

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

**"REACCIONES (d,p) EN LOS DOS ISOTOPOS
ESTABLES DE PLATA"**

T E S I S

Que para obtener el Grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

P r e s e n t a

MARIA ESTHER ORTIZ SALAZAR

México, D. F.

1971



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.

I N D I C E

- I.- Introducción
 - II.- Técnica Experimental
 - a) Exposiciones
 - b) Blancos
 - c) Separación espectroscópica
 - d) Correcciones a las distribuciones angulares
 - III.- Resultados
 - a) Espectros
 - b) Distribuciones angulares
 - IV.- Análisis
 - a) Programas
 - b) Algunas consideraciones del modelo de capas
 - c) Ajustes en ^{108}Ag
 - d) Ajustes en ^{110}Ag
 - V.- Discusión y conclusiones
- Agradecimientos
- Referencias
- Figuras

1.- INTRODUCCION

El intentar el uso de láminas delgadas de plata como soporte de blancos suficientemente pesados para buscar espectros con menor cantidad de contaminantes, se encontró para energías de bombardeo de unos 7 MeV que aparecía un espectro complicado debido a la plata. Este hecho hizo que en el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT) algunos investigadores se interesaran en estudiar con más cuidado la estructura nuclear de este metal⁽¹⁾. Sin embargo, el estudio de niveles de energía y propiedades de los núcleos non-par y non-non en la región intermedia de la tabla periódica es excesivamente difícil, caracterizándose sus espectros por una alta densidad de niveles.

En el caso de los isótopos de la plata, cuando se empezó el trabajo antes mencionado⁽¹⁾, los esquemas de niveles se habían estudiado solamente a través de decaimiento β ⁽²⁾, dispersiones inelásticas y reacciones (n, γ) ⁽³⁾; en cada caso sólo se conocían las propiedades de unos pocos niveles por debajo de 1 MeV. En los primeros experimentos realizados en MIT, se midieron las posiciones de los niveles de energía para los isótopos de plata a través de reacciones (p, p') , (d, d') y (d, p) .

Por diferir sólo en dos neutrones, es de esperarse que

los espectros de los isótopos ^{103}Ag y ^{110}Ag producidos por reacciones (d,p) sean semejantes. Inicialmente se pensaba que el primer grupo intenso observado en cada caso correspondía al estado base. Las discrepancias en energías con estudios de rayos γ plantearon dudas respecto de la posición absoluta de los estados base⁽⁴⁾.

Los resultados del presente trabajo indican que la transición al estado base de ^{108}Ag , puesta de manifiesto a través de la reacción $^{107}\text{Ag}(d,p)^{108}\text{Ag}$, no se había observado con anterioridad y que, en realidad está altamente inhibida en comparación con la transición al primer excitado supuesto anteriormente estado base de ^{108}Ag . La situación a este respecto de ^{110}Ag es aún incierta. Los experimentos anteriores a este trabajo, se hicieron con energías de deuterón de 6.5 y 8.5 MeV, solamente a unos pocos ángulos de observación, usando un espectrógrafo magnético tipo Bainbridge-Buechner de un solo canal. Se efectuaron exposiciones del orden de 50 a 100 veces menores que las del presente trabajo.

En este nuevo estudio para resolver las incertidumbres planteadas, se obtuvieron distribuciones angulares simultáneas a 7.5 MeV entre 7.5° y 172.5° con intervalos de 7.5° para las reacciones (d,p), en los dos isótopos estables de la plata, empleando el espectrógrafo multicanal de MIT, acoplado al acelerador Van de Graaff ONR., del mismo Instituto. Para el estudio se utilizaron blancos delgados de una pureza isotópica mayor que en trabajos anteriores, exigiéndose en el haz gran estabilidad y una resolución de energía de 8 KeV aproximadamente.

La técnica experimental se describe en el Capítulo II.

En el capítulo III se muestran ejemplos de los espectros obtenidos, así como las distribuciones angulares de 44 niveles de ^{108}Ag y 53 de ^{110}Ag .

El cálculo de secciones, momentos angulares de captura de neutrón y factores espectroscópicos se discute por medio de un análisis DWBA efectuado mediante un programa JULIE en el capítulo IV, en donde se incluyen los parámetros usados.

Para tener un panorama más amplio del problema, en el capítulo V se comparan los resultados del presente trabajo con las medidas de alta precisión realizadas por Bolotin y Namenson⁽⁵⁾ a través de mediciones (n, γ) . Apoyándose en esta información se presentan además los espines y paridades deducidos para los primeros niveles de ^{103}Ag y ^{110}Ag .

II.- TECNICA EXPERIMENTAL

El acelerador Van de Graaff ONR de 8 MeV y el espectrógrafo multicanal del MIT⁽⁶⁾ se usaron para bombardear separadamente blancos enriquecidos autosoportados de los isótopos ^{107}Ag y ^{109}Ag .

a) Exposiciones.- Para el núcleo de ^{107}Ag se obtuvieron espectros con dos exposiciones, una de 15000 μC y otra de 3000 μC , además de una exposición corta para registrar los deuterones elásticos de 3.5 MeV de energía, con el objeto de determinar el espesor del blanco. El blanco de ^{109}Ag se bombardeó hasta alcanzar 13000 μC , además de dos exposiciones cortas para observar los elásticos a 3.5 y 7.5 MeV de energía incidente.

b) Blancos.- Los blancos de ambos isótopos de plata fueron preparados a partir de pastillas metálicas de isótopos de plata enriquecida con valores superiores al 98.8% en ambos casos, obtenidas en Isotopes Development Center, Oak Ridge National Laboratory. El metal fue evaporado en vacío desde un recipiente de tantalio, de tal manera que fue posible depositar una película delgada de plata sobre un portaobjetos de vidrio, la que posteriormente se separó de éste, haciéndola flotar sobre agua destilada para después recogerla mediante un aro de acero inoxidable. Este constituye el marco del blanco, pieza que se

monta en la cámara de blancos del espectrógrafo.

Con el objeto de poder determinar el espesor de los blancos, se hicieron las exposiciones de deuterones elásticos a 3.5 MeV de energía, valor que está por debajo de la barrera Coulombiana. De esta manera es posible comparar las observaciones experimentales con las predicciones teóricas de Rutherford y de ahí inferir el espesor del blanco de la siguiente fórmula⁽⁷⁾:

$$N_t = \frac{N_s}{N_b \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right) \Delta\omega}$$

donde, N_s es el número total de partículas observadas en el grupo de elásticos, corregido por el ángulo sólido de aceptación; N_b es el número total de partículas registradas por el integrador de corriente (6.25×10^{12} partículas por microcoulomb); $\Delta\omega$ es el ángulo sólido del espectrógrafo, y $\frac{d\sigma}{d\omega}$ la sección de Rutherford en el sistema de laboratorio, dada por la ecuación:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{1.3 \times 10^{-27} z^2 Z^2}{E^2} \left[\frac{1}{(\sin \theta/2)^4} - \frac{2m}{M^2} \right] \frac{\text{cm}^2}{\text{Sterad}}$$

En esta fórmula z es el número de cargas elementales del proyectil; Z es el número atómico del núcleo blanco; E es la energía cinética del proyectil en el sistema de laboratorio, dado en MeV; θ es el ángulo de la reacción en el sistema de laboratorio en grados; m es la masa del proyectil y M la del núcleo blanco en unidades atómicas de masa. El último término dentro del paréntesis es un factor de corrección para pasar del sistema centro de masa al de laboratorio.

Si la energía está cerca o ligeramente arriba de la barrrera Coulombiana, se puede suponer que la sección de Rutherford es buena a ángulos pequeños.

Haciendo un promedio de los resultados obtenidos a todos los ángulos, el espesor de los blancos resultó ser de $219 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ para ^{107}Ag y $43 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ para ^{109}Ag , dando lugar a picos con una semianchura del orden de 10 keV en ambos casos.

c) Separación espectroscópica.- Para hacer incidir al haz sobre el blanco, una vez que abandona el acelerador, es sometido a una serie de desviaciones y enfoques que determinan su geometría y seleccionan su energía. El blanco se encuentra en el centro del espectrógrafo magnético multiseccional (Fig. 1). Sobre el blanco se producen diferentes reacciones nucleares. Las partículas de carga positiva, producto de estas reacciones, se separan y son deflectadas según su rigidez magnética ($B\rho$) por medio de campos magnéticos. Estos se encuentran distribuidos alrededor del blanco, entre 7.5° y 172.5° , en el sistema de laboratorio, a cada 7.5° respecto a la dirección del haz incidente. De esta manera se puede medir la distribución angular completa en una sola exposición. Los productos de reacción se enfocan sobre una superficie casi hiperbólica sobre la cual se colocan tres placas nucleares de 25 cm de largo, por 5 cm de ancho, las que en el caso particular de este experimento fueron de la marca Eastman Kodak NTA, con emulsión de 50 micras de espesor. Sobre las placas nucleares se colocaron, en los lugares apropiados, filtros de aluminio de espesor conveniente, a fin de evitar

que los deuterones dispersados alcanzaran la emulsión oscureciendo el espectro de los protones.

Las placas nucleares son suficientemente anchas en relación con el tamaño del entrehierro como para permitir la exposición de tres zonas en cada placa. Después de reveladas fueron escudriñadas al microscopio, en franjas de 0.5 mm de ancho y a intervalos de 0.5 mm a lo largo de la placa.

La energía de calibración de cada entrehierro del espectrógrafo está basada en el valor de la energía de las partículas alfa del ^{210}Po (5.3042 ± 0.001 MeV)⁽⁸⁾.

Los valores Q y las energías de excitación adoptadas para los niveles tanto de ^{103}Ag como de ^{110}Ag , fueron los medidos con el espectrógrafo de un solo canal en el primer experimento⁽¹⁾, en vista de que el espectrógrafo multicanal no es el instrumento apropiado para medidas precisas de energías de excitación. Estos valores están corregidos, por supuesto, para la energía antes mencionada del ^{210}Po que es aproximadamente 1% más alta que la usada en la referencia (1). En los casos en que no se observó un grupo particular de protones en el experimento antiguo, y que aparece en este estudio, la energía de excitación que se tabula ha sido un promedio de las medidas actuales auxiliándose de los grupos adyacentes apropiados del primer trabajo, utilizándolos como referencia. La resolución mínima en energía que se obtiene es ≈ 10 kev.

d) Correcciones a las Distribuciones Angulares.- Una

vez identificado cada nivel, mediante su energía, ya sea el estado base o algún excitado, se obtiene la intensidad total del pico sumando todas las trazas que lo componen. Tomando siempre un criterio común para todos, se hace que los resultados sean comparables entre sí, eliminando el fondo donde así sea preciso. Obtenidas así las intensidades para cada nivel y a cada ángulo, se procede a hacer una serie de normalizaciones, a saber:

1.- Se regularizan las intensidades a un valor equivalente de la misma exposición, es decir, si se utilizan grupos obtenidos de varias exposiciones, éstas se multiplican por el factor adecuado para hacerlas comparables.

2.- Se multiplican las intensidades por un factor debido al ángulo sólido del espectrógrafo y según la posición que ocupe el pico sobre las placas, ya que a la región superior de éstas le corresponde un ángulo sólido diferente al de la parte baja.

Con estas normalizaciones todos los niveles a lo largo del espectro son comparables entre sí, como si todos los niveles hubieran sido observados en la misma posición sobre las placas. La Fig. 2 muestra la curva de ángulo sólido correspondiente al espectrógrafo multicanal del MIT.

3.- Cambio del Angulo de Laboratorio al Sistema Centro de Masa. Esta normalización se puede hacer muy fácilmente obteniendo los factores θ_{CM}/θ_{LAB} calculados mediante un programa ya elaborado con el que se cuenta en los laboratorios Van de Graaff

del Instituto de Física de la UNAM, basado en las siguientes fórmulas (9):

$$\text{Sen } \theta_{cm} = \left(\frac{E_3/E_T}{D} \right)^{1/2} \text{Sen } \theta_{lab}$$

$$\frac{\sigma(\theta_{cm})}{\sigma(\theta_{lab})} = \frac{I(\theta_{cm})}{I(\theta_{lab})} = \frac{(AC)^{1/2} (D/B - \text{Sen}^2 \theta_{lab})^{1/2}}{E_3/E_T}$$

donde

$$\frac{E_3}{E_T} = B + D + 2(AC)^{1/2} \cos \theta_{CM} = B \left[\cos \theta_{lab} \pm \left(D/B - \text{Sen}^2 \theta_{lab} \right)^{1/2} \right]^2$$

Se usa el signo + solamente que $B > D$ en cuyo caso

$$\theta_{lab} (\max) = \text{Sen}^{-1} (D/B)^{1/2}$$

siendo

$$A = \frac{M_1 M_4 (E_1/E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}$$

$$B = \frac{M_1 M_3 (E_1/E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}$$

$$C = \frac{M_2 M_3}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \frac{Q}{E_T} \right)$$

$$D = \frac{M_2 M_4}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \frac{Q}{E_T} \right)$$

Con M_1 , M_2 , M_3 y M_4 las masas del proyectil, blanco, partícula emergente y núcleo residual respectivamente; E_1 , E_2 y E_3 las energías del proyectil, blanco, y partícula emergente;

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2 \quad \text{y} \quad E_T = E_1 + Q = E_3 + E_4.$$

4.- Las intensidades deben ser también corregidas por el cambio al sistema centro de masa, corrección que se puede efectuar empleando el factor que calcula el mismo programa.

5.- Las intensidades así normalizadas deben expresarse en unidades de sección, o sea mb/sterad . Para esto es necesario efectuar un cálculo, el cual se obtiene en función del número de núcleos en el blanco, que se determina basándose en la exposición de elásticos a 3.5 MeV, mediante la ecuación:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{d,p} = \frac{1}{N_b d\Omega N_t} N_s \delta\Omega$$

donde $N_s \delta\Omega$ representan las intensidades con su corrección de ángulo sólido, o sea las intensidades obtenidas hasta la cuarta corrección. N_t es el número de núcleos en el blanco, N_b el número de proyectiles y $d\Omega$ el ángulo sólido del espectrógrafo en el punto de la normalización sobre la placa.

Como ejemplo se incluye una hoja típica empleada en el cálculo numérico que incluye las correcciones antes enumeradas.

Reacción: $^{107}\text{Ag}(d,p)^{108}\text{Ag}$
 Nivel N°: 1
 Placas Serie: 224

Blanco: ^{107}Ag (enriquecido) $Nl = .219 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 Exposición: 3000 μC
 Energía Incidente: 7.5 Mev

θ_{LAB}	Q_0	Q	Ex	d	I_{LAB}	$\frac{\sigma(\theta_{\text{cm}})}{\sigma(\theta_{\text{lab}})}$	I_{CM}	$\delta\Omega$	$N_s\delta\Omega$	$\frac{\times 10^{-4}}{d\omega} \frac{\text{mb}}{\text{ster}}$	θ_{CM}	Comentarios
7.5	5020	4938	.082	48.350	731	.980	716	1.0031	718	887.4	7.6	
15.0	5023	4940	.083	48.429	642	.981	629	1.0032	631	779.1	15.2	
22.5		4933		47.071	483	.981	474	1.0019	475	587.1	22.7	
30.0		4938		46.824	570	.983	560	1.0017	561	693.3	30.3	
37.5		4943		46.610	738	.984	726	1.0016	727	898.6	37.9	
45.0	5020	4945	.075	47.763	1088	.986	1073	1.0025	1076	1329.93	45.4	
52.5	5025	4943	.082	46.389	1145	.988	1131	1.0012	1132	1399.2	53.0	
60.0	5025	4948	.077	48.079	1138	.990	1127	1.0028	1129	1395.4	60.5	
67.5	5033	4950	.083	47.941	873	.992	866	1.0027	868	1072.8	68.0	
75.0	5032	4953	.079	47.176	729	.995	725	1.0020	726	897.3	75.6	
82.5				47.890	645	.997	643	1.0026	645	797.2	83.1	
89.0	5028	4958	.070	46.372	658	1.000	658	1.0013	659	814.5	90.6	
91.0	5015	4928	.087	43.181	646	1.000	646	.9983	645	797.2	90.6	
97.5	5003	4928	.075	43.048	675	1.003	677	.9982	676	835.5	98.1	
105.0	5005	4923	.082	42.391	739	1.005	743	.9977	741	915.9	105.6	
112.5	5025	4928	.097	44.800	623	1.008	628	.9999	628	776.2	113.1	
120.0	5010	4925	.085	43.490	587	1.010	593	.9987	592	731.7	120.5	
127.5	5000	4928	.072	44.332	505	1.013	512	.9995	512	632.8	128.0	
135.0	5015	4930	.085	43.568	406	1.015	412	.9988	412	509.2	135.4	
142.5	5013	4930	.083	43.641	359	1.016	365	.9989	365	451.1	142.9	
150.0	5015	4938	.077	44.450	347	1.018	353	.9996	353	436.4	150.3	
157.5		4943		44.403	317	1.019	323	.9996	323	399.2	157.7	
165.0	5022	4945	.077	43.999	326	1.020	333	.9992	333	411.6	165.2	
172.5	5035	4958	.077	44.300	370	1.021	378	.9995	378	467.2	172.6	

III.- RESULTADOS

Después de haber analizado los espectros separadamente y efectuado las normalizaciones o correcciones expuestas en el capítulo anterior, se obtuvieron las distribuciones angulares experimentales para los niveles observados de ^{103}Ag y ^{110}Ag , mencionados en la introducción. Esta información se ha graficado con la sección diferencial (mb/sterad) en las ordenadas y el ángulo centro de masa en las abscisas.

a) Espectros.- Como se dijo antes, se usan tres zonas de exposición en las placas nucleares del espectrógrafo utilizado en este trabajo.

Para el caso de ^{107}Ag , una de ellas se expuso con 15000 μC , otra con 3000 μC a 7.5 MeV de energía incidente y la tercera se utilizó para la exposición corta a 3.5 MeV de deuterones elásticos.

El campo magnético se escogió de tal manera que el estado base de la reacción (d,p) ocupara la parte superior de la segunda placa (< 50 cm de distancia), dejando la placa más alta (> 50 cm) para registrar los deuterones elásticos simultáneamente con los protones.

Este registro de los deuterones elásticos permite ex-

traer los parámetros requeridos en el programa DWBA como se explicará posteriormente.

En estas condiciones fue posible observar además dos grupos inelásticos (d, d'), correspondientes a los estados 325 keV y 423 keV en ^{107}Ag . Una observación interesante es que la densidad de niveles de protones crece rápidamente con la energía de excitación.

La Fig. 3, muestra el espectro de protones a 30° en el laboratorio, entre 25 y 50 cm sobre las placas. La energía de excitación está representada por la línea que cruza el espectro y referida a la escala de la derecha. Este espectro fue obtenido en la exposición de 3000 μC . Es posible ver claramente que a mayores energías de excitación, el espectrógrafo de MIT no puede resolver los picos. El análisis se llevó a cabo aproximadamente entre los 35 y los 50 cm sobre las placas, hasta donde se encontraron 46 grupos de protones, con una energía de excitación de 1.8 MeV.

Se observaron algunos contaminantes de baja intensidad de Ta, S y Cl.

Ante la duda planteada por las energías de algunos rayos γ de la posible existencia de un valor Q mayor para el estado base que el observado en exposiciones regulares⁽¹⁾, A. Sperduto, con un estudiante⁽²⁾ en MIT exploraron esa región como parte del experimento actual y efectivamente observaron el estado base. Este, con un valor Q de 80 keV por encima del primer ni-

vel de excitación (considerado antes como estado base), está muy débilmente poblado; a este ángulo se observó sólo un trazo de protón, comparado con 2850 del primer estado excitado. Esta región de la emulsión nuclear se escudriñó en la zona de 15000 μC a todos los ángulos. La intensidad máxima del estado base fue del orden de 20 trazas (total del pico) para ángulos entre 45° y 67.5° (la razón de intensidad es aquí aproximadamente del 1.0% y es todavía menor a otros ángulos). En la Fig. 4 se muestran las intensidades relativas y posiciones sobre las placas nucleares del estado base y primer excitado a varios ángulos. El espaciamiento entre estos dos grupos es de 0.030 ± 0.002 MeV, de manera que, en base a las medidas obtenidas con el experimento antiguo, el valor Q para el estado base de la reacción $^{107}\text{Ag}(d,p)^{108}\text{Ag}$ es 5.051 ± 0.008 MeV. Con este número y en base a la masa publicada de $^{107}\text{Ag}(10)$ el valor para la masa de ^{108}Ag resulta de 107.905824 amu, 66 uamu por debajo del publicado en la misma referencia.

Debido a las limitaciones en resolución del espectrógrafo no fue posible asignar energías de excitación para niveles de ^{108}Ag arriba de los 1.8 MeV, a pesar de que el espectro se extiende por arriba de los 5 MeV de excitación en las placas.

La Fig. 5 muestra un espectro dibujado de una manera análoga al anterior proveniente de la reacción (d,d) para 82.5° y 3000 μC de exposición y energía del deuterón de 7.5 MeV.

Para el caso de $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$, el espectro se presen

ta de la misma manera que en el caso de ^{107}Ag y se muestra en la Fig. 6; la exposición fue de $13000 \mu\text{C}$ y se analizaron 53 niveles de protones hasta 1.7 MeV de excitación. Como en el caso anterior sólo abarca distancias entre 25 y 50 cm sobre las placas, lo que corresponde a un intervalo de energías de excitación entre 0 y 1.6 MeV .

En estas exposiciones se observan cuatro estados excitados de la reacción (d,d') a 7.5 MeV , y grupos de elásticos por abajo de la barrera coulombiana.

b) Distribuciones Angulares.- La Fig. 7 muestra las gráficas obtenidas de la sección diferencial de los niveles correspondientes a la reacción $^{107}\text{Ag}(d,d')^{107}\text{Ag}$, como función del ángulo en el sistema centro de masa, a 7.5 MeV de energía del deuterón. La primera de estas gráficas es la correspondiente a los deuterones dispersados elásticamente.

Se midieron, como ya se mencionó, distribuciones angulares de 44 grupos de protones provenientes de la reacción $^{107}\text{Ag}(d,p)^{108}\text{Ag}$, dibujadas en las Figs. 8, 9, 10 y 11. En cada curva se muestra el número del nivel identificado en este estudio y la energía de excitación correspondiente. Está claramente especificado, en cada caso, la energía de bombardeo y su exposición.

Los puntos experimentales aparecen con círculos y el error apreciado con barras acotadas, estimado como la \sqrt{N} , siendo N el número de cuentas, transformado a las unidades adecuadas de

sección diferencial.

De igual manera que en el caso anterior, se muestran en la Fig. 12 las distribuciones angulares experimentales de $^{109}\text{Ag}(d,d)^{109}\text{Ag}$. Las correspondientes a los 53 niveles de $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$, están distribuidas en las Figs. 13, 14, 15, 16 y 17.

Las líneas sólidas representan las curvas teóricas calculadas, como se verá en el Capítulo V.

IV.- ANALISIS

Es bien conocido que la información experimental de distribuciones angulares permite establecer los momentos angulares de captura, para los niveles discretos de energía, por ejemplo del neutrón (l_n) en reacciones (d,p).

a) Programas.- Las curvas continuas mostradas en las distribuciones angulares tanto de las Figs. 8, 9, 10 y 11, como de las 13, 14, 15, 16 y 17 son el resultado de cálculos DWBA⁽¹¹⁾, usando el programa JULIE, elaborado por Drisko en Oak Ridge y el grupo de parámetros mostrados en la Tabla I.

Los parámetros concernientes al protón para esta región de la tabla periódica, fueron recomendados por Perey y Perey⁽¹²⁾, en un trabajo muy amplio que realizaron, haciendo ajustes con un gran número de núcleos. En general, estos parámetros no son muy sensibles al cambio de masa.

En relación a los parámetros asociados al deuterón, és tos fueron ajustados a los datos experimentales obtenidos de los deuterones dispersados elásticamente en ^{107}Ag , mediante el programa llamado "ABACUS". Este programa se basa en un ajuste de los potenciales del modelo óptico a las medidas experimentales, por medio de mínimos cuadrados. Inicialmente es necesario propo

ner un conjunto de parámetros, encargándose el programa de variar los uno a uno sucesivamente, manteniendo el resto fijo, hasta en contrar cada vez los óptimos. En la Fig. 18, se aprecian las curvas obtenidas con los conjuntos de parámetros inicial y final, además de la curva de Rutherford. El ajuste a los datos experimentales aparece en el primer cuadro de la Fig. 7.

Como es de esperarse que los parámetros usados para ^{110}Ag sean sensiblemente los mismos que para ^{108}Ag , las distribuciones angulares de ambos núcleos se ajustaron empleando los mis mos parámetros.

b) Algunas consideraciones del modelo de capas.- Los núcleos bombardeados en el presente trabajo, ^{107}Ag y ^{109}Ag , con 47 protones cada uno, y 60 y 62 neutrones, respectivamente, tienen espín y paridad $1/2^-$. De consideraciones del modelo de capas, se puede suponer que el protón non, está en la capa $2P_{1/2}$ fuera del carozo par-par del $^{106}_{46}\text{Pd}_{60}$.

La Fig. 19 muestra aproximadamente las posiciones rela tivas de las capas orbitales en la región intermedia. Suponiendo una cerradura fuerte para $N = 50$, es de esperarse que el neutrón transferido en la reacción (d,p) ocupe las capas $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ y $1h_{11/2}$. Excepto para esta última, el aco plamiento del espín $1/2$ de cualquiera de los dos núcleos de plata 107 ó 109 , con neutrones ocupando estos estados, debe excitar niveles de paridad negativa en ^{108}Ag y ^{110}Ag , dando por resultado distribuciones angulares con $l_n = 0, 2$ y 4 .

En base a las curvas teóricas DWBA se asignaron momentos angulares l_n del neutrón transferido, los que aparecen claramente en cada una de las distribuciones angulares mostradas. El valor l_n asignado en cada caso, se ha tomado del mejor ajuste entre las predicciones teóricas y los datos experimentales, fijándose primordialmente en el ángulo donde aparece el primer máximo o máximo principal de la distribución angular. En los casos en donde estas asignaciones son dudosas, particularmente donde existe una combinación de secciones relativamente bajas e irregularidades en las distribuciones angulares, el valor de l_n está encerrado en un paréntesis.

c) Ajustes en ^{108}Ag .- De los 44 niveles estudiados en ^{108}Ag , 7 se ajustaron con $l_n = 0$, 10 con $l_n = 2$, 1 con $l_n = 4$, 12 con $l_n = 1$, 2 con $l_n = 3$ y a 12 no se les pudo ajustar razonablemente una curva.

Como era de esperarse, por las consideraciones teóricas, los primeros niveles se ajustan con l_n par; el primer valor impar, se encuentra hasta los 679 keV de excitación, es decir, hasta el décimo nivel y con valor $l_n = 1$.

Debido a la muy pobre estadística con que se observó al estado base, no fue posible ajustarle ninguna curva teórica y se puede notar que la sección de este nivel es entre uno y dos órdenes de magnitud menor que la mayoría de los niveles excitados más bajos.

Se calcularon además de las secciones, factores espectroscópicos para cada nivel, del siguiente modo:

$$S = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{experimental}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{teórica}}}$$

Para dicho cálculo se utilizó en esta relación, no solamente la sección en el máximo de ambas curvas tanto teórica como experimental, como suele hacerse, sino usando toda el área bajo la curva en ambos casos.

Para resumir los resultados de este trabajo, se presentan en la Tabla II, comparándolos con los valores de energía de excitación del trabajo antiguo de MIT y los resultados de Bolotin⁽⁵⁾. Esta tabla muestra para cada nivel observado la sección calculada según se explicó en el capítulo III, la correspondiente asignación de momento angular y una cantidad S' definida como:

$$S' = (2J+1) S$$

Esta última cantidad suele publicarse actualmente con más frecuencia que $\frac{(2J+1)}{(2I+1)} S$ usada antes.

d) Ajustes en ^{110}Ag .- En este caso se estudiaron, como ya se mencionó, 53 niveles, de los cuales 9 se ajustaron con $l_n = 0$, 13 con $l_n = 2$, 3 con $l_n = 4$, 10 con $l_n = 1$ y 1 con

$l_n = 3$, a los 17 restantes no se les pudo ajustar curva alguna. Para la plata 110 el primer caso de l_n impar se encuentra a 438 kev de excitación y es nuevamente $l_n = 1$.

El primer nivel de ^{110}Ag que aparece, tiene un $l_n = 2$. Por comparación con la plata 103 y estudios de reacciones (n, γ) el estado base debe tener $J = 1^+$, valor que no es posible si $l_n = 2$, por lo que se supone que debe existir un nivel de mayor Q (energía liberada), similarmente al caso ^{108}Ag .

Si no se ha observado podría deberse a que está muy cercano en energía al primer excitado y este instrumento no alcanza a resolverlo o a que está muy débilmente poblado. Si este último es el caso, puede suceder que una pequeña cantidad del otro isótopo de la plata lo oscurezca debido al pequeño corrimiento en energías de los grupos de protones. El caso primero podría apoyarse en las observaciones con reacciones (n, γ) , en las que hay indicaciones de que el estado base y el primer excitado distan entre sí de 2 a 4 KeV.

V.- DISCUSIONES Y CONCLUSIONES

Parece interesante comparar el esquema de niveles obtenidos en el presente experimento con el estudio reciente de transiciones directas (n, γ) a niveles de ^{108}Ag y ^{110}Ag . Bolotin y Namenson⁽⁵⁾, en Argonne, han medido los rayos γ provenientes de la captura de un neutrón, con precisiones de 3 keV en energía. La resolución en energía de este experimento es de unos 5 a 8 KeV. La Fig. 20 muestra los dos esquemas de niveles en el intervalo de energías cubierto por ambos experimentos para ^{108}Ag . Con la reacción (d,p) se pueblan 28 niveles hasta una excitación de 1.3 MeV, mientras que de las medidas (n, γ) se asocian 32 transiciones directas a estados de ^{108}Ag .

El esquema de niveles de ^{110}Ag es comparable con un trabajo de Estulin y coautores⁽¹³⁾, donde observaron, por medio de electrones de conversión interna, los primeros 16 niveles, todos con energías de excitación menores de 700 keV y las transiciones entre ellos. En este trabajo se publican asignaciones de J^π para 12 de los 16 niveles estudiados. La Fig. 21 muestra esta comparación.

En las Figs. 22 y 23 se han incluido también comparaciones de intensidades relativas aparecidas en este trabajo en base a reacciones (d,p) con las de Bolotin de reacciones (n, γ)

para ^{108}Ag y ^{110}Ag respectivamente. De estos esquemas, se ve claramente que hay estados intensamente poblados en (d,p) que son muy débiles en (n, γ) o inclusive no se ven y viceversa. Esto es de esperarse, ya que la reacción (d,p) debe poblar muy fuertemente los estados de paridad negativa, puesto que estados de paridad positiva tienen que ver con configuraciones del protón de orden mayor, mientras que las reacciones (n, γ), cuando son transiciones del tipo M1 (dipolar magnético), pasan de estados de paridad negativa a paridad negativa y las del tipo E1 (dipolar eléctrico), pasan a paridad positiva. Como estas últimas transiciones (E1) son mucho más probables, las transiciones (n, γ) más prominentes son las correspondientes a estados de paridad positiva.

De manera que el esquema de niveles y la asignación de valores I_n del presente análisis de despojo, en combinación con los resultados (n, γ) de Bolotín y Namenson hace posible la asignación de paridad, y en algunos casos del espín en los niveles de los dos núcleos de plata. Los estudios de reacciones (n, γ) y consideraciones del modelo de capas, indican que los estados base de los isótopos 108 y 110 de la plata son I^+ .

En vista de que en el caso de ^{108}Ag sí se observó el estado base a través de la reacción (d,p), es necesario buscar un mecanismo para explicar cómo se puede formar.

La paridad positiva puede formarse sólo por el acoplamiento del protón $p_{1/2}$ de ^{107}Ag con un neutrón $n_{1/2}$; esta combi-

nación restringe el espín a 5 ó 6 que no va de acuerdo con lo observado. Otra posible configuración para el protón non de la plata 107 es una que se forme a través del acoplamiento del estado isomérico $(g_{9/2})^{-3}7/2^+$, que está a 93 keV de excitación en ^{107}Ag con un neutrón $2d_{5/2}$. Esta combinación sería consistente con la paridad par y el espín 1 de ^{108}Ag y con análisis empíricos y cálculos teóricos de espines para núcleos non-non.

Los resultados de este estudio no permiten confirmar la existencia del estado base de ^{110}Ag a menos de 4 keV del primer excitado, debido a la resolución del espectrógrafo. Parece que hasta el momento la espectroscopía de rayos γ de alta resolución tampoco ha sido capaz de observar estos dos estados con suficiente intensidad relativa.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco sinceramente al Dr. Anthony Sperduto y al Fts. Marcos Mazari por su valiosa discusión de los problemas que se presentaron durante todo el desarrollo del trabajo. Al Dr. Jorge Rickards por la dirección de la tesis. A los Dres. Alfonso Mondragón y Ariel Tejera por sus útiles opiniones. A todo el personal de MIT por la exposición y revelado de las placas. A la señorita Georgina Moreno y a la señora Edda Osalde de C., por la lectura al microscopio. A los señores José Manuel Ramos y Alfonso López, por la elaboración de los dibujos y a la señora Flora Elena Pacheco de Pérez por la mecanografía.

REFERENCIAS

- 1).- M. Mazari, MIT. LNS Progr. Report, p 44 (November, 1957)
- 2).- Nuclear Data Sheets 1959-1965 Parte 4 pág. 895. National Academy of Science. National Research Council, Washington, D.C.
- 3).- G. A. Bartholomew y B. B. Kinsey Can. J. Phys. 31, 1025 (1953)
- 4).- A. Spurduto (Comunicación privada)
- 5).- H. H. Bolotin y A. Namenson, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois.
- 6).- H. A. Enge y W. W. Buechner. Rev. Sci. Instr. 34, No. 2, 155 (1963)
- 7).- H. Enge, MIT. Internal Report.
- 8).- A. Rytz. "Energies of Natural Alpha Radiators". Proceedings of the Second International Conference on Nuclidic Masses, Viena, Austria, pág. 221 (1963)
- 9).- Nuclear Data Tables, Parte 3, pág. 162. L. B. Marion National Academy of Science. National Research Council, Washington, D.C. E.U.A. Atomic Energy Commission.

- 10).- L. A. König et al Nucl. Phys. 31, 28 (1962)
- 11).- R. H. Bassel, R. M. Drisko y G. R. Satchler. "Zero Range" formalism, without spin orbit coupling, and code Sally. Oak Ridge National Laboratory.
G. R. Satchler. Nucl. Phys. 55, 1 (1964).

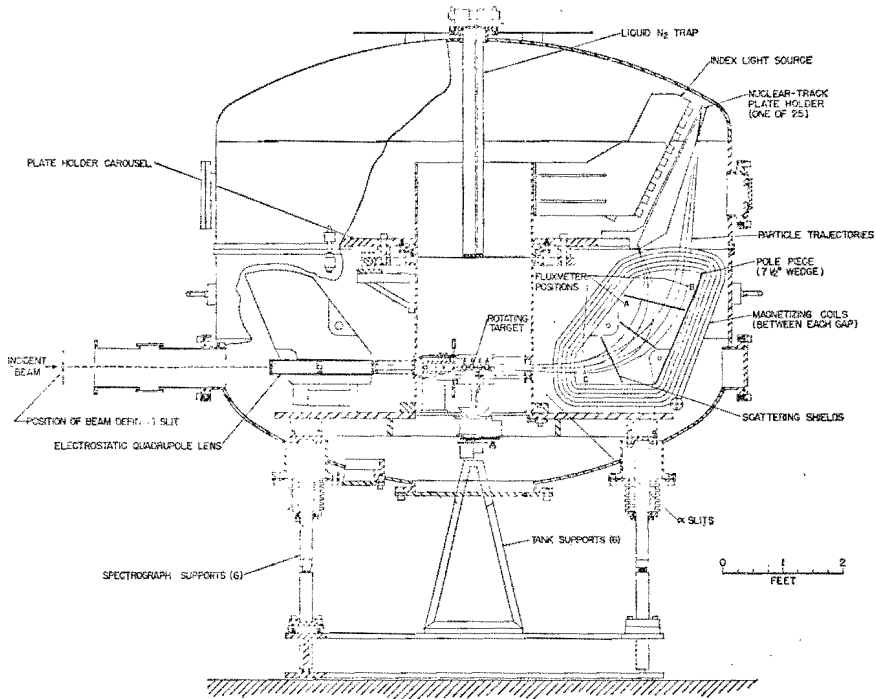


Fig. 1

Reproducida de Rev. Sci. Instr. Vol 34, No. 2, 155 (1963)

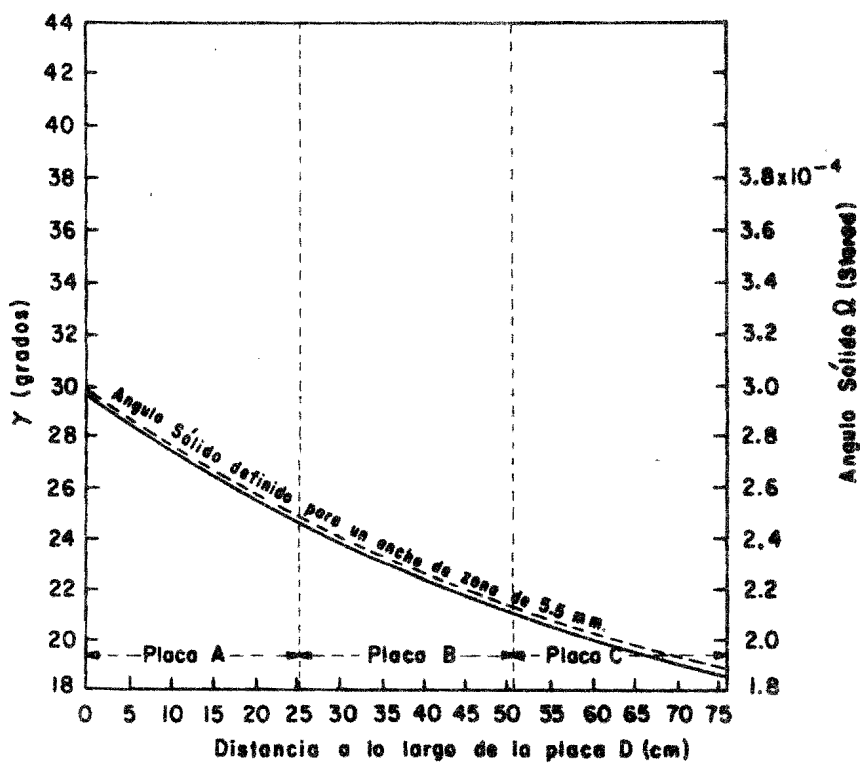


Fig.2

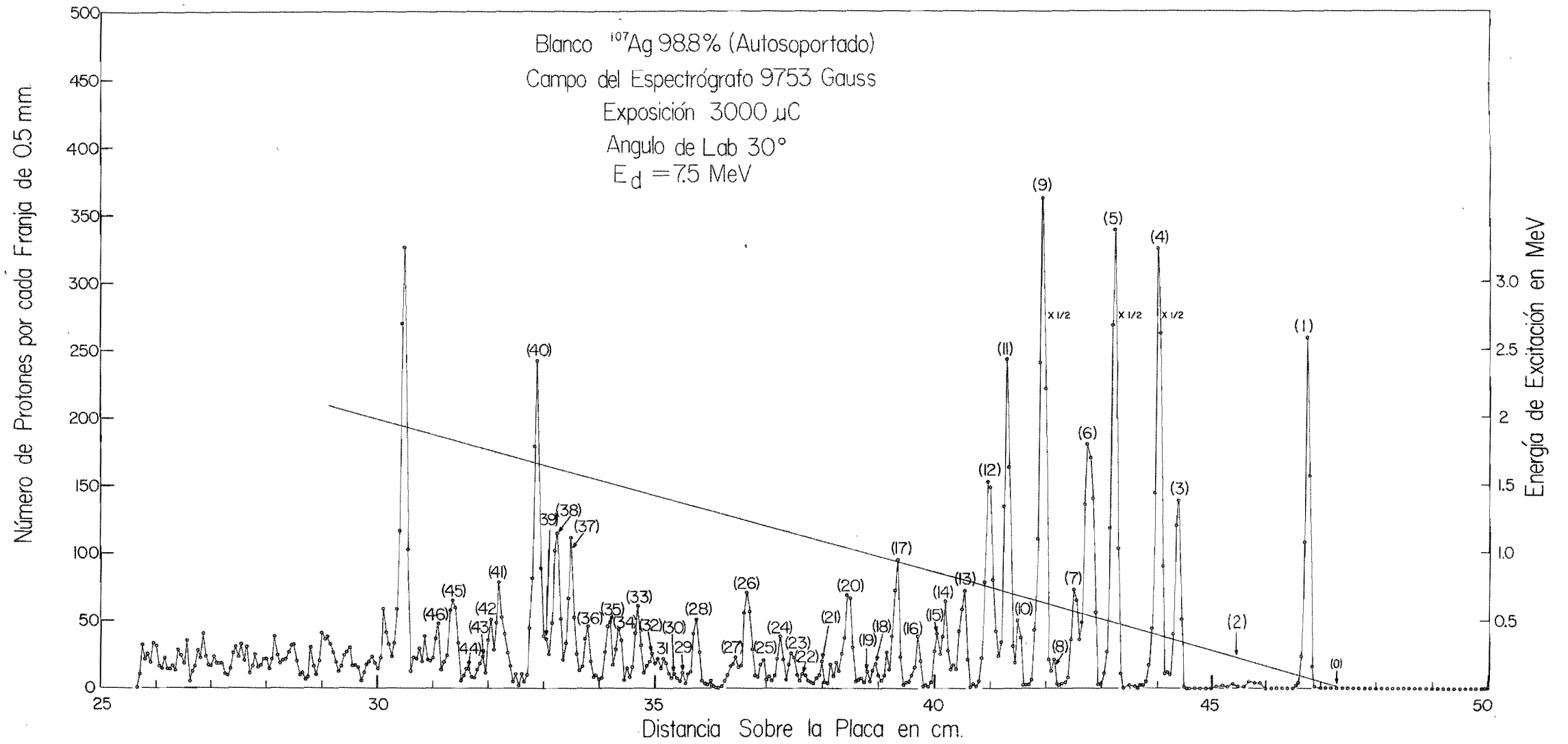


Fig.3

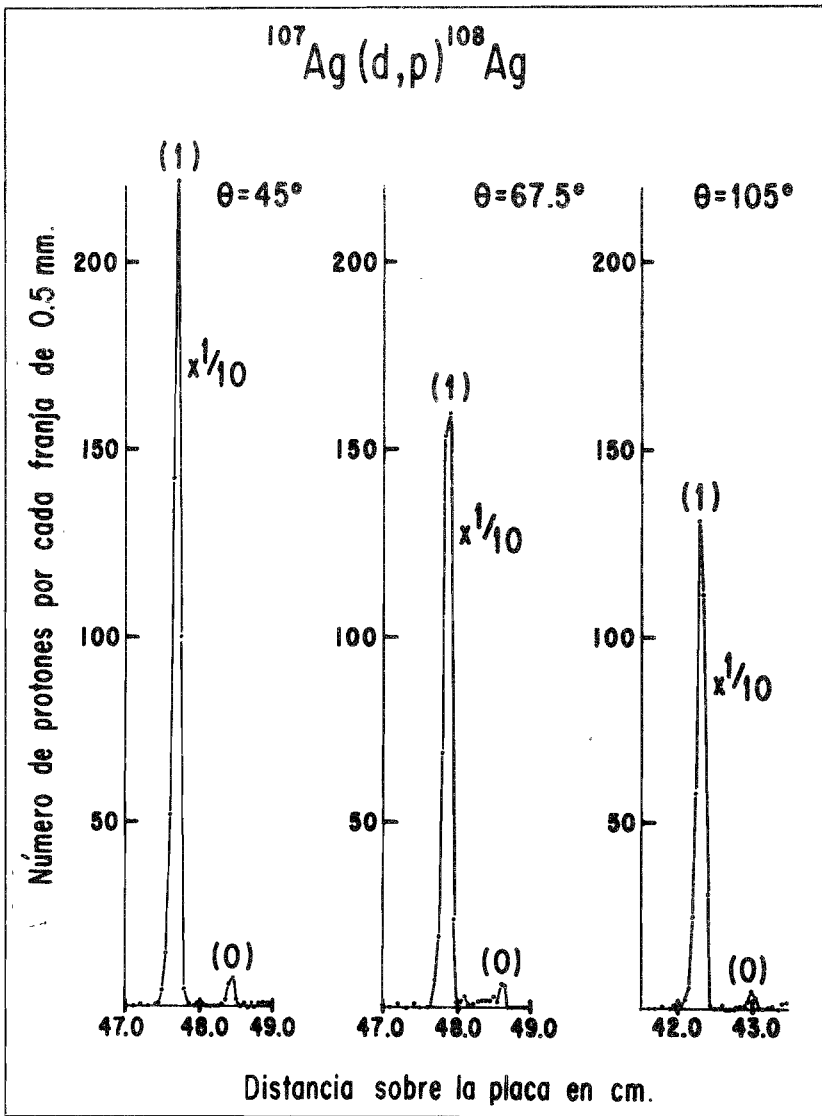


Fig.4

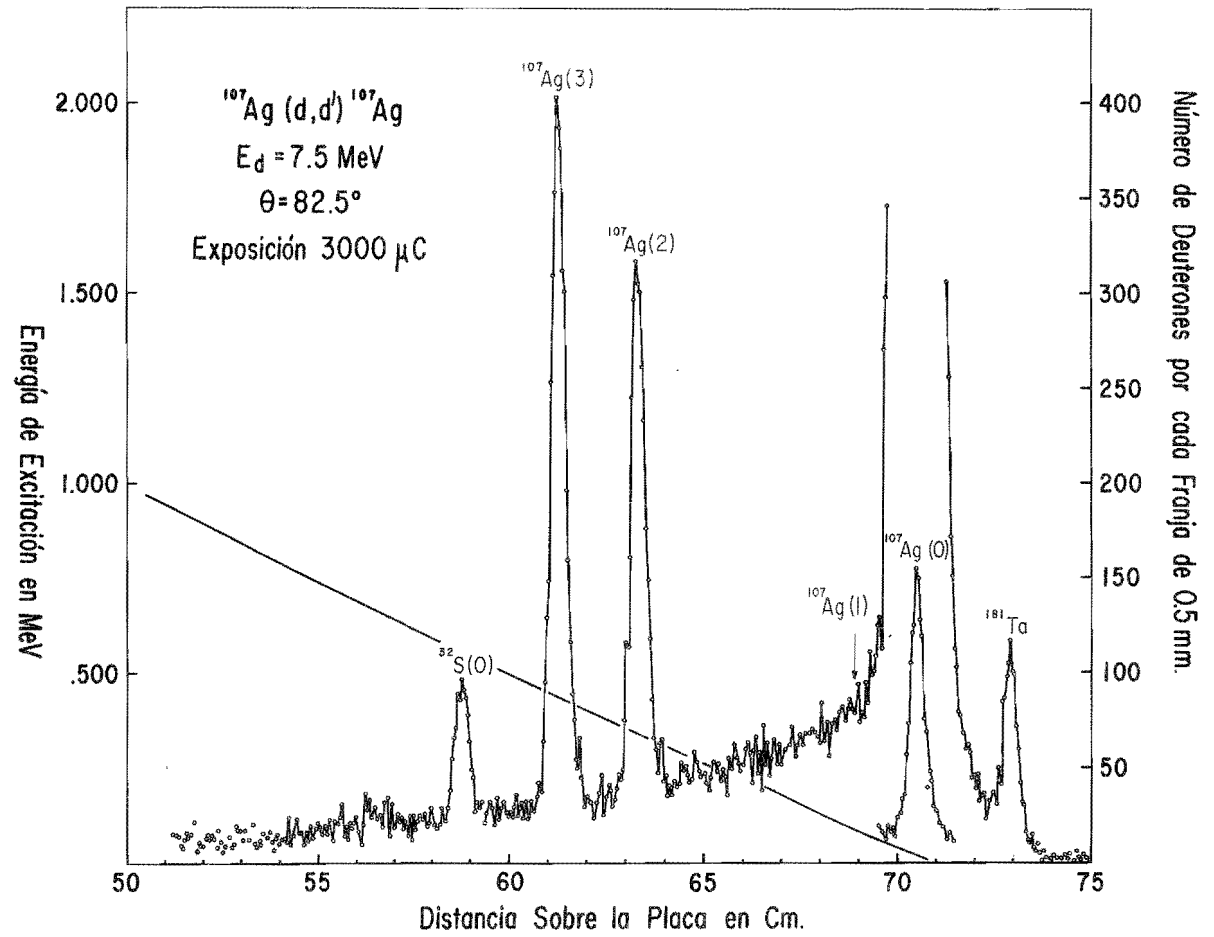


Fig.5

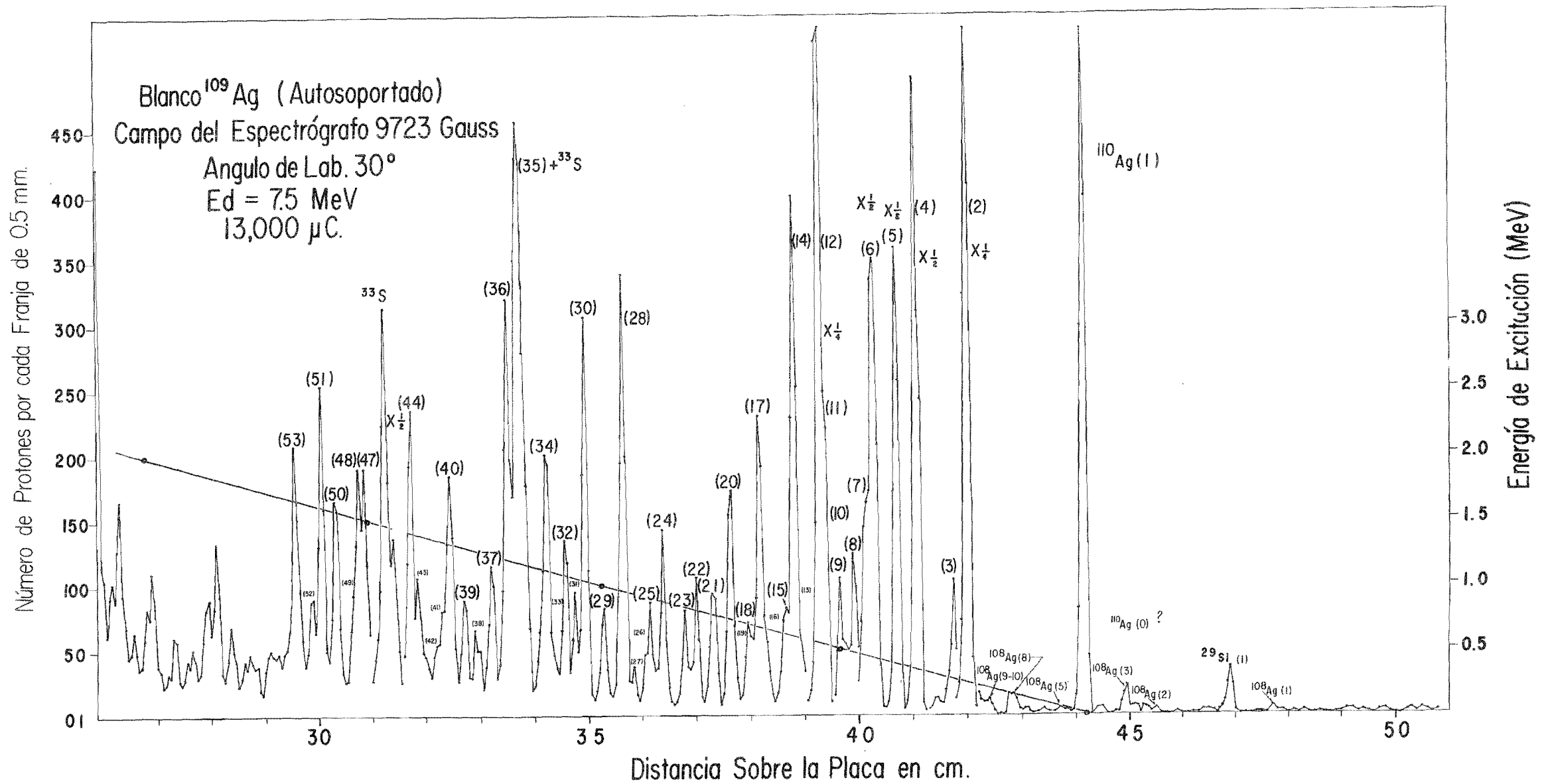


Fig.6

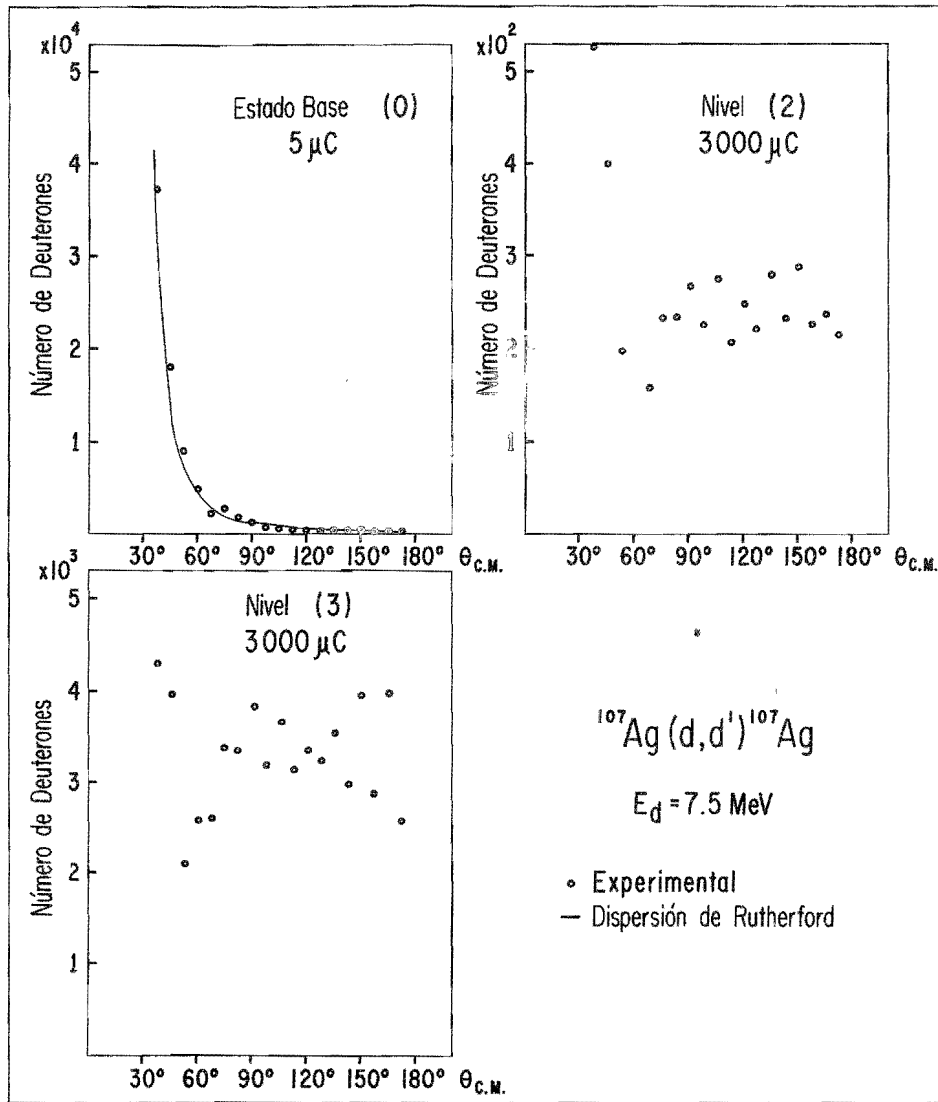


Fig.7

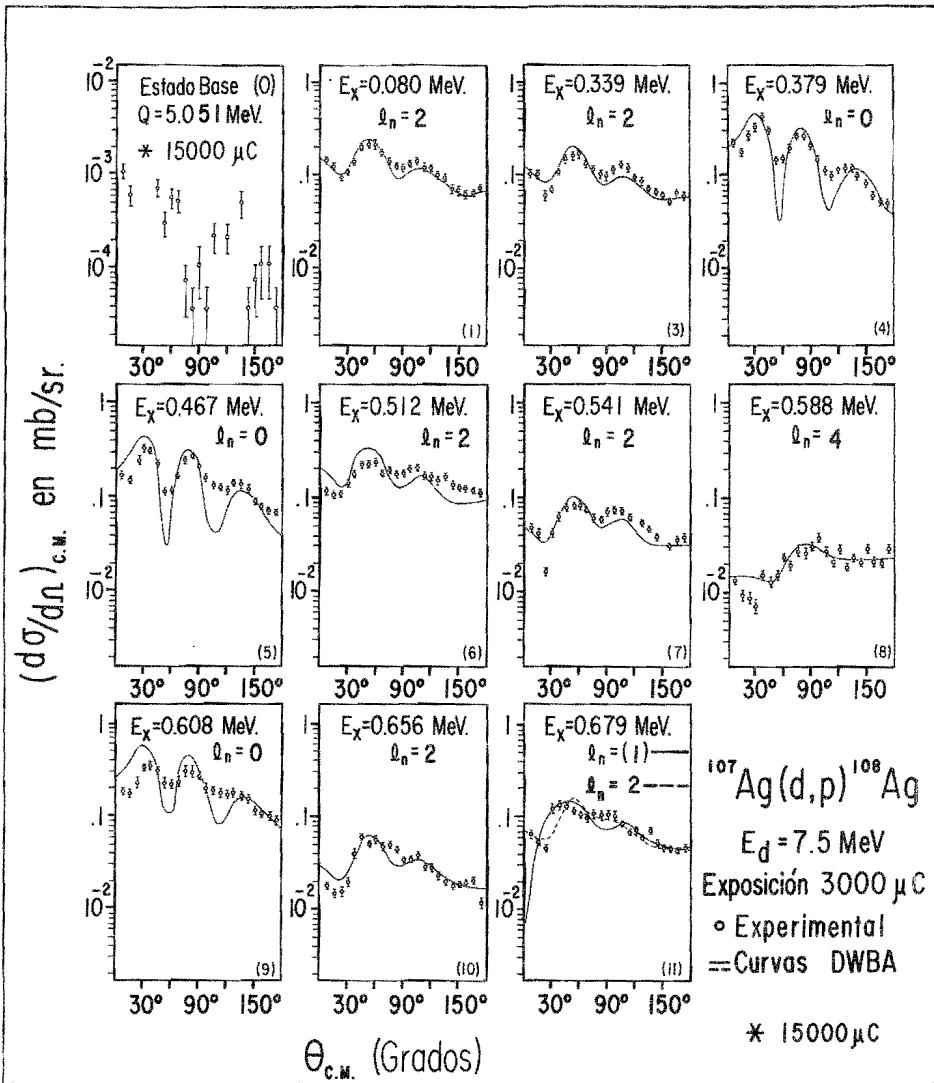


Fig.8

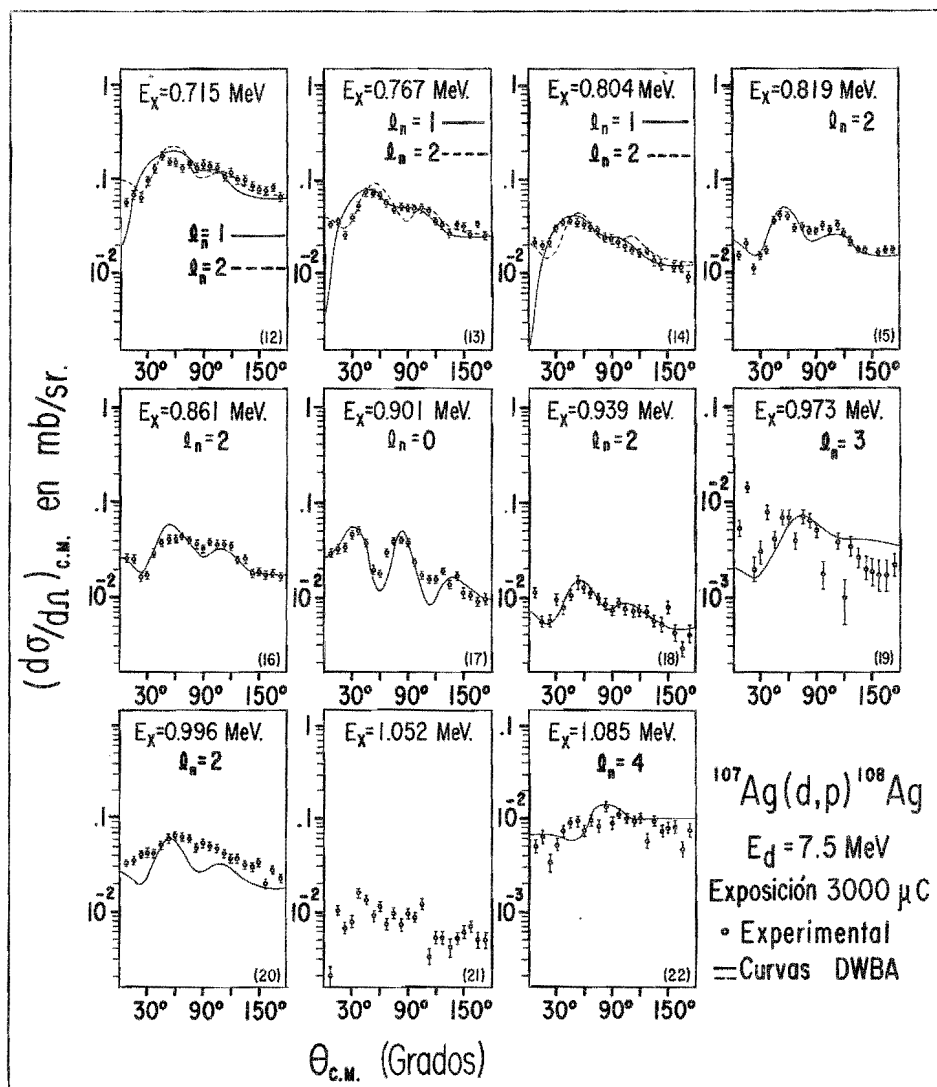


Fig.9

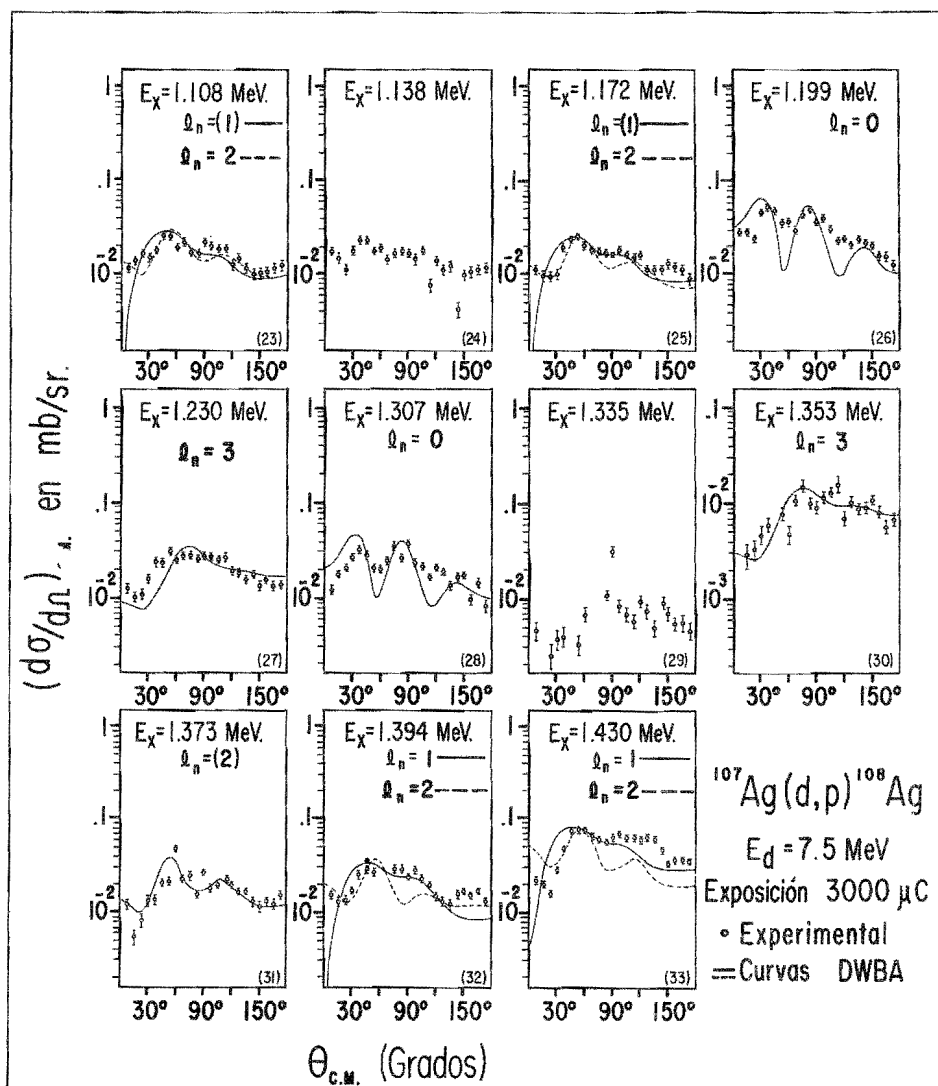


Fig.10

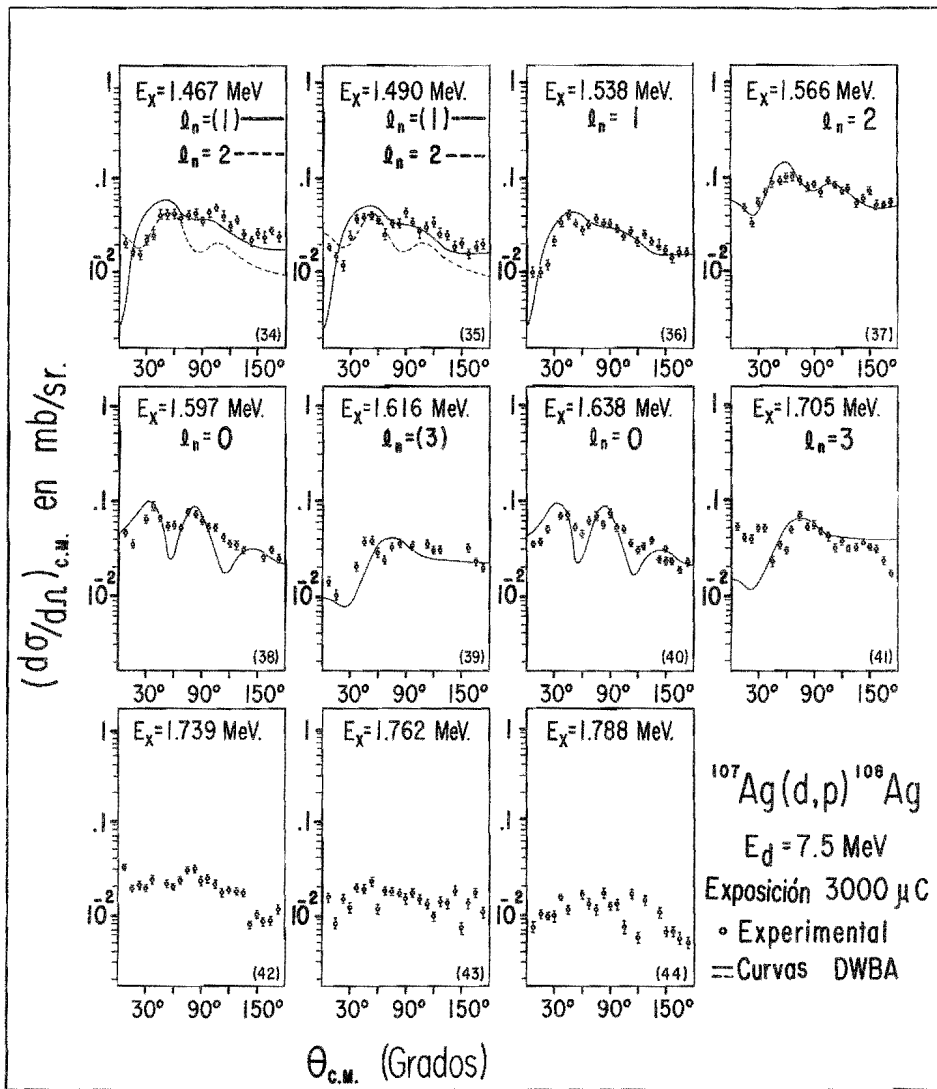
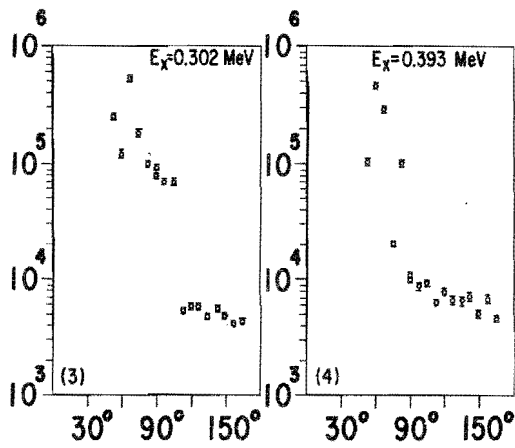
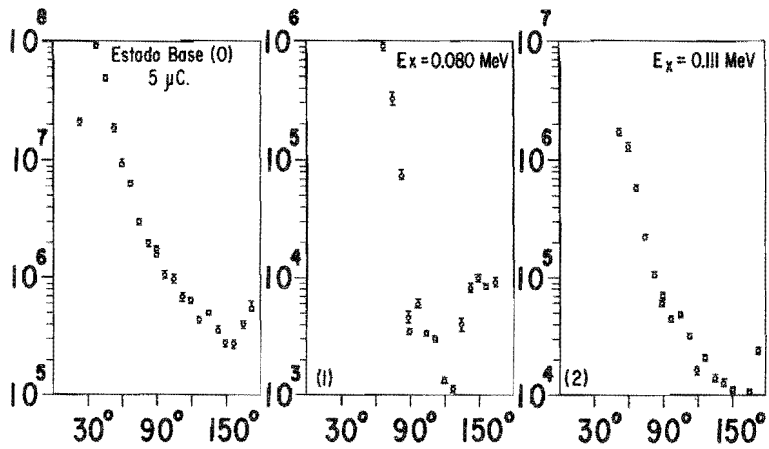


Fig.II

$(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}$ en mb/sr.



$^{109}\text{Ag}(d,d)^{109}\text{Ag}$

$E_d = 7.5$ MeV

Exposición 1797 μ C.

⊠ Experimental

$\theta_{c.m.}$ (Grados)

Fig.12

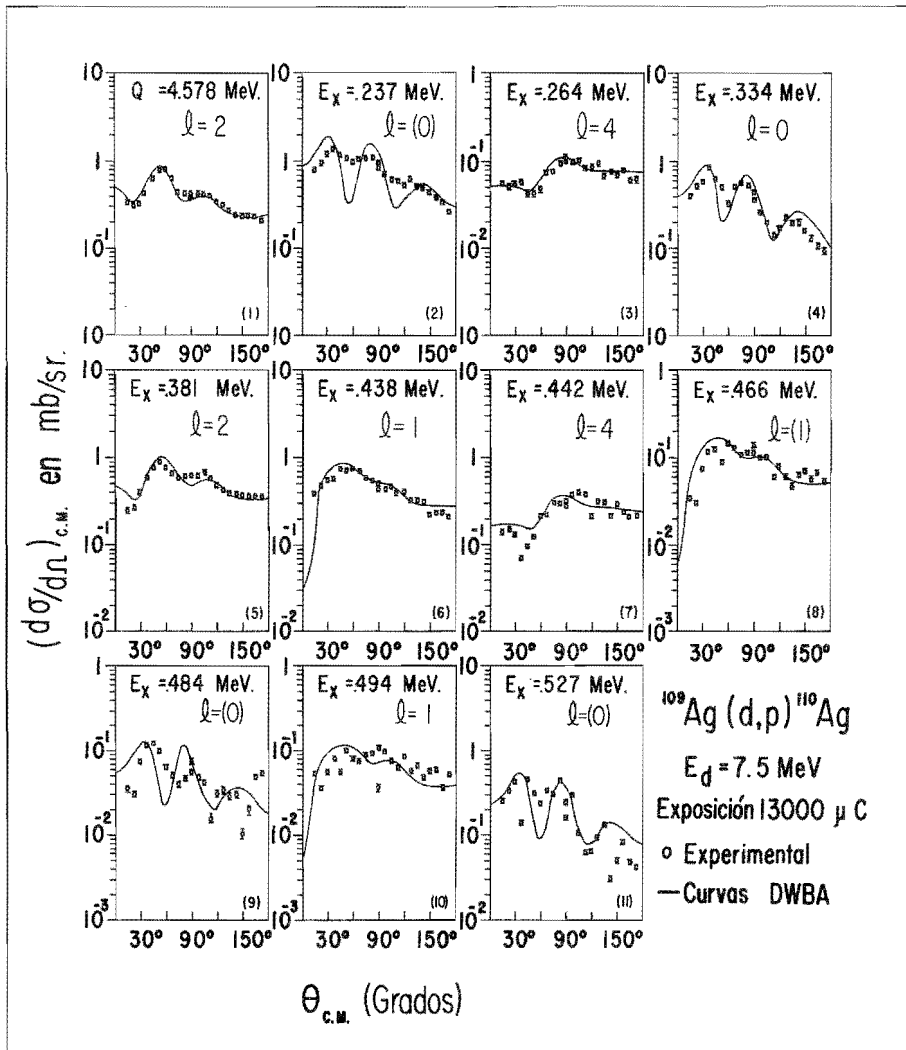


Fig.13

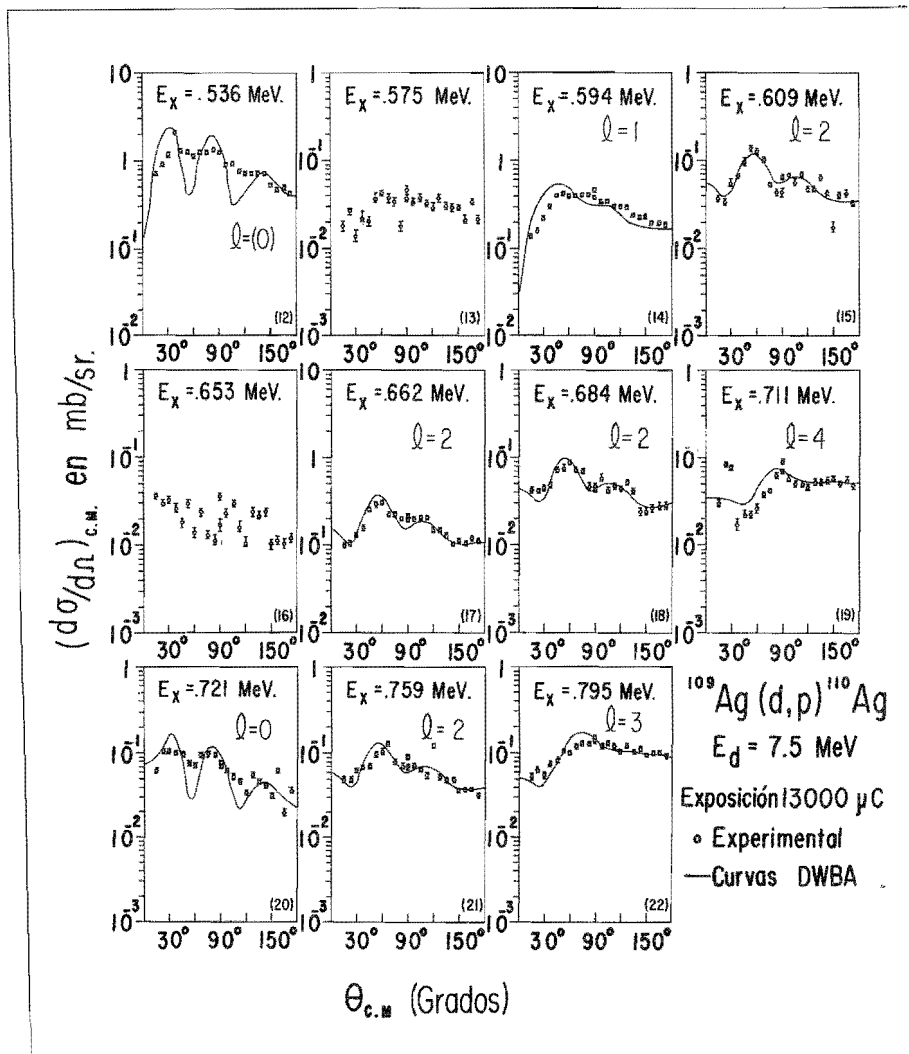


Fig.14

$(d\sigma/dn)_{c.m.}$ en mb/sr.

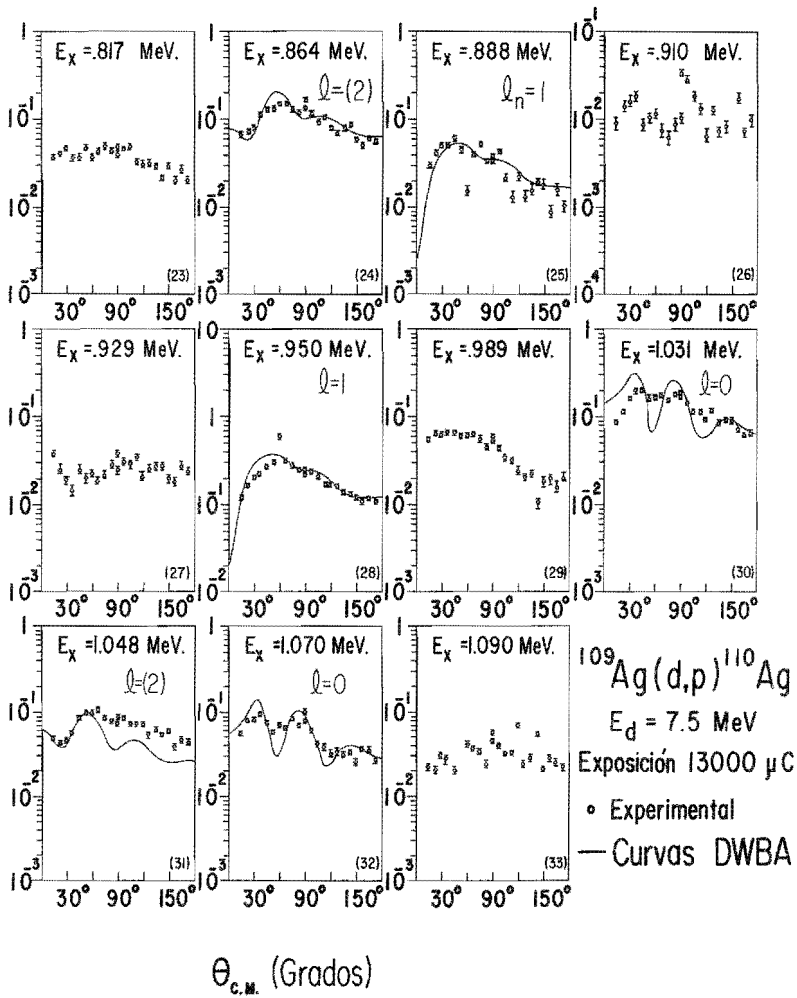


Fig.15

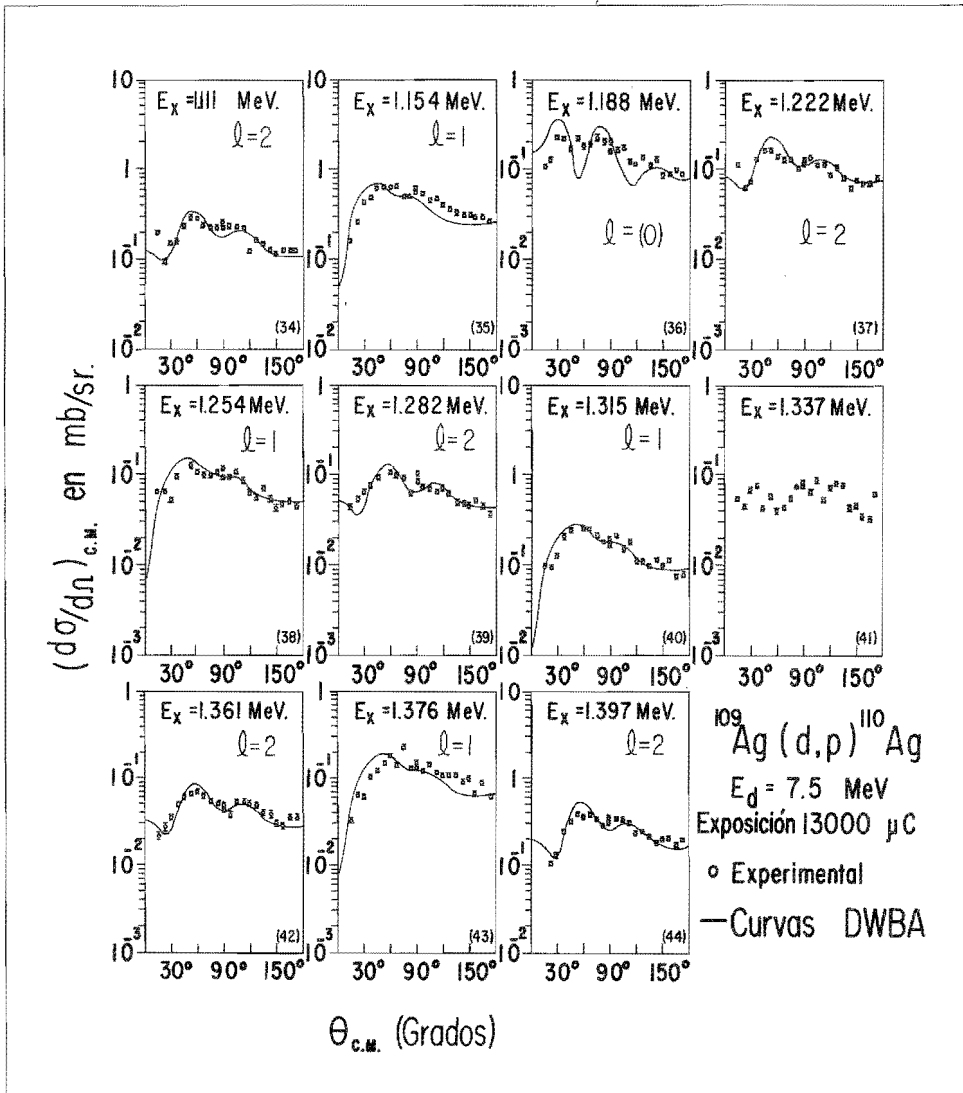


Fig.16

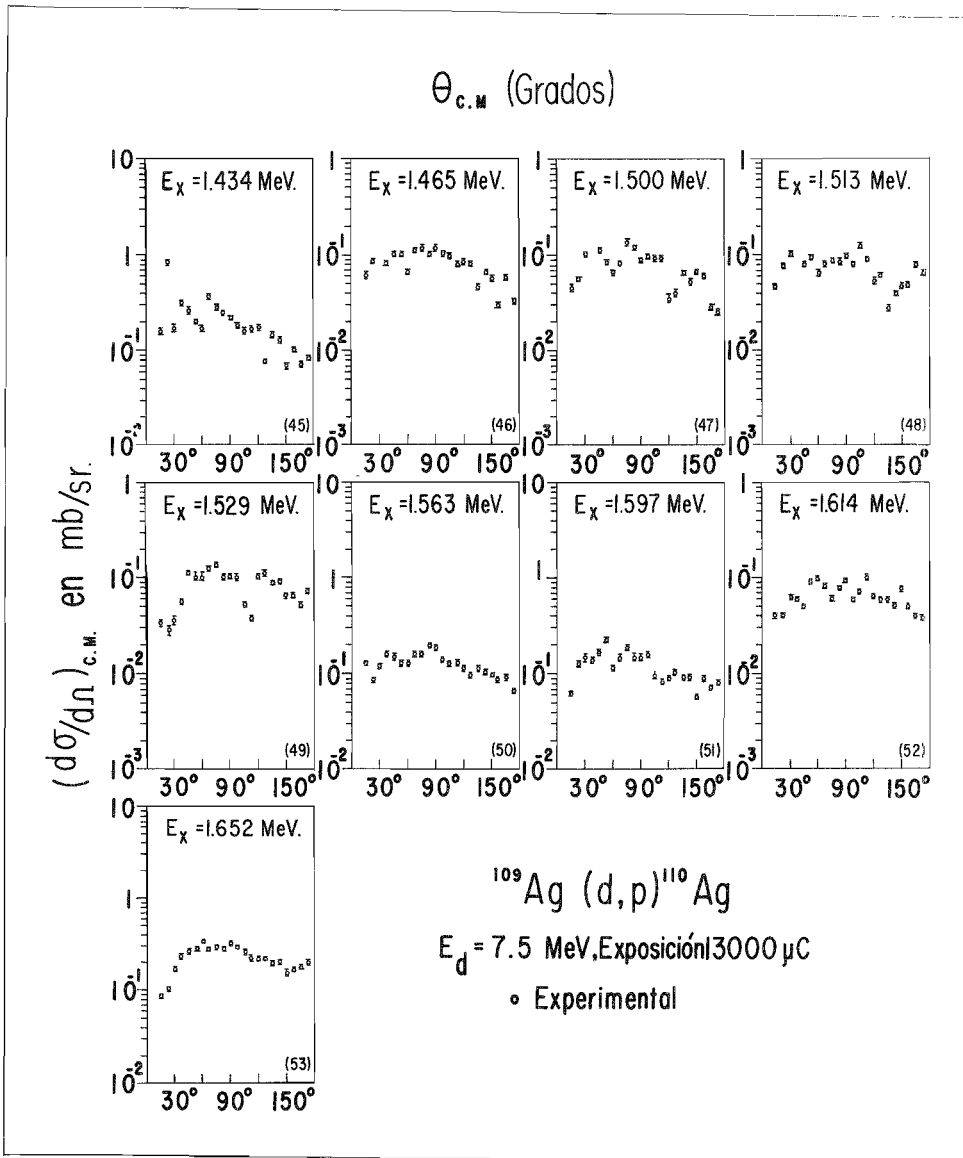


Fig.17

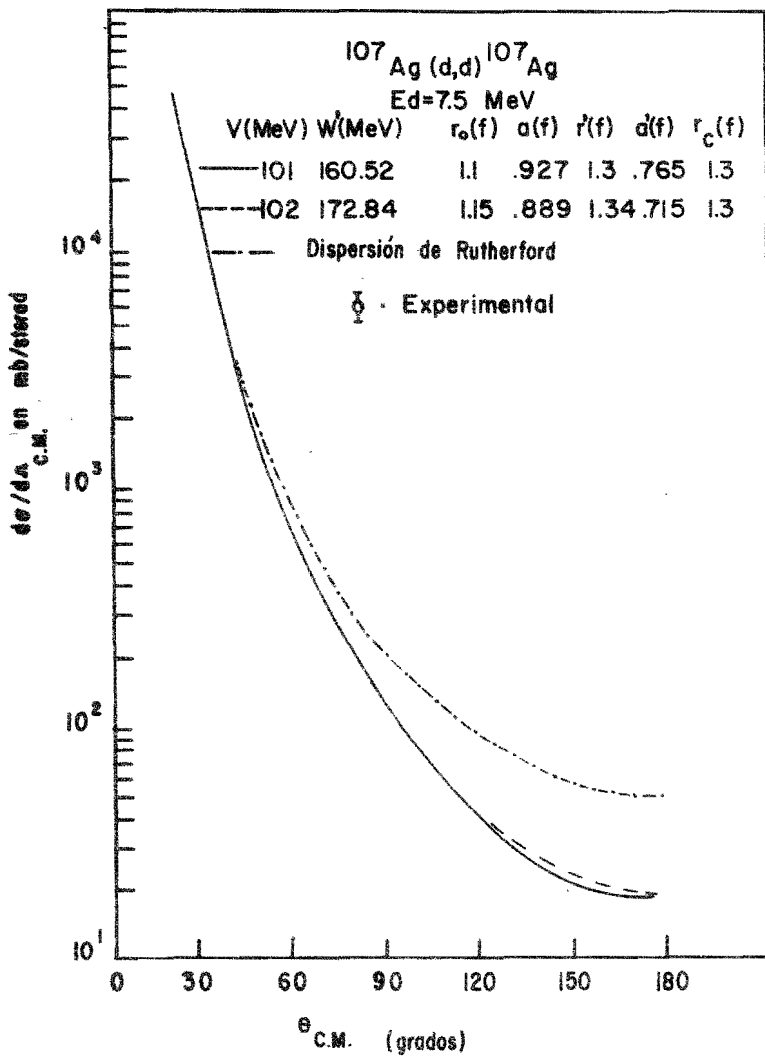


Fig.18

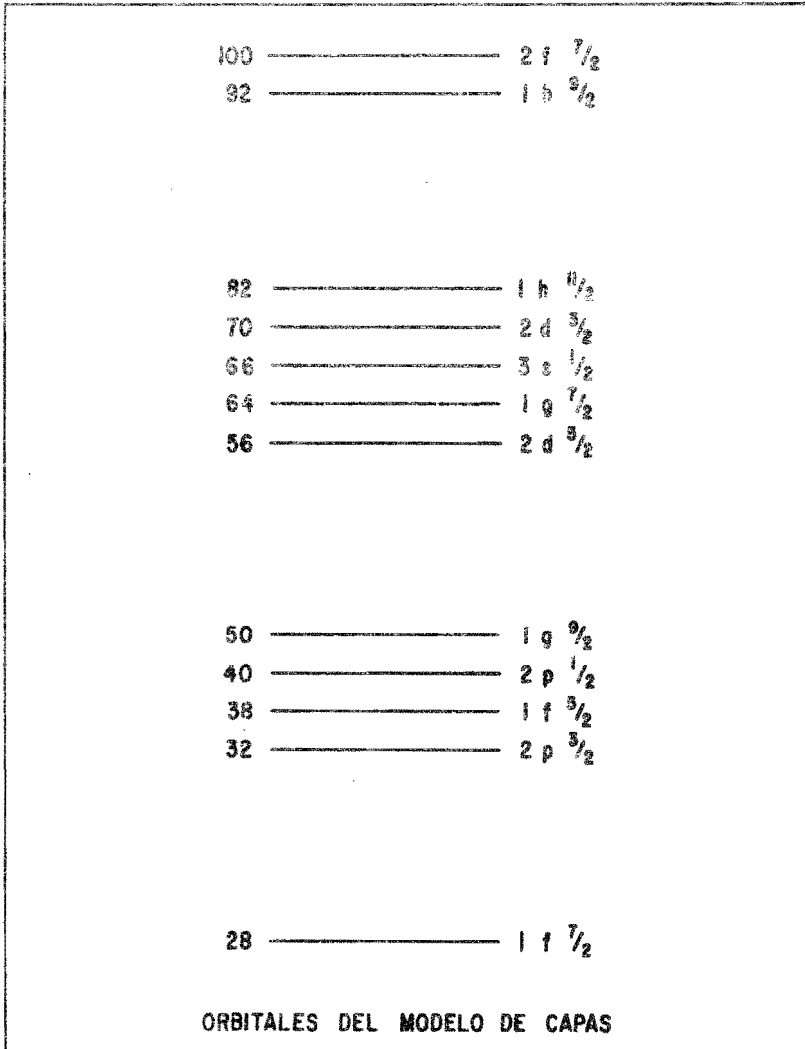


Fig.19

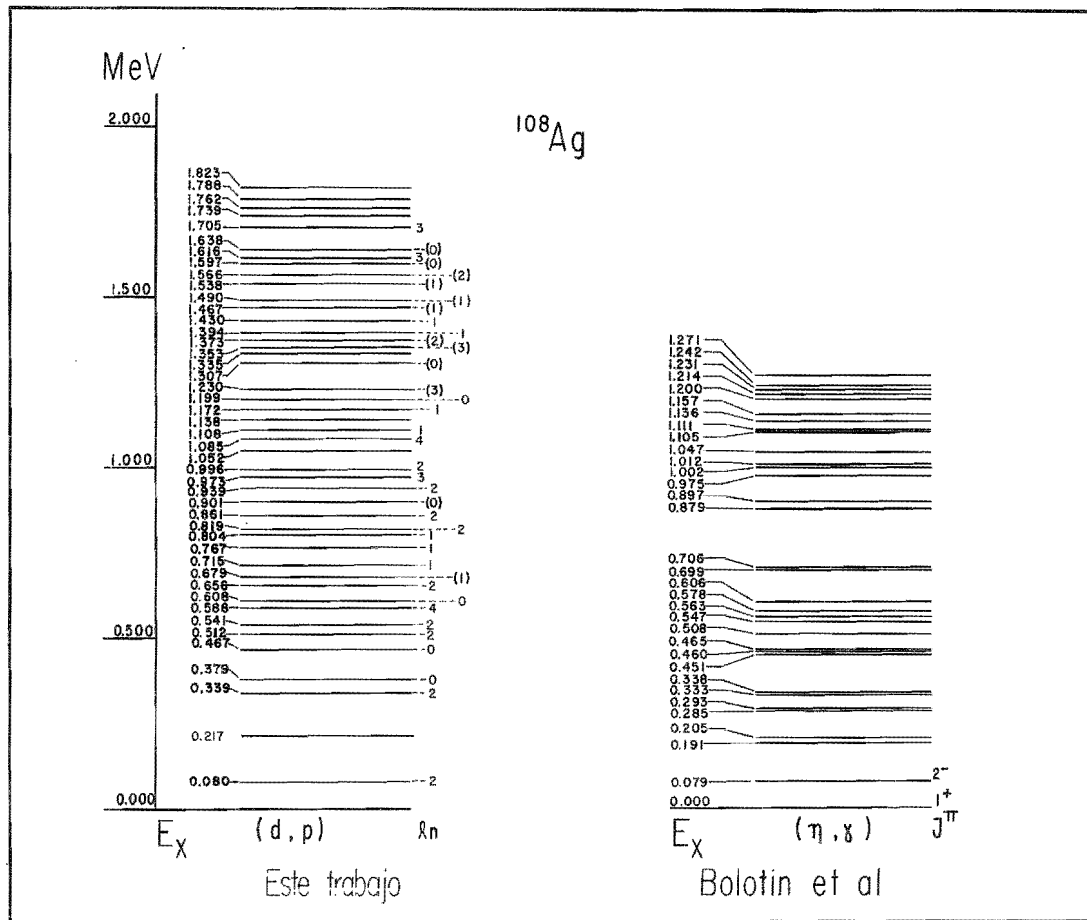
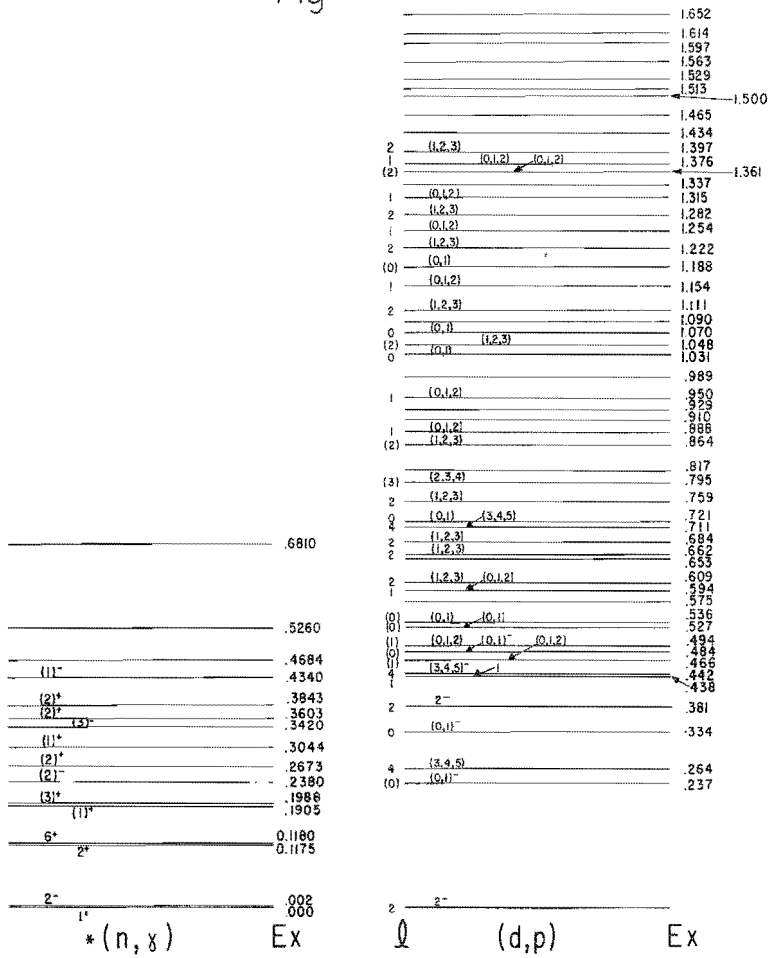


Fig.20

¹¹⁰Ag



* Estulin et al Soviet Journal of Nucl. Phys. 5, 819 (1967)

Fig.21

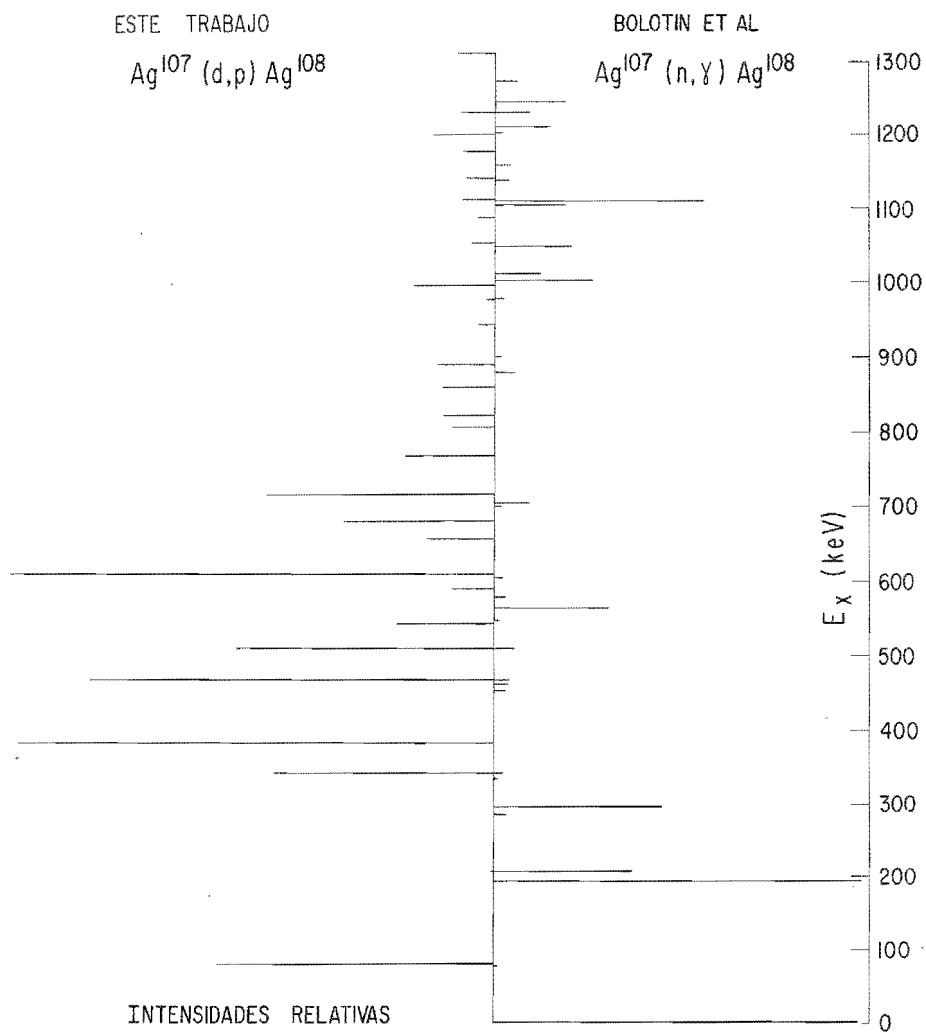


Fig.22

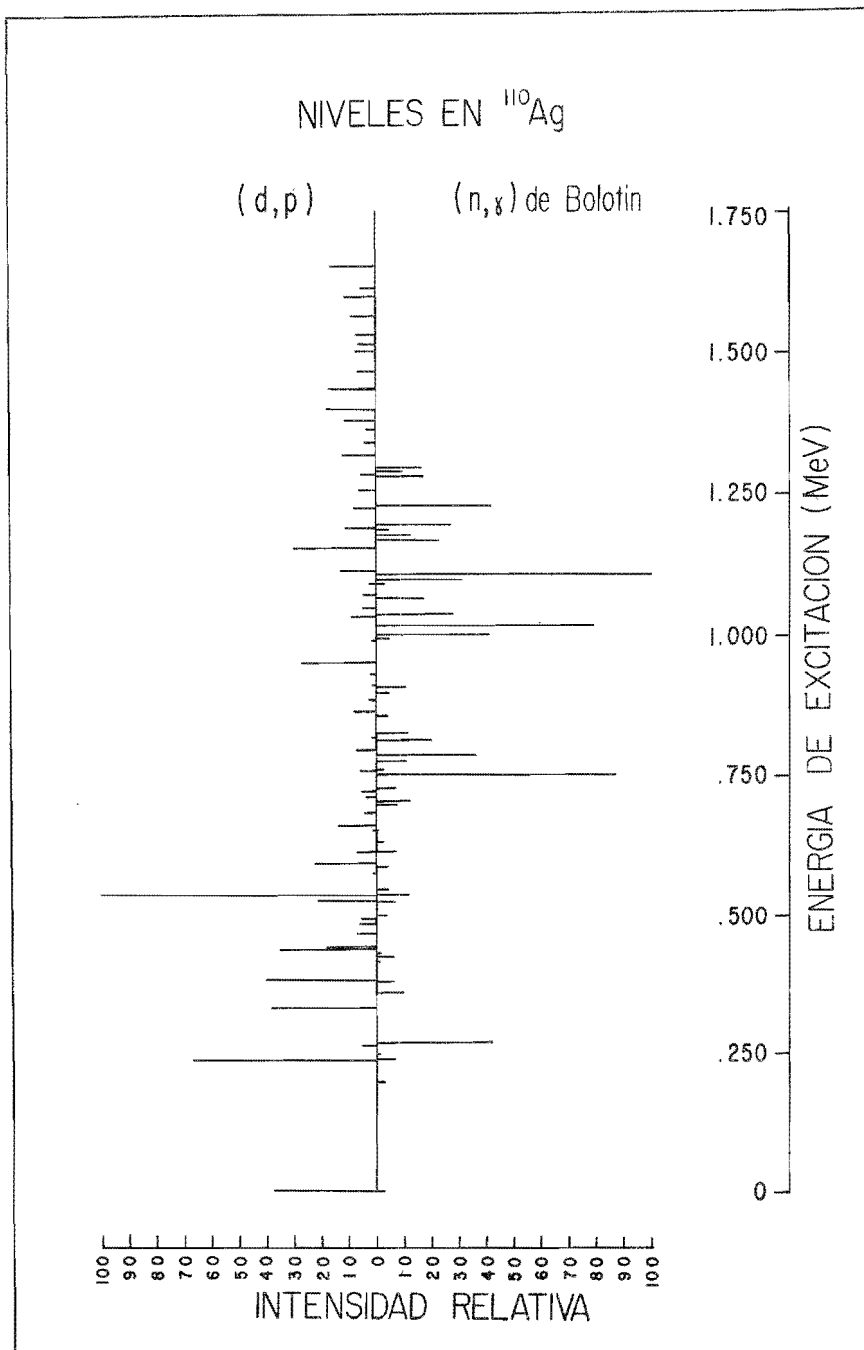


Fig.23

T A B L A I

	Parámetros del Deuterón	Parámetros del Protón
V(MeV)	101	55
r_0 (f)	1.00	1.25
a (f)	.927	.650
r' (f)	1.213	1.250
a' (f)	.765	.470
$4W$ (MeV)	60.52	56
r_c (f)	1.3	1.25

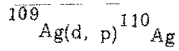
TABLE II
 $^{107}\text{Ag}(d, p)^{108}\text{Ag}$

Nivel	Ex (MeV)			Intensidades Relativas		Resultados de la reacción (d, p)			
	No.	(d, p) ^a	(n, γ) ^b	(d, p) trabajo actual	(n, γ) ^b	(d, p) trabajo actual	($d\sigma/d\Omega$) _{max} 10 ⁻⁴ mb/ster	l n	S'
0	Q _o	5.051	Q _o 5.044	Q _o 5.051	100	0.36	8		
1		.078	.079	.080	1.6	100	2210	2	.0469
2			.191		102				
			.205	.217	39	0.36	8		
			.285		3.0				
			.293		47				
			.333		1.2				
3		.338	.338	.339	2.3	78	1730	2	.0379
4			.380	.379		185	4080	0	.0286
			.451		3.0				
			.460		3.3				
5		.462	.465	.467	3.8	152	3360	0	.0283
6		.511	.508	.512	4.5	101	2240	2	.0611
7		.539	.547	.541	1.1	38	832	2	.0155
			.563		33				
8			.578	.588	3.0	17	376	4	.0427
9		.606	.606	.608	2.6	168	4160	0	.0282
10		.650		.656		28	608	2	.0090
11		.675		.679		58	1280	1,2	.0120
			.699		1.8				
12		.711	.706	.715	10.2	90	2000	1,2	.0178
13		.763		.767		35	768	1,2	.0069
14				.804		17	376	1,2	.0037
15				.819		19	424	2	.0075
16				.861		21	456	2	.0091
			.879		5.6				
17			.897	.901	1.8	22	480	0	.0030
18				.939		6.8	150	2	.0024
19			.975	.973	2.7	3.3	72	3	.0022
20			1.002	.996	28	32	704	2	.0144
21			1.012		13				
21			1.047	1.052	21	7.2	160		
22				1.085		6.5	144	4	.0290
23			1.105	1.108	19	12	272	1,2	.0026
			1.111		58				
24			1.136	1.138	3.4	11	240		
			1.157		3.0				
25				1.172		12	264	1,2	.0022
26			1.200	1.199	2.2	23	504	0	.0037
			1.214		15				
27			1.231	1.230	9.5	14	312	3	.1126
			1.242		18				
			1.271		5.9				
28				1.307		14	320	0	.0022
29				1.335					
30				1.353		7	160	3	.0038
31				1.373		12	256	2	.0050
32				1.394		13	296	1,2	.0026
33				1.430		36	800	1,2	.0052
34				1.467		19	416	1,2	.0040
35				1.490		18	400	1,2	.0035
36				1.538		19	424	1	.0032
37				1.566		49	1090	2	.0195
38				1.597		40	880	0	.0048
39				1.616		18	392	3	
40				1.638		32	704	0	.0045
41				1.705		26	576		
42				1.739		14	304		
43				1.762		7.6	168		
44				1.788		7.2	160		
45				1.823		3.0	640		

a) M. Mazari, MIT LNS Progr. Report, P. 44 (November, 1957).

b) H. H. Bolotin and A. I. Namenson, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois.

TABLA III



Nivel	Ex (MeV)			Intensidades Relativas		Resultados de la Reacción (d, p)			
	No.	(d, p) ^a	(n, γ) ^b	(d, p) trabajo actual	(n, γ) ^b	(d, p) trabajo actual	(dσ/dΩ) _{max} 10 ⁻⁴ mb/ster	1n	S'
1			0	0	2.6	37	8043	2 (1)	.157407
			.197		3.3				
2	.234		.238	.237	6.3	67	14760	0	.103277
			.248		1.1				
3			.270	.264	42	5	1186	4	.152072
4	.339			.334		38	8325	0	.045106
			.360		9.8				
5	.378		.381	.381	6.3	40	8824	2	.0157271
			.416		0.9				
			.426		5.7				
6	.428		.432	.438	0.8	35	7610	1	.07099
7				.442		18	4014	4	.504571
8				.466		7	1554	1	.013577
9				.484		6	1308	0	.006587
10			.498	.494	3.4	5	1135	1, (2)	.010511
11	.531		.525	.527	7.6	21	4569	0	.026158
12			.539	.536	12	100	21963	(0)	.130232
			.548		3.7				
13				.575		.2	480		
14	.591		.587	.594	4.0	33	4728	1	.047219
15			.615	.609	6.5	7	1521	2	.018951
			.633		2.8				
16			.654	.653	0.7	.2	382		
17	.659			.662		14	3108	2, (1)	.055164
18				.684		4	912	2	.014863
			.698		7.7				
19			.706	.711	12	4	928	4	.106537
20			.727	.721	7.4	5	1114	0	.008840
			.751		87				
21			.760	.759	2.0	6	1425	2	.021037
			.775		11				
			.786		36				
22				.795		7	1562	3	.058708
23			.813	.817	20	.2	495		
			.825		12				
24			.857	.864	4.7	8	1677	(2)	.027374
25				.888		.3	616	1	.003835
			.897		4.2				
26			.906	.910	11	.2	337		
27				.929		.2	378		
28				.950		27	5910	1	.027066
29			.992	.989	4.6	.3	672		
			1.000		41				
			1.017		79				
30			1.037	1.031	28	9	2015	(0)	.014021
31				1.048		5	1147	2, (1)	.018366
32			1.065	1.070	17	5	1015	0	.005995
33			1.089	1.090	2.1	.3	735		
			1.098		31				
34			1.107	1.111	100	13	2934	2	.051400
35				1.154		30	6666	1	.056044
			1.166		23				
			1.176		13				
36			1.185	1.188	4.1	11	2398	0	.016746
			1.194		27				
37			1.229	1.222	42	8	1739	2	.029786
38			1.255	1.254	17	6	1289	1	.011653
			1.263		10				
			1.270		17				
39				1.282		5	1067	2	.018635
40				1.315		12	2630	1	.020737
41				1.337		4	920		
42				1.361		3	711	2	.012144
43				1.376		11	2440	1	.014810
44				1.397		18	3922	2	.052639
45				1.434		17	3833		
46				1.465		6	1330		
47				1.500		7	1532		
48				1.513		6	1384		
49				1.529		7	1517		
50				1.563		9	2005		
51				1.597		11	2402		
52				1.614		5	1122		
53				1.652		16	3547		

a) M. Mazari, MIT LNS Progr. Report, p. 44 (November, 1957).

b) H.H. Bolotin and A. I. Namenson, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois.