt, *Phys. Rev.* 136, B84 (1964).
7. R. W. Shaw, J. C. Norman, R. Vandenbosch y C. J. Bishop, *Phys. Rev.* 184, 1040 (1969).
8. L. R. Greenwood, K. Katori, R. E. Malmin, T. H. Braid, J. C. Stoltzfus y R. H. Siemssen, *Phys. Rev.* C6, 2112 (1972).
9. R. Stokstad, citado por R. Middleton, *Proceedings of Heavy-Ion Summer Study*, CONF-720669, Ed. por S. T. Thornton, Oak Ridge National Laboratory, June 1972 (National Technical Information Services, U. S. Dept. of Comm., Springfield, Va.) pp. 315.
10. E. K. Warburton, A. R. Poletti y J. W. Olness, *Phys. Rev.* 168, 1232 (1960); J. W. Olness, W. R. Harris, P. Paul y E. K. Warburton, *Phys. Rev.* C1, 958 (1970).
11. K. W. Jones, A. Z. Schwarzschild, E. K. Warburton y D. B. Fossan, *Phys. Rev.* 178, 1773 (1969).
12. J. D. Garret, R. Middleton y H. T. Fortune, *Phys. Rev.* C4, 1138 (1971)
13. J. D. Garret, H. T. Fortune y R. Middleton, *Phys. Rev.* C4, 1138 (1971).

14. J. D. Garret, R. Middleton, D. J. Pullen, S. A. Anderson, O. Nathan y O. Hansen, Nucl. Phys. A164, 449 (1971).
15. J. N. Hallock, H. A. Enge, A. Sperduto, R. Middleton, J. D. Garret y H. T. Fortune, Phys. Rev. C6, 2148 (1972)
16. M. J. Schneider y J. W. Olness, Bull. Am. Phys. Soc. 17, 528 (1972) y comunicación privada.
17. J. L'Ecuyer, N. Marquardt, C. Cardinal, J. M. Poutissou, R. Volders, Rapport d'Activité, Université de Montréal, 73 (1972).
18. J. L. C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, R. L. Robinson, P. H. Stelson y S. T. Thornton, por publicarse.
19. E. C. Halbert, J. B. McGrory, B. H. Wildenthal y S. P. Pandya, en Advances in Nuclear Physics, edit. por M. Baranger y E. Vogt (Plenum, N.Y., 1971) Vol. IV; J. B. McGrory, comunicación privada.
20. C. J. Borkowski y M. K. Kopp, IEEE trans. Nucl. Sci. NS-17 No. 3, 340 (1970).
21. J. L. C. Ford, Jr., P. H. Stelson y R. L. Robinson, Nucl. Inst. and Meth. 98, 199 (1972).
22. T. D. Thomas, Ann. Phys. (N.Y.) 23, 390 (1963).
23. T. Ericson, Phys. Rev. Lett. 5, 430 (1960); Ann. Phys. (N.Y.) 23, 390 (1963).
24. D. M. Brink y R. O. Stephen, Phys. Lett. 5, 77 (1963).
25. H. A. Weidenmuller, notas de curso (no publicadas).
26. W. R. Gibbs, Proceedings of the International Conference on Statistical Properties of Nuclei, Ed. por J. B. Garg (Plenum Press, N. Y., 1972) p. 131.
27. K. A. Eberhard y A. Richter, Proceedings of the International Conference on Statistical Properties of Nuclei, Ed. por J. B. Garg (Plenum Press, N. Y., 1972) p. 139.
28. P. G. Bizzeti y P. R. Maurenzig, Nuovo Cimento 47B, 29 (1967).
29. P. A. Moldauer, Phys. Rev. Lett. 18, 249 (1967).

30. M. Böhning, Nuclear Reaction Induced by Heavy Ions, Ed. por R. Bock y W. R. Hering (North Holland Publishing Co., Amsterdam, London 1970), pp. 633.
31. S. K. Penny, Oak Ridge National Laboratory, comunicación privada.
32. A. Gilbert y A. G. W. Cameron, Can. Jour. of Physics, 43, 1446 (1965).
33. V. Facchini, E. Saetta-Menichella, Energia Nucleare 15, 54 (1968).
34. D. W. Lang, Nucl. Phys. 77, 545 (1966).
35. L. McFadden y G. R. Satchler, Nucl. Phys. 84, 177 (1966).
36. C. M. Perey y F. G. Perey, Nucl. Data Tables 10, 539 (1972).
37. R. C. Bearse, Phys. Rev. 175, 1442 (1968).
38. W. R. Falk, A. Huber, V. Matter, R. W. Benjamin y P. Marmier, Nucl. Phys. A140, 548 (1970).

Sección diferencial para la reacción $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{22}\text{Na}$,
a 10^0 (c.m.)

E_x^d (MeV)	J^π	K^π	$(d\sigma/d\Omega)(dE)$ mb/sr	$(d\sigma/d\Omega)(dE)$ mb/sr I.F.	$\Gamma_M(\text{keV})$	$\Gamma_\alpha(\text{keV})$
0.0	3^{+a}	3^{+a}	0.091	0.163	88.8	70.8
0.583	1^{+a}	0^{+a}	0.082	0.050	98.7	315.6
0.891	4^{+a}	3^{+a}	0.104	0.200	111.1	169.2
1.528	5^{+a}	3^{+a}	0.102	0.255	111.1	217.2
1.937	1^{+a}	0^{+a}				
1.952	$2^+, T=1^{+a}$	0^{+a}				
1.984	3^{+a}	0^{+a}	{ 0.168	0.125	98.7	290.4
2.211	1^{+a}	1^{+a}	0.019	0.015	111.1	154.8
2.572	2^{+a}	1^{+a}	0.051	0.055	98.7	50.4
2.969	3^{+a}		0.055	0.100	111.1	175.2
3.059	2^{+a}	$(1^+)^a$	0.046	0.050	111.1	120.0
3.521	3^{+a}	1^{+a}	0.053	0.080	111.1	271.2
3.708	$(6^+)^a$	$(3^+)^a$	0.108	0.200	148.1	283.2
3.944	1^{+a}	$(1^+)^a$	0.060	0.030	98.7	63.6
4.466	$(4^-)^c$	$(1^-)^c$	0.053	0.120	98.7	56.4
4.522	$(7^-)^c$	$(3^-)^c$	0.253	0.450	111.1	218.4
4.708	$(5^-)^c$	$(0^-)^c$	0.258	0.245	126.9	648.0
4.720	$0^+ \rightarrow 4^+$ *					
5.117	$(4^-)^e$		{ 0.138	0.110	111.1	56.4
5.165						
5.317	$1^+, 2^+, 3^+, 4^+, a^d$		0.208	0.110	148.1	135.6
5.44	$3^+, (0^-, 1^-, 2^-)^d$		0.082	0.063	126.9	231.6
5.605	$1^+, 2^{+a}$					
5.83	$(5^-)^e$		{ 0.21	0.20	98.7	80.4
5.858						
5.938			{ 0.117			
5.953					111.1	80.4
5.995						
6.185	$0^+ \rightarrow 4^{+a}$					
6.247	$(5^-)^e$		{ 0.116	0.125	98.7	80.4
6.557	$1^+, 2^{+a}$					
6.582	$(6^-)^e$		{ 0.391	0.21	111.1	80.4
7.008	$(0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^+)^d$					
7.081			{ 0.273		88.85	294.0
7.367						
7.413	$(6^-)^e$		{ 0.444	0.275	98.7	96.0
7.595						
7.633			{ 0.267		111.1	340.8
7.884					111.1	64.8
7.942			{ 0.257			
7.963						
8.026			{ 0.158		98.7	190.8
8.157						
8.198			{ 0.155		98.7	91.2
8.367						
8.417			{ 0.121		98.7	90.0
8.602	$(8^+)^{e,b}$	$(3^+)^{e,b}$	0.49	0.30	88.8	45.6
8.674			0.11		98.7	50.0
9.008						
9.051	$(7^+)^{e,b}$	$(6^+)^{e,b}$	{ 0.575	0.305	98.7	206.0
9.312	$(7^+)^{e,b}$		{ 0.403	0.300	98.7	112.8
9.360						
9.527					111.1	112.8
9.582			{ 0.152			
9.859	$(9^+)^{e,b}$	$(3^+)^{e,b}$	{ 0.611	0.47	126.9	274.8
9.908						
10.4 ^d			0.267		111.1	58.8
10.61 ^d	$(7^-)^e$		0.367	0.220	98.7	69.6
10.87 ^d			0.331		98.7	45.0
11.20 ^d			0.333		88.8	45.0
11.39 ^d			0.266		98.7	82.8
11.66 ^d			0.320		111.1	45.0
11.82 ^d	$(8^-)^e$		0.442	0.280	111.1	78.0
12.46 ^d			0.355		111.1	73.0
12.62 ^d	$(9^+)^{e,b}$	$(0^+)^{e,b}$	0.450	0.350	98.7	42.0
12.87 ^d			0.325		98.7	52.0
13.01 ^d			0.320		111.1	53.0
13.58 ^d	$(10^+)^{e,b}$	$(3^+)^{e,b}$	0.478	0.260	111.1	88.2
13.75 ^d			0.239		111.1	60.0

^aRefs. 12-14.

^bSugerido por el presente experimento.

^cRef. 15.

^dEnergía de excitación del presente experimento.

*Espín incluido en los cálculos Hauser-Feshbach (véase discusión en el texto).

TABLA II
 Parámetros de densidad de niveles y de modelo óptico para
 el canal de entrada $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

	$^{23}\text{Na} + n$	$^{24}\text{Mg} + d$	$^{25}\text{Al} + n$	$^{25}\text{Mg} + p$	$^{23}\text{Na} + ^3\text{He}$	$^{20}\text{Ne} + ^9\text{Li}$	$^{21}\text{Ne} + ^8\text{Li}$	$^{16}\text{F} + ^8\text{Be}$	$^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$	$^{10}\text{B} + ^{10}\text{O}$
a	2.83^a	3.58^b	3.1^a	3.1^a	3.84^b		3.41^c			
Δ^d	0.0	5.13	2.67	2.46	2.67		3.25			
E_c (MeV)	13.8	16.7	8.0	6.0	5.8	12.8	3.5	10.5	11.6	10.0
No. of discrete levels	115	98	21	12	13	55	3	70	35	25
V (MeV)	99.0^e	$89.3 - 0.22E^f$	$47.01 - 0.26E^f$	$53.3 - 0.55E^f$	153.5^g			$7.5 + 0.4 E_{C.M.}^h$		
$R_0 = r_1 A^{1/3}$ (fm)	4.19^e	3.32^f	3.8^f	3.65^f	3.27^g			$1.35 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^h$		
a_0 (fm)	0.6^e	0.81^f	0.66^f	0.65^f	0.69^g			0.45^h		
W (MeV)	11.3^e	$14.4 + 0.24E^f$	$9.52 - 0.05E^f$	13.5^f	30.5^g			$0.4 + 0.125 E_{C.M.}^h$		
$R_1 = r_1 A^{1/3}$ (fm)	4.19^e	3.86^f	3.68^f	3.65^f	4.13^g			$1.35 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^h$		
a_1 (fm)	0.60^e	0.68^f	0.48^f	0.47^f	0.69^g			0.45^h		
$R_{Coulomb}$ (fm)	4.19^e	3.32^f		3.65	3.27^g			$1.35 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^h$		

^aValores obtenidos de $\sim A/7.8$ (véase texto)

^bValores de la ref. 38.

^cValores de la ref. 34.

^dValores de la ref. 32.

^eModelo óptico de la referencia 35.

^fModelo óptico de la referencia 36.

^gModelo óptico de la referencia 37.

^hModelo óptico de la referencia 8 y referencias allí citadas.

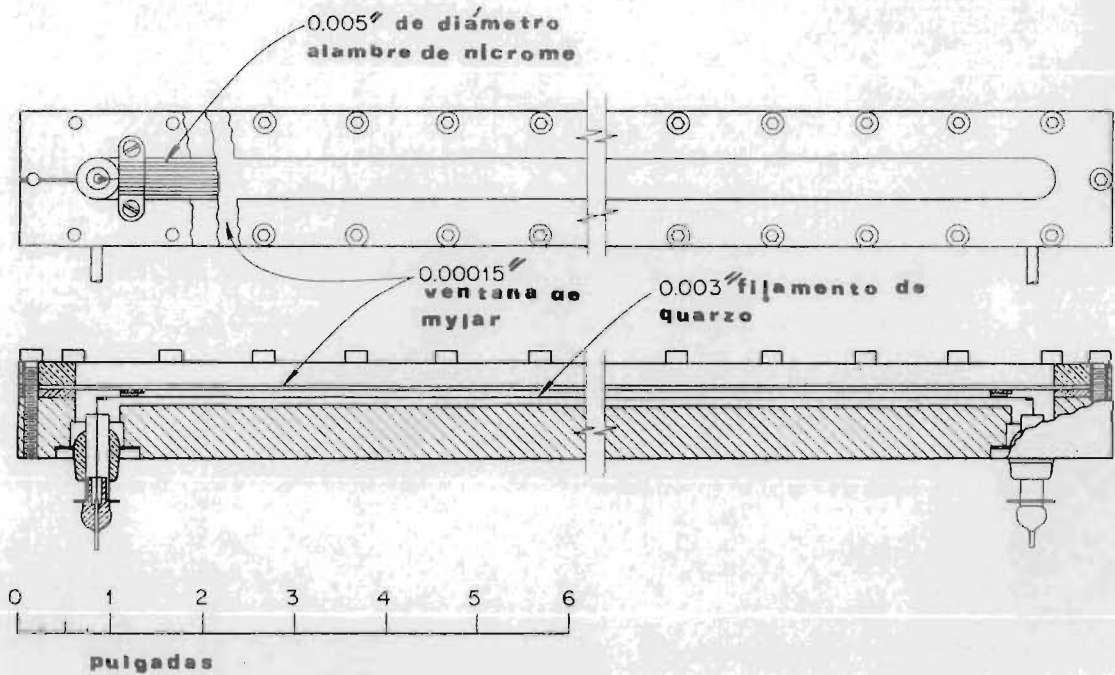


FIGURA 1

Esquema del detector sensible a la posición.

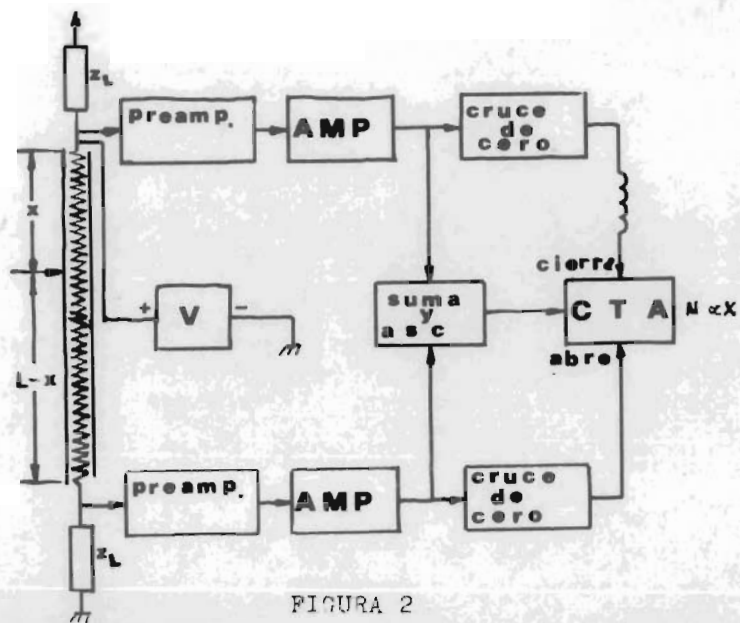


FIGURA 2

Procesamiento electrónico de las señales del detector sensible a la posición.

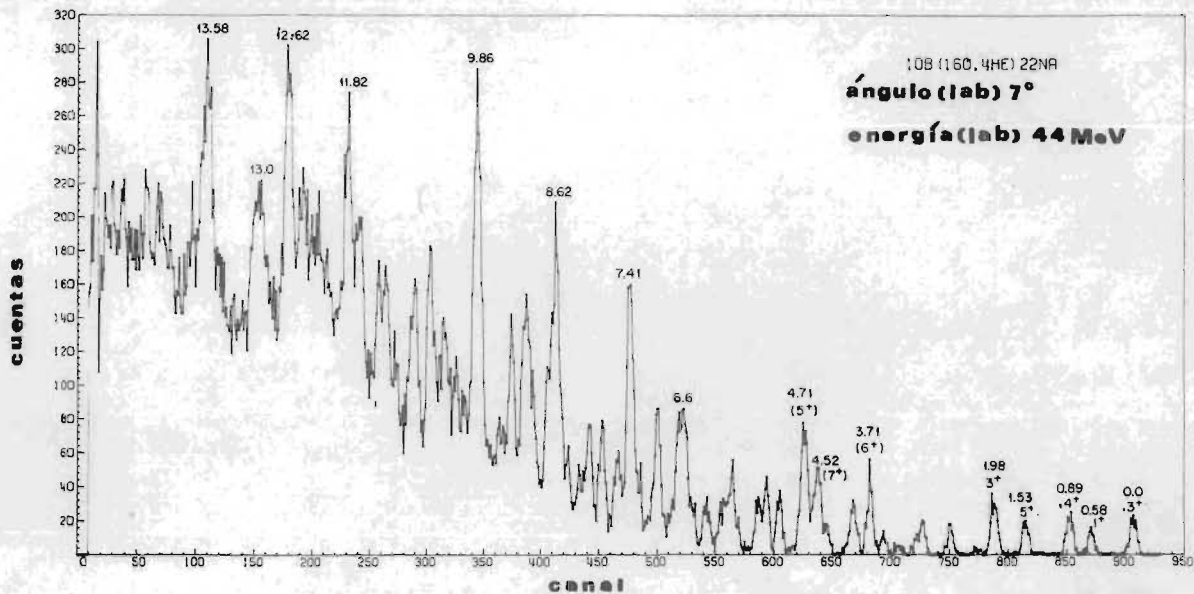


FIGURA 3

Espectro típico de $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$ obtenido a 44 MeV de energía de bombardeo y a un ángulo en laboratorio de 7°.

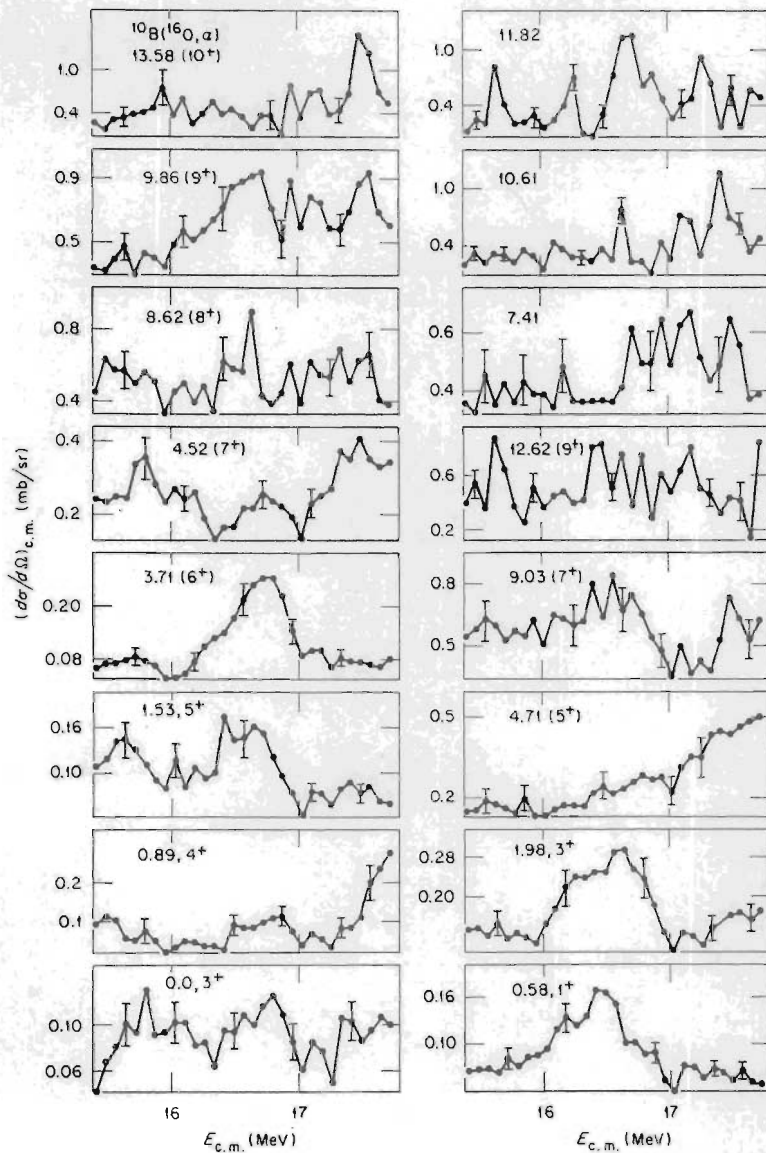


FIGURA 4

Funciones de excitación para algunos de los estados excitados en ^{22}Na , graficados en función de la energía en el sistema centro de masa. Nótese que la escala vertical es lineal y está desplazada de cero.

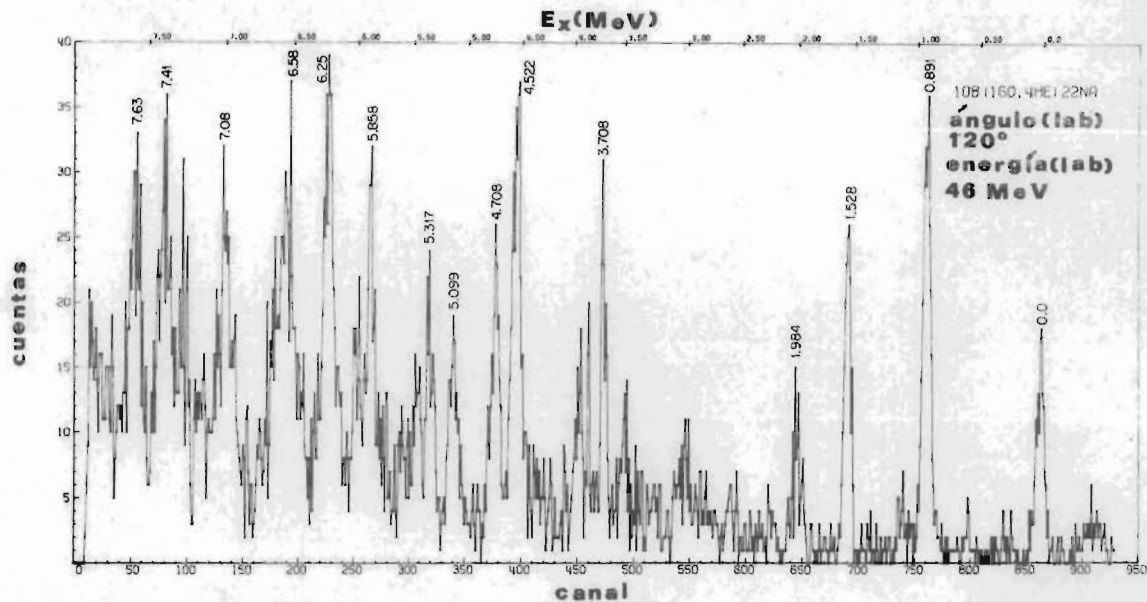


FIGURA 5

Espectro de $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$ obtenido a 46 MeV de energía de bombardeo y a un ángulo en laboratorio de 120° .

$^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, \alpha)^{22}\text{Na}$
 $E_{\text{lab}} = 46 \text{ MeV}$

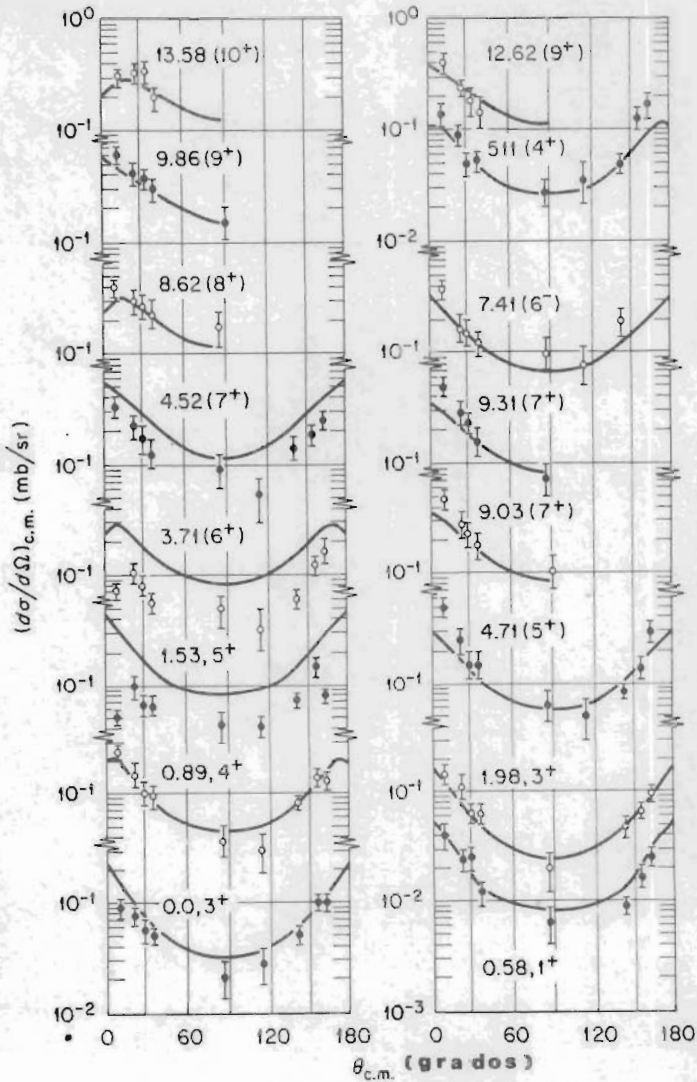


FIGURA 6

Distribuciones angulares para algunos de los estados excitados en ^{22}Na , medidas a 46 MeV de energía de bombardeo. Las líneas sólidas representan los resultados Hauser-Feshbach discutidos en el capítulo IV.

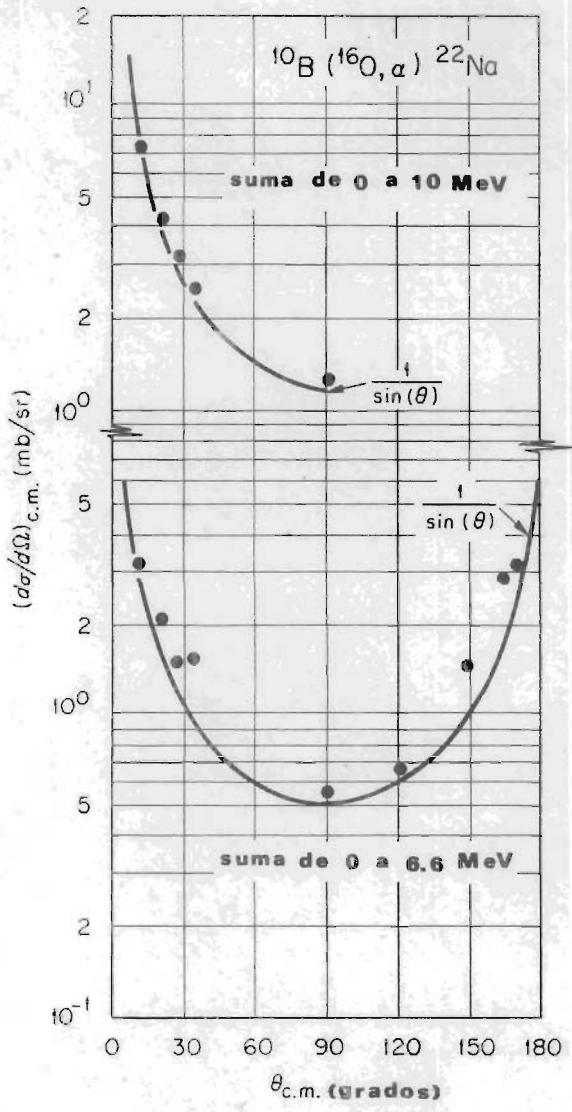


FIGURA 7

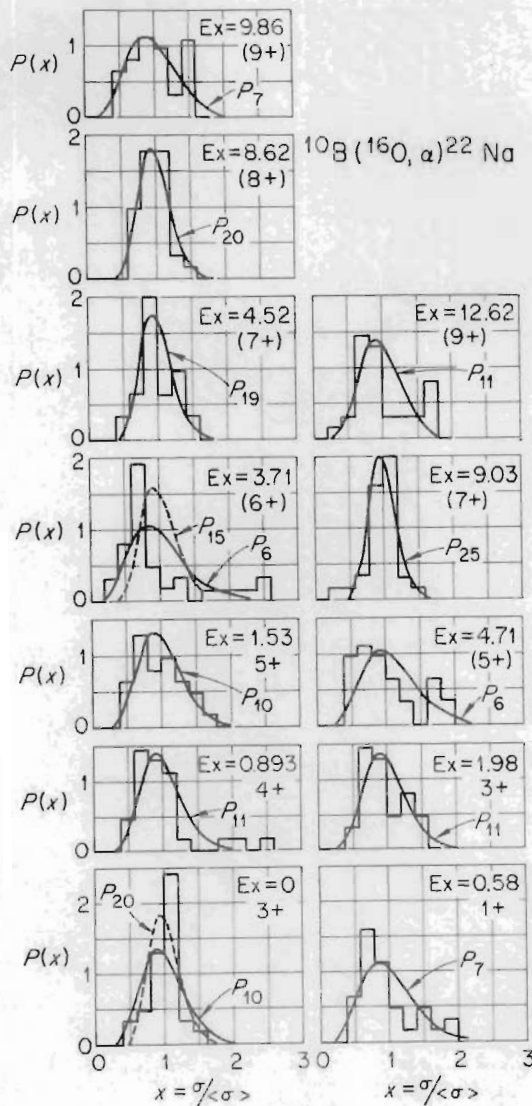


FIGURA 8

Comparación entre las distribuciones de probabilidad medidas y calculadas. Los histogramas se obtienen de las funciones de excitación experimentales; las curvas continuas corresponden a las teóricas usando la ecuación (1) y suponiendo una componente directa nula.

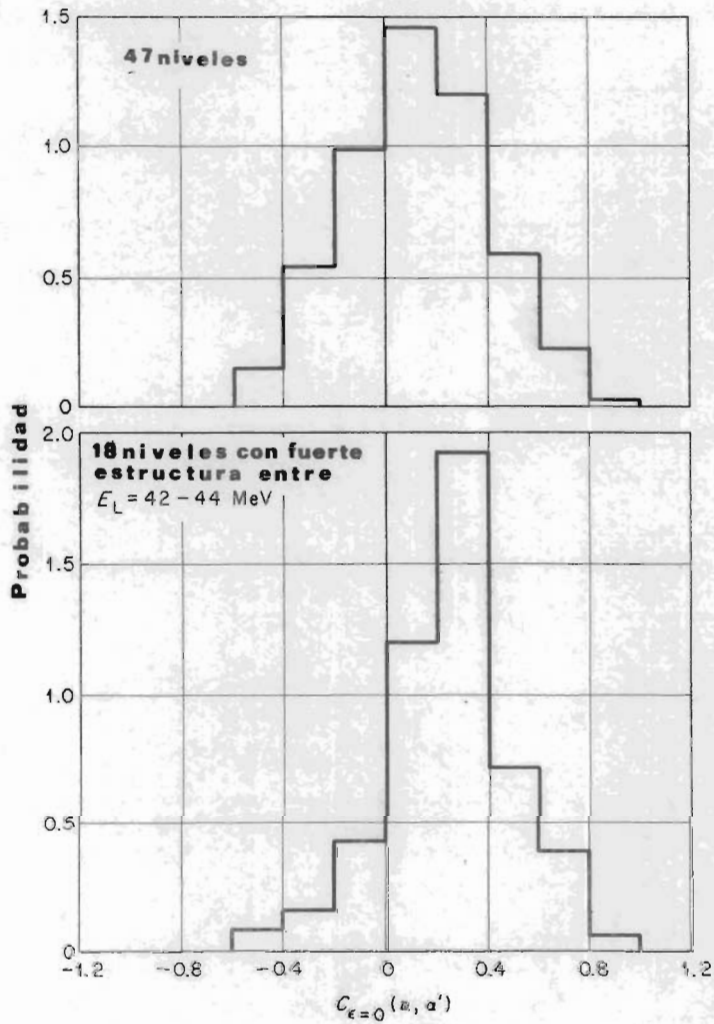


FIGURA 9

Resultado de los coeficientes de correlación cruzada, graficados en forma de distribución de probabilidad y normalizados por el factor

$$C_{\epsilon=0}(\alpha, \alpha') = \frac{R_{\epsilon=0}(\alpha, \alpha')}{[R_{\epsilon=0}(\alpha) R_{\epsilon=0}(\alpha')]^{1/2}}$$

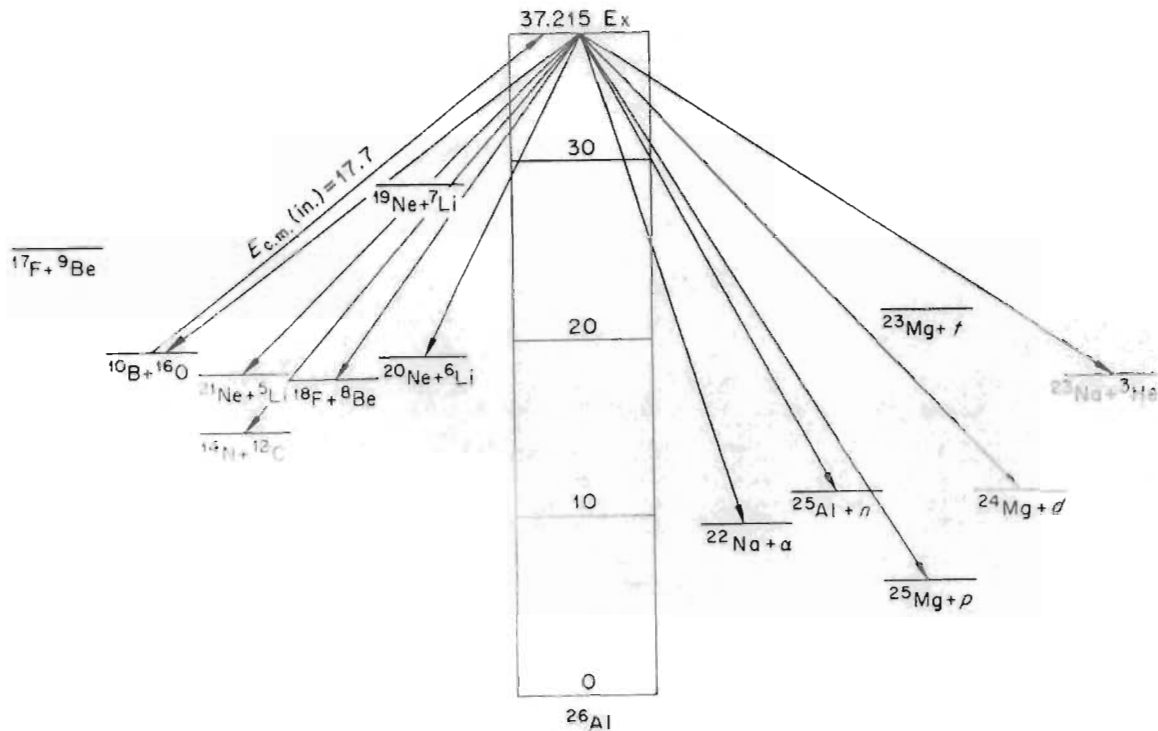


FIGURA 10

El núcleo compuesto ^{26}Al y los canales energéticamente abiertos para el decaimiento. Las flechas que salen del núcleo compuesto representan los varios canales incluidos en los cálculos Hauser-Feshbach.

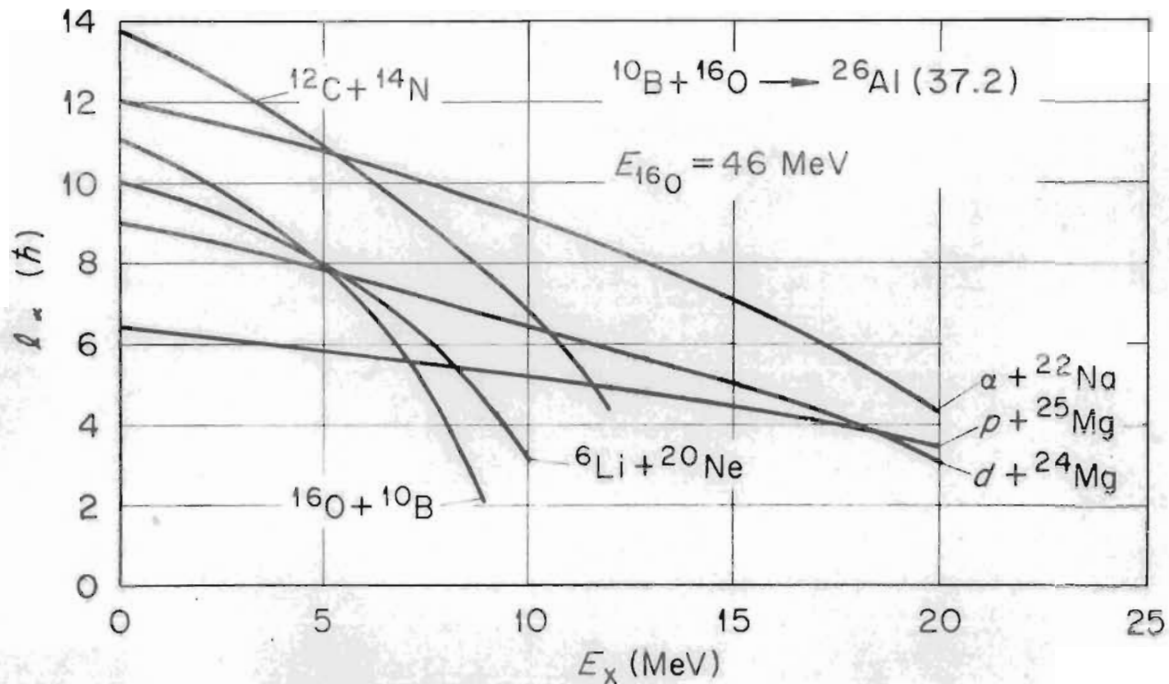


FIGURA 11

Gráfica del momento angular de colisión calculado con la ecuación (4), para algunos de los canales más importantes incluidos en los cálculos Hauser-Feshbach.

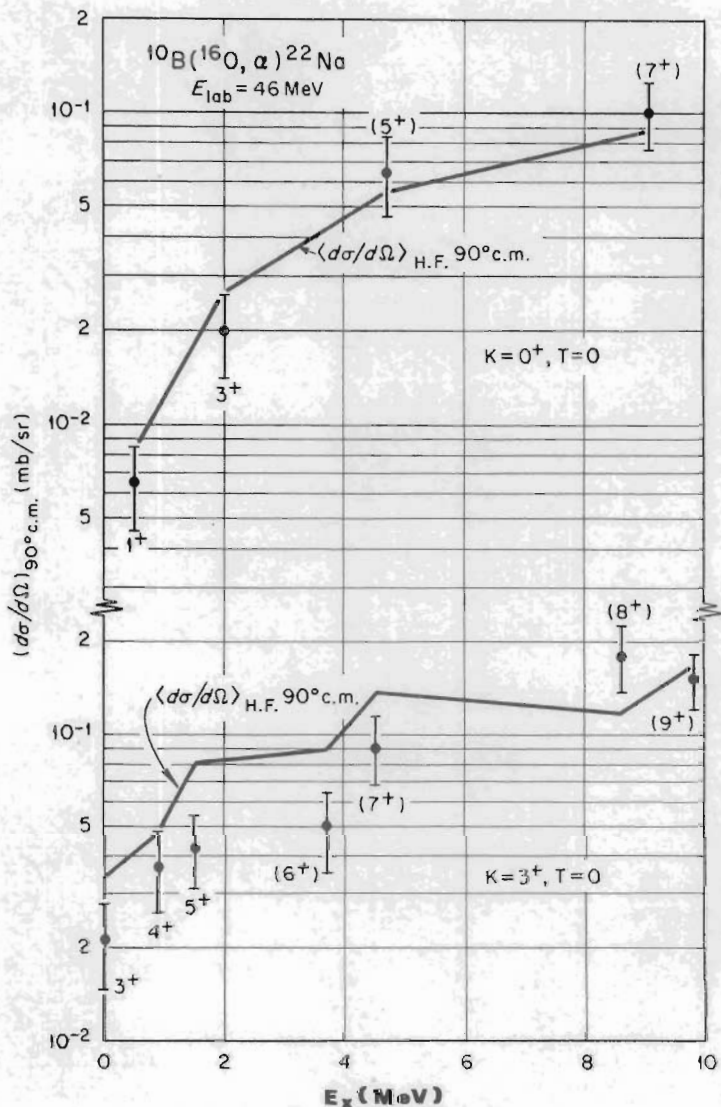


FIGURA 12

Comparación entre la sección diferencial observada a 90° (c.m.) y las predicciones Hauser-Feshbach, para los miembros de las bandas $K=3^+$ y $K=0^+$. Las líneas sólidas unen las predicciones Hauser-Feshbach.

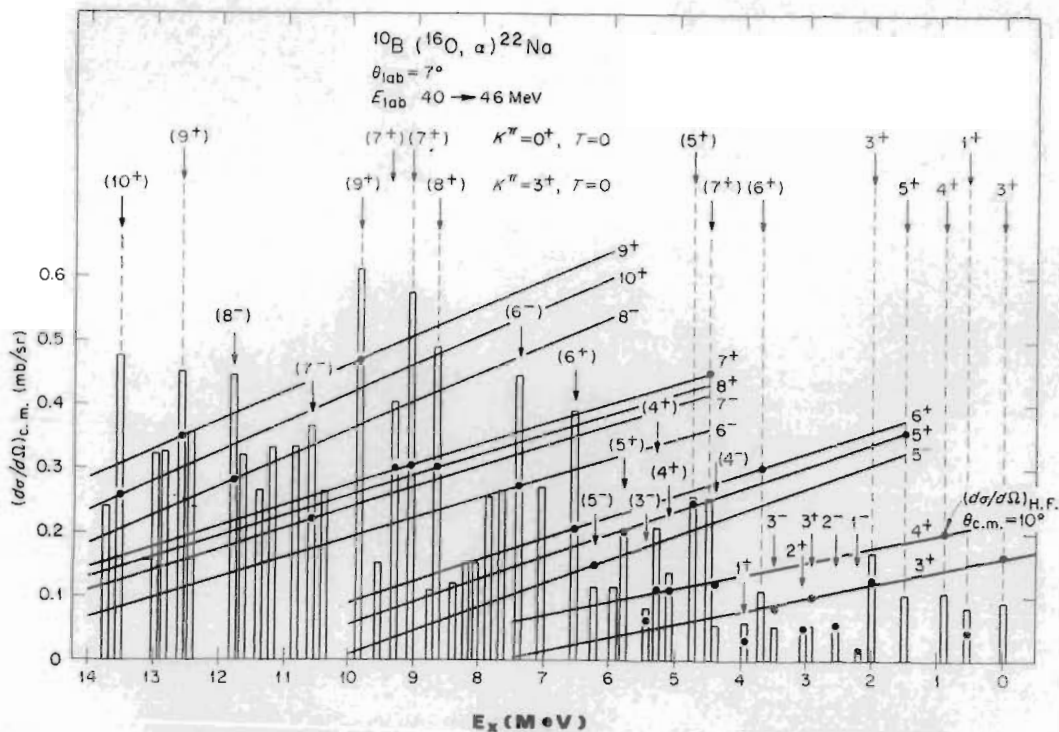


FIGURA 13

Histogramas representando las secciones diferenciales observadas a 10 (c.m.) y promediadas en el intervalo de 40 a 46 MeV de energía de bombardeo. Los puntos representan los valores predichos por la teoría Hauser-Feshbach. Las líneas rectas representan la variación de la sección, con espín y energía de excitación.

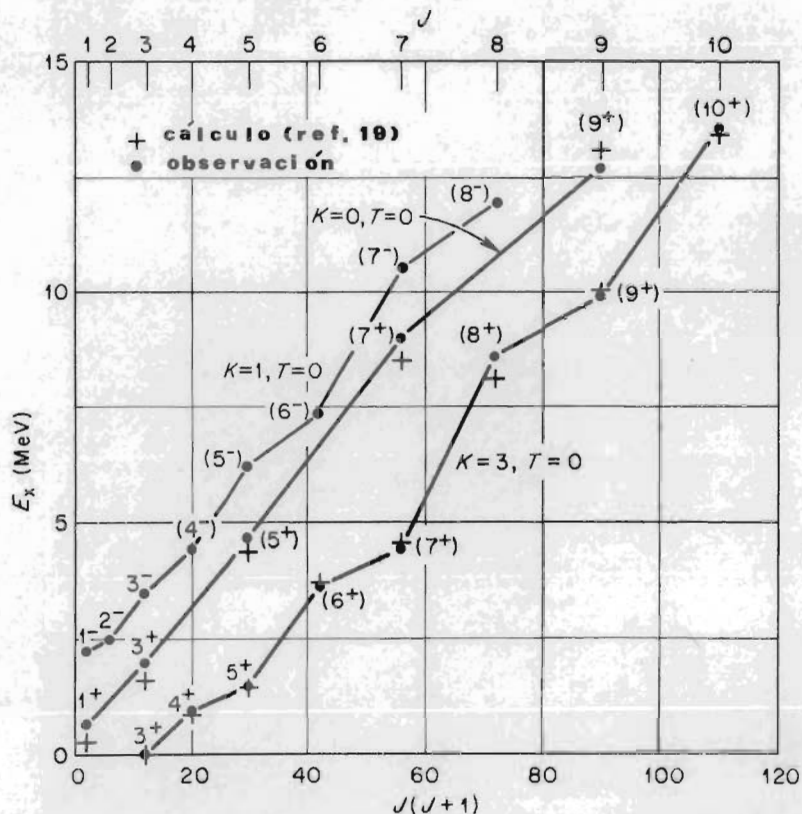


FIGURA 14

Gráfica de las bandas rotacionales $K = 3^+$, $T = 0$; $K = 0^+$, $T = 0$ y $K = 1^-$, $T = 0$ en ^{22}Na .