

R. 31.657
06-21

BIBLIOTECA
FACULTAD DE CIENCIAS
GRANADA
Estanto 1
Tabla
Núm. 99

EXCITACIONES 1⁺ DE INVERSIÓN DE ESPÍN
EN EL NÚCLEO ²⁰⁸PB

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
N.º Documento 613374096
N.º Copia i 15317080

José Luis Taín Enriquez
Granada 1985

FACULTAD DE CIENCIAS
BIBLIOTECA
GRANADA

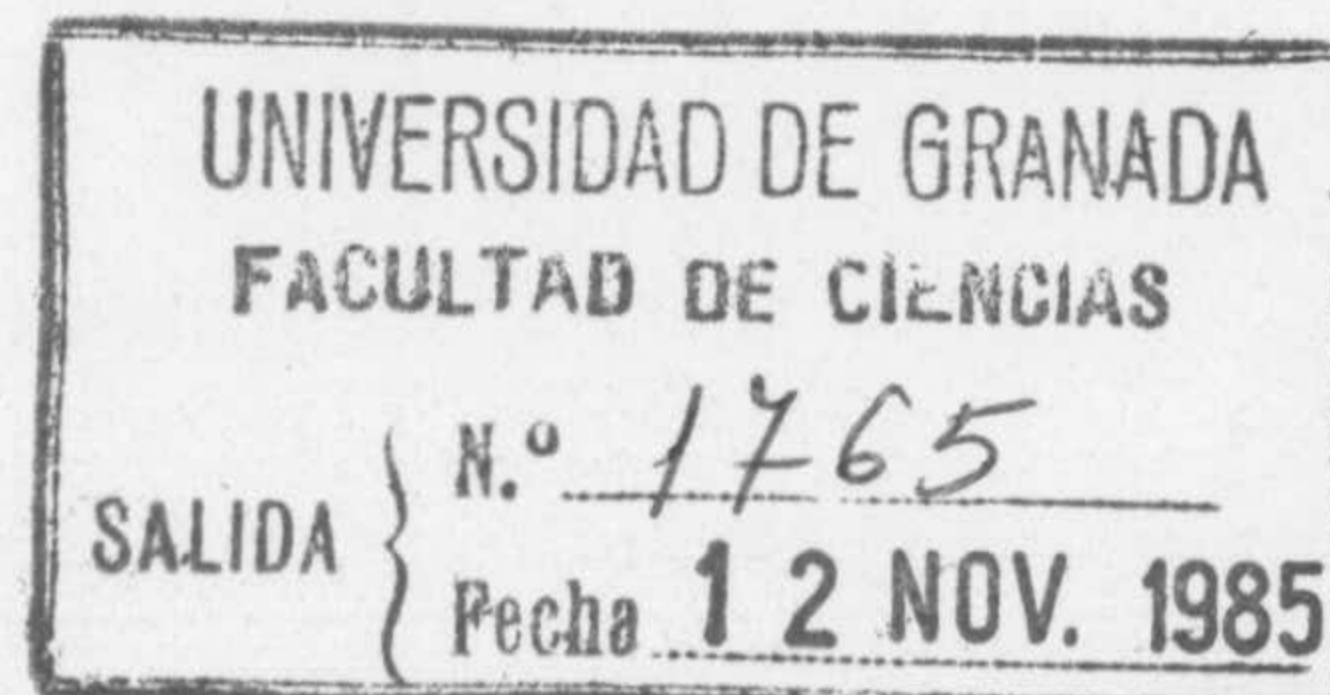
DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR

Facultad de Ciencias

Universidad de Granada
(Spain)

Teléf. (958) 27 42 08

Int. 34 - 58 - 274208



EXCITACIONES 1^+ DE INVERSION DE ESPIN
EN EL NUCLEO ^{208}Pb

Tesis presentada para optar al grado de Doctor en Ciencias, Sección
de Físicas por

JOSE LUIS TAIN ENRIQUEZ

Realizada bajo la dirección del Director del Instituto de Física Nuclear
Experimental II del Centro de Investigaciones Nucleares de Jülich (R.F.Alemana),
Prof. Dr. D. Otto W. B. Schult, presentada por el Profesor Titular de Física
Atómica y Nuclear, Dr. D. Jesús Sánchez-Dehesa, y juzgada el día 21 de Octubre
de 1985, en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Granada, por el
siguiente tribunal:

PRESIDENTE: Prof. Dr. D. RAFAEL GUARDIOLA BARCENA, Catedrático de la Universidad
de Granada

VOCALES: Prof. Dr. D. GONZALO MADURGA LACALLE, Catedrático de la Universidad
de Sevilla

Prof. Dr. D. JOSE M^a. GOMEZ GOMEZ, Catedrático de la Universidad
de Salamanca

Prof. Dr. D. JUAN MARTORELL DOMENECH, Catedrático de la Universidad
de Palma de Mallorca

SECRETARIO: Prof. Dr. D. ALFREDO POVES PAREDES, Catedrático de la Universidad
Autónoma de Madrid

Calificación obtenida:

APTO CUM LAUDE



A Pablo,
claro.

1. Introducción.	1
2. Las medidas.	7
2.1. Metas experimentales.	7
2.2. Equipo experimental.	8
2.2.1. Ciclotrón y sistema de transporte del haz.	8
2.2.2. Espectrógrafo magnético.	10
2.2.3. Sistema de detección.	12
2.2.4. Adquisición y manipulación de los datos.	19
2.3. Procedimiento experimental. Particularidades.	21
2.4. Análisis de los datos y resultados experimentales.	27
2.4.1. (p,p')	27
2.4.2. (d,d')	28
2.4.3. (d, ³ He)	29
2.4.4. (³ He,t)	31
3. Los cálculos.	33
3.1. Consideraciones previas.	33
3.2. El modelo para la reacción: DWBA.	34
3.2.1. Dispersión inelástica de nucleones: DWBA microscópico.	34
3.2.2. Dispersión inelástica de proyectiles compuestos.	40
3.2.3. DWBA de las reacciones de transferencia.	41
3.3. Modelos de la estructura nuclear: TDA y RPA.	44
3.4. Parámetros utilizados en los cálculos.	45
4. Resultados y discusión.	59
4.1. Estructura del estado 1 ⁺ (5.846 MeV) en el ²⁰⁸ Pb.	59
4.1.1. Caracter isoescalar.	59
4.1.2. Amplitud de la componente (1h9/2,1h11/2 ⁻¹) de protón.	61
4.1.3. Importancia de las correlaciones tensoriales.	64
4.2. La reacción ²⁰⁸ Pb(³ He,t) a 135 MeV y la resonancia GT.	67



Apéndice A. Conceptos de Óptica de Iones 71

Apéndice B. Modificación de Q_1 y Q_2 79

Referencias 83

Figuras 85

7	2.1. Medias experimentales.
8	2.2. Esquema experimental.
8	2.2.1. Clotación y sistema de transporte del haz.
10	2.2.2. Espectrógrafo magnético.
13	2.2.3. Sistema de detección.
19	2.2.4. Adquisición y manipulación de los datos.
21	2.3. Procedimiento experimental. Particularidades.
27	2.4. Análisis de los datos y resultados experimentales.
27	2.4.1. (p.p.).
28	2.4.2. (d.d.).
29	2.4.3. (c.H.).
31	2.4.4. (H.e.).
33	3. Los cálculos.
33	3.1. Consideraciones previas.
34	3.2. El modelo para la reacción: DWBA.
34	3.2.1. Descripción simplificada de nucleones.
34	DWA microscopio.
40	3.2.2. Descripción simplificada de proyectiles compuestos.
44	3.2.3. DWBA de las reacciones de transferencia.
44	3.3. Modelos de la estructura nuclear: TDA y RPA.
45	3.4. Parámetros utilizados en los cálculos.
50	4. Resultados y discusión.
50	4.1. Estructura del estado $1^-(5.846 \text{ MeV})$ en el ^{208}Pb .
50	4.1.1. Características isoscalares.
50	4.1.2. Amplitud de la componente $(1h_{1/2}^{-1})$.
51	de prueba.
54	4.1.3. Correlación de las correlaciones resonantes.
57	4.2. La reacción $^{208}\text{Pb}(\text{He}^3, \text{He}^4)\text{Pb}$ a 137 keV y la resonancia GT.

1.0 INTRODUCCIÓN

El estudio de fenómenos nucleares dependientes del espín ha recibido una atención considerable recientemente (RH079, GO080, DIA81, BLA83, PET84). Sin duda, una parte de este interés se debe a la posibilidad de investigar el efecto de grados de libertad no nucleónicos (mesones, quarks) en la descripción de los núcleos a baja energía. La otra parte del interés deriva del desconocimiento relativo de los fenómenos de espín y las interacciones que lo causan. Este desconocimiento tiene su origen en la propia debilidad de las fuerzas de espín, lo que dificulta de diversas maneras su estudio experimental.

Por ello, se ha invertido en los últimos años un esfuerzo considerable en desarrollar técnicas nuevas y en extender los límites de aplicación de viejas técnicas experimentales con el afán de ganar información sobre estos fenómenos. En particular podríamos citar: la reacción de intercambio de carga (p,n) a energías intermedias en el estudio de la resonancia Gamow-Teller (GT) y otros modos de vibración de espín-isoespín por una parte, y por otra, la fluorescencia de resonancia con fotones polarizados (γ , γ'), la retrodispersión inelástica de electrones (e,e') con alta resolución y la dispersión inelástica de protones (p,p') de energías bajas e intermedias en el estudio de excitaciones magnéticas (principalmente M1). La nueva información experimental sobre la localización e intensidad de este tipo de excitaciones ha renovado al mismo tiempo los esfuerzos por entender estas magnitudes teóricamente en términos de la estructura nuclear.

El núcleo doblemente mágico ^{208}Pb es especialmente interesante a este respecto pues al ser uno de los mejor estudiados tanto experimental como teóricamente, permite aislar con mayor facilidad nuevos efectos. A esto hay que añadir la posibilidad (casi única) de estudiar la parte de la interacción residual responsable de las excitaciones de espín:

$$(1) \quad v_{\text{res}} = v_{\sigma} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + v_{\sigma\tau} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

que no depende del isoespín: v_{σ} (la casi totalidad de la información acumulada en los últimos años se refiere a $v_{\sigma\tau}$). Esto se puede entender si consideramos la estructura microscópica de estas excitaciones:

La excitación de espín mas simple es aquélla en que un nucleón invierte la orientación de su espín ("spin-flip"). Si consideramos el esquema de los estados de una partícula (modelo de capas) en el ^{208}Pb (figura 1.1) se observa que dos tales transiciones son posibles: una de próton $\pi 1h11/2 \rightarrow \pi 1h9/2$ y otra de neutrón $\nu 1i13/2 \rightarrow \nu 1i11/2$. El grado de mezcla de tales configuraciones partícula-hueco (de energías ϵ_{ph} muy similares) con espín-paridad $J^{\pi} = 1^{+}$ y las energías de los estados resultantes depende sensiblemente de los valores relativos $v_{\sigma}/v_{\sigma\tau}$. Cuando v_{σ} es débil y $v_{\sigma\tau}$ fuerte y positivo como sugieren los resultados de la matriz G de Brueckner (BR068, VER71, BR079) se obtiene un estado "isoescalar" (configuraciones de π y ν con amplitud similar y en fase) con energía próxima a ϵ_{ph} ($E_x \approx 5.5$ MeV) y un estado "isovectorial" (configuraciones de π y ν con amplitud similar y en desfase) desplazado en energías ($E_x \approx 7$ MeV), mientras que una interacción en que v_{σ} y $v_{\sigma\tau}$ tienen magnitudes comparables (GIL66, RIN74) producirá muy poca mezcla entre ambas configuraciones.

Las dos transiciones consideradas pueden ser denominadas de tipo "0 $\hbar\omega$ " para indicar que corresponden a transiciones dentro de una capa de oscilador armónico. Aparte de estas habría que considerar otras transiciones 1^{+} en que no sólo la orientación del espín sino también el estado de movimiento del nucleón cambian, por ejemplo: $\pi 1g9/2 \rightarrow \pi 1i11/2$ o $\nu 1h11/2 \rightarrow \nu 1j13/2$ y que podríamos denominar "n $\hbar\omega$ ". Muchas excitaciones de este tipo son posibles pero al poseer una energía bastante mayor que las "0 $\hbar\omega$ " se mezclaran sólo ligeramente con éstas si la interacción tiene la forma de la ecuación (1). Cabe sin embargo pensar que la interacción en el canal de espín debe incluir también términos tensoriales. Un modelo para incluir estos términos fue propuesto en la referencia ANA77, que considera explícitamente la contribución del intercambio de mesones π y ρ a la interacción nuclear. En este modelo se obtiene una interacción tensorial isoescalar intensa atractiva que puede compensar un término v_{σ} fuerte repulsivo y reproducir el resultado de dos estados con carácter isoescalar e isovectorial respectivamente de baja energía de excitación (SPE80, WAM80). Al mismo tiempo la parte tensorial incrementa el peso de las transiciones "n $\hbar\omega$ " en estos estados.

El descubrimiento de una transición dipolar con paridad positiva (M1) a un estado con energía de excitación $E_x = 5.846(1)$ MeV en un experimento de fluorescencia de resonancia ($\bar{\gamma}, \gamma'$) con fotones polarizados (WIE82), y su identificación con el estado isoescalar de los cálculos mencionados, abrió la puerta a la posibilidad de investigar en detalle las distintas alternativas.

En el presente trabajo presentamos los resultados de un estudio experimental del estado 1^+ con $E_x = 5.846$ MeV en el ^{208}Pb utilizando las reacciones $^{208}\text{Pb}(p,p')^{208}\text{Pb}$, $^{208}\text{Pb}(d,d')^{208}\text{Pb}$ y $^{209}\text{Bi}(d,^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ a una energía incidente $E_{inc} = 45$ MeV donde investigamos los siguientes puntos:

- carácter isoescalar de la excitación, a través de la comparación (p,p') vs. (d,d')
- amplitud de la componente $\pi(1h9/2, 1h11/2^{-1})$ mediante la reacción $(d, ^3\text{He})$
- importancia de las correlaciones "nñw" (y por tanto del término tensorial en la interacción) a través de un análisis teórico de la reacción (p,p')

Otras investigaciones complementarias o paralelas a las aquí presentadas pueden encontrarse en las ref. HAY82, MUE83, MUE85 y DJA85.

La excitación isovectorial predicha a $E_x \approx 7$ MeV concentra la mayor parte de la intensidad de la transición electromagnética. Se espera sin embargo que el estado este considerablemente fragmentado por efecto de las contribuciones 2p-2h (LEE75, DEH77) lo que teniendo en cuenta la densidad de niveles a esta energía dificulta su detección experimental. Este hecho junto con la dificultad de establecer con precisión los límites de sensibilidad de las distintas técnicas empleadas explica en parte el fenómeno de la "intensidad M1 perdida" en el ^{208}Pb ("missing strength" o "quenching") expresión usada para designar el hecho de que los resultados experimentales parecen estar por debajo de los teóricos. Parece sin embargo bien establecido (ver LAS85 para una revisión crítica) que una buena parte de la intensidad perdida no puede explicarse por incertidumbres experimentales. Este fenómeno por cierto no está restringido al ^{208}Pb ni a la intensidad de transición electromagnética M1, sino más bien representa una

característica general de la respuesta magnética nuclear a momentos transferidos bajos. El mecanismo responsable parece complicado e incluye de una parte el efecto de las aproximaciones propias de los cálculos de la estructura nuclear (correlaciones del estado fundamental, mezcla de configuraciones, polarización del "core") y de otra efectos como la influencia de las corrientes mesónicas de intercambio y la excitación virtual de la resonancia nucleónica $\Delta(1232)$. (Ver por ejemplo CHA84 y referencias que cita).

Una alternativa al estudio de las excitaciones M1 isovectoriales sería el estudio de las excitaciones "análogas" en que un nucleón invierte no sólo su espín sino también su isoespín (es decir un neutrón se convierte en protón o viceversa). Quizás la forma mas simple de discutir estas excitaciones es usando el lenguaje de isoespín (BOH75, KRM81): una excitación inelástica (como las discutidas mas arriba) tiene una tercera componente de isoespín $\mu_\tau = 0$ y puede tener valores de isoespín total (en nucleos con $N > Z$ sólo aproximadamente) $\tau \approx 0$ ("isoescalar") o $\tau \approx 1$ ("isovectorial"). Estas excitaciones acopladas al estado fundamental con isoespín $T_0 = M_T \equiv (N-Z)/2 > 0$ producen respectivamente un estado con isoespín T_0 y dos estados de isoespín T_0 y T_0+1 (T_0-1 esta prohibido). Cabe tambien pensar en excitaciones con $\mu_\tau = +1$ y $\mu_\tau = -1$ (que necesariamente tienen carácter isovectorial $\tau = 1$) inducidas en procesos de transferencia de carga (decaimiento β , reacciones (p,n), (t, ^3He)...) que acopladas al estado fundamental del nucleo inicial producen estados en nucleos isobaros con isoespín T_0+1 ($M_T = T_0+1$) y T_0-1 , T_0 , T_0+1 ($M_T = T_0-1$) respectivamente. Por efecto de la interacción residual las diferentes componentes de isoespín se separan tal y como se indica en la figura 1.2. El operador de incremento de la tercera componente de isoespín T_+ (o el opuesto T_-) conectan estados en los distintos nucleos isóbaros que poseen la misma estructura nuclear (numeros cuánticos) excepto por la sustitución de protones por neutrones (es decir M_T) de forma tal que sus energías de excitación difieren simplemente en la energía de repulsión coulombiana (mas una pequeña corrección por la diferencias de masas del protón y el neutrón). De la consideración del acoplamiento del isoespín se deduce que en nucleos pesados ($T_0 \gg 0$) la intensidad de la transición para un determinado tipo de excitación (μ_τ) se concentra en el estado de menor isoespín.

Las excitaciones isovectoriales ($\tau = 1$) con intercambio de carga ($\mu_\tau = +1$ o -1) e inversión del espín ($J^\pi = 1^+$) reciben el nombre de excitaciones

Gamow-Teller (GT). La concentración de la intensidad de estas excitaciones en resonancias localizadas fue apuntada ya en 1963 (IKE63) pero su estudio extensivo sólo ha sido posible recientemente mediante el uso de la reacción (p,n) a energías intermedias y ángulos pequeños (ver Gaarde et al. en PET84). Al contrario que para las excitaciones M1, existe una regla de suma muy general (GAA80) que establece que la diferencia de las intensidades para ambas ramas $\mu_{\tau} = -1$ y $\mu_{\tau} = +1$ es proporcional al exceso de neutrones:

$$(2) \quad S_{-}^{GT} - S_{+}^{GT} = 3(N-Z)$$

El valor de S_{-}^{GT} extraído de la reacción (p,n) y la pequeñez de S_{+}^{GT} en núcleos pesados (debido al principio de Pauli) permite concluir que sólo el 50% (ver no obstante OST85) de la regla de suma se encuentra experimentalmente.

La reacción (${}^3\text{He},t$) es análoga a la (p,n) y podría ser usada en principio para estudiar la excitación GT (u otras excitaciones isovectoriales), sin embargo sólo ha sido empleada ocasionalmente por dos razones: la falta de instalaciones experimentales con la energía suficiente y la complicación del mecanismo de la reacción que dificulta el análisis de los resultados. En particular en el ${}^{208}\text{Pb}$ la resonancia GT ha sido localizada ($E_x \approx 15.6$ MeV) y estudiada en una serie de experimentos (STE80, HOR80, HOR81, GAA81a) usando la reacción (p,n) a varias energías incidentes desde 45 MeV hasta 200 MeV mientras que la reacción (${}^3\text{He},t$) ha sido usada en un experimento a $E_{inc} = 81$ MeV (GAA81b). Siendo esta energía demasiado baja para hacer sobresalir la resonancia del fondo continuo, los autores de la ref. GAA81b optaron por estudiar su decaimiento protónico. Sin embargo la intensidad así extraída viola la regla de suma (2). Como la energía máxima a nuestra disposición en Jülich alcanza 135 MeV, estimamos que en un experimento realizado a esta energía tendríamos una oportunidad mejor de estudiar la resonancia directamente.

En la segunda parte de este trabajo presentamos los resultados de la investigación de la utilidad de la reacción ${}^{208}\text{Pb}({}^3\text{He},t){}^{208}\text{Pb}$, a $E_{inc} = 135$ MeV como sonda experimental de la resonancia Gamow-Teller.

En el presente trabajo se ha estudiado el comportamiento de la corriente de salida en un convertidor de potencia de tipo puente de diodos con un puente de diodos de potencia. El estudio se ha realizado considerando el efecto de la inductancia de los cables de conexión y la inductancia de los diodos de potencia. Los resultados se han comparado con los obtenidos en un modelo idealizado.

El modelo idealizado del convertidor de potencia de tipo puente de diodos con un puente de diodos de potencia se muestra en la figura 1. El puente de diodos de potencia está formado por dos diodos de potencia en serie y dos diodos de potencia en paralelo.

El puente de diodos de potencia está formado por dos diodos de potencia en serie y dos diodos de potencia en paralelo. El estudio se ha realizado considerando el efecto de la inductancia de los cables de conexión y la inductancia de los diodos de potencia. Los resultados se han comparado con los obtenidos en un modelo idealizado.

Los resultados se han comparado con los obtenidos en un modelo idealizado. El estudio se ha realizado considerando el efecto de la inductancia de los cables de conexión y la inductancia de los diodos de potencia.

2.1 METAS EXPERIMENTALES

El propósito de los experimentos realizados fue medir con precisión la distribución angular de las secciones eficaces de excitación de:

- a) el estado de energía $E_x = 5.846$ MeV en el ^{208}Pb , a través de las reacciones (p,p') , (d,d') y $(d,^3\text{He})$
- b) la resonancia localizada alrededor de $E_x \approx 15.6$ MeV en el ^{208}Bi , a través de la reacción $(^3\text{He},t)$.

Se sabe (LED78) que la densidad de niveles excitados en el ^{208}Pb a partir de 5 MeV es muy alta, de aquí que uno de los requisitos experimentales primordiales en el primer caso fuese una **alta resolución** en energías que permita aislar el estado de interés de otros próximos. La resolución sin embargo no es importante en el caso de la reacción $(^3\text{He},t)$ puesto que aquí estamos interesados en una estructura bastante ancha (HOR80).

Otro requisito importante en el caso de las reacciones de dispersión inelástica (p,p') , (d,d') y de transferencia de carga $(^3\text{He},t)$, fue la posibilidad de medir los productos bajo **ángulos de reacción muy pequeños**. La razón es que para estas reacciones las secciones eficaces para estados de espín-paridad $J^P = 1^+$ tienen en general una distribución angular picada hacia adelante, característica de la contribución $l = 0$ (l : momento angular transferido, en una transición $0^+ \rightarrow 1^+$, son posibles contribuciones $l = 0$ y $l = 2$, y en mucho menor medida $l=1$).

Existen también razones para preferir en este caso **haces de partículas incidentes de alta energía cinética**. Por una parte se estima que la contribución de mecanismos con múltiples pasos al proceso son menores, y que por lo tanto los cálculos (más fiables) basados en el mecanismo directo, pueden ser comparados con los resultados experimentales. Por otra parte se ha establecido (ver F.Petrovich et al. en DIA81) que el estudio de las transiciones con "spin-flip" se ve favorecido a altas (pero no muy

altas) energías, ya que entonces las excitaciones sin "spin-flip" (que harían aquí el papel de contaminantes) tendrían una menor intensidad.

En el caso de la reacción de transferencia ($d, {}^3\text{He}$) también es preferible utilizar una energía incidente alta aunque ahora la razón sea que así se facilita la gran transferencia de momento angular ($l = 5$) necesaria para poblar el estado 1^+ en esta reacción.

Estas metas experimentales han sido cubiertas gracias a las características de la instalación experimental del Instituto de Física Nuclear de Jülich y mas concretamente del ciclotrón isocrono y del espectrógrafo magnético:

2.2 EQUIPO EXPERIMENTAL

En la figura 2.1 se puede apreciar una vista general de las instalaciones experimentales. En esta seccion glosaremos algunas de sus características mas importantes y en particular aquéllas relevantes a las medidas que se incluyen en esta memoria.

2.2.1 Ciclotrón y sistema de transporte del haz

El ciclotrón JULIC (ALD81) es del tipo isocrono (también llamado de campo azimutalmente variable, AVF en inglés) con tres "dees". El máximo campo magnético medio que se puede alcanzar es $\langle B \rangle_{\text{max}} = 1.3$ Tesla y el radio medio de extracción del haz es $\langle R \rangle_{\text{ext}} = 1.4$ m. El ciclotrón trabaja en el tercer modo armónico y el rango de radiofrecuencias posibles va desde $f = 21$ MHz hasta $f = 30$ MHz. El conjunto de estos valores proporcionan los límites para el tipo de partículas aceleradas así como su rango de energías cinéticas, que se recogen en la tabla 2.1:

Tabla 2.1: Rango de energías y tipo de partículas aceleradas por el ciclotrón JULIC

Particula	Rango de energías
p	22.5 - 45 MeV
d	45 - 90 "
3He	67.5 - 135 "
4He	90 - 180 "

El haz extraído posee una *emitancia*¹ $\epsilon_x \approx \epsilon_y \approx 20$ mm.mrad y una resolución en energías $\delta E/E \approx 3 \times 10^{-3}$. Esta resolución relativamente pobre sería una limitación en la mayoría de los experimentos realizados con el magneto-espectrógrafo y por tanto se ha dotado al sistema de transporte del haz de un doble monocromador (con dos imanes dispersores: AM1 y AM2 en la figura 2.1). Operando el sistema en el modo dispersivo se selecciona mediante una rendija (IS en la figura 2.1) situada entre estos imanes sólo una parte del haz de partículas. Se consigue así mejorar la resolución $\delta E/E$ hasta valores que oscilan entre 1.5×10^{-4} y 3×10^{-4} aunque por supuesto, a costa de la intensidad I del haz que se reduce de varios μA a un valor típico de 100 nA. Este sistema monocromador se puede operar también en modo acromático, en caso de que uno este más interesado en la intensidad que en la resolución.

Los dos últimos dobletes de imanes cuadrupolares del sistema de transporte del haz (QB₅ y QB₆ en la figura 2.1) se utilizan en el proceso denominado de *acoplamiento ("matching") del sistema de transporte y el espectrógrafo*¹ con el que se consigue mejorar la resolución alcanzada con el espectrógrafo.

¹ Todos los términos relativos a *óptica de iones* aparecen en cursiva en esta sección y son aclarados en el apéndice A.

2.2.2 Espectrógrafo magnético

El haz de partículas obtenido interacciona con el blanco montado en el centro de la cámara de colisiones (con un diámetro de 34 cm) y se recoge en la denominada "taza" de Faraday situada detrás del blanco. Los productos de la reacción entran en el espectrógrafo a través de dos rendijas (SLX y SLY en la figura 2.2) que definen el ángulo sólido de admisión.

El espectrógrafo magnético BIG KARL (MAR83) consta de tres imanes cuadrupolares (Q) y dos imanes dipolares (D) dispuestos en el orden $Q_1 Q_2 D_1 D_2 Q_3$ tal y como se muestra en la figura 2.2. El último iman cuadrupolar Q_3 proporciona la *dispersión*¹ variable y elevada, característica de esta máquina. El primer doblete de imanes cuadrupolares (Q_1 y Q_2) asegura el doble enfoque (en dirección vertical y horizontal, respectivamente) en el plano focal del espectrógrafo para cada dispersión y produce un haz de dimensión vertical lo bastante pequeña para que quepa en el espacio de sólo 6 cm existente entre los polos de los imanes deflectores D_1 y D_2 . Este espaciado relativamente reducido permite alcanzar campos dipolares muy altos capaces de desviar tritones de hasta 180 MeV.

Por otra parte debido al requisito original de que el espectrógrafo pudiese moverse hasta ángulos lo más próximo posible a 180° , hubo que limitar las dimensiones horizontales de los imanes cuadrupolares Q_1 y Q_2 (que colisionarían sinó con el sistema de transporte del haz), y como consecuencia el gradiente máximo alcanzable no era suficiente para enfocar los tritones de aproximadamente 135 MeV producidos en la reacción ($^3\text{He}, t$) a la máxima energía incidente obtenible del JULIC como era nuestro deseo. Llevamos a cabo entonces una modificación de los polos de estos imanes cuadrupolares que permitió incrementar su poder de enfoque hasta los valores requeridos. Los detalles pueden encontrarse en el apéndice B.

Una contribución indeseable a la resolución del espectrógrafo son las *aberraciones ópticas*¹ de segundo y más orden. Se puede demostrar (BR067) que una aberración de orden n se puede corregir con un campo multipolar de orden n ($2 \times (n+1)$ -polar en la nomenclatura usual). El BIG KARL cuenta con unas bobinas de corrección de campo o arrollamientos- H_t (HAL73) que se encuentran embebidos en los polos de los imanes deflectores (ver figura 2.3)

siguiendo trayectorias paralelas a las de las partículas. Aplicando una distribución adecuada de corrientes a estos arrollamientos se puede producir cualquier campo multipolar deseado, superpuesto al campo dipolar principal.

La cámara de colisiones, y los imanes cuadrupolares QB_6 del sistema de transporte y Q_1, Q_2 del BIG KARL están encerrados en un "bunker" circular de concreto que sirve de protección contra las intensas radiaciones producidas en ese área durante los experimentos. El conjunto del espectrógrafo y este bunker (260 toneladas) están montados sobre un soporte móvil sobre cojines de aire en el rango angular $-10^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 140^\circ$, con una precisión relativa menor que 0.1° .

El interior del espectrógrafo y la cámara de colisiones se mantienen a una presión de $10^{-6} - 10^{-5}$ mbar por medio de un conjunto de bombas de vacío que incluyen cuatro bombas criogénicas y una bomba turbomolecular, lo que reduce el efecto de las colisiones con el gas residual hasta valores negligibles.

En la tabla 2.2 se encuentran reunidos diversos parámetros típicos del espectrógrafo:

Tabla 2.2: Algunas características del espectrómetro
BIG KARL

Rango angular				-10°...140°
Radio medio de curvatura, ρ_0				1.98 m
Máxima rigidez magnética, $B_{\max} \cdot \rho_0$				3400 kG.cm
Producto masa-energía, ME/q^2				≤ 540 u.MeV
Angulo sólido máximo, $\Delta\Omega$				12.5 msr
Abertura horizontal				± 25 mrad
Abertura vertical				± 125 mrad
Longitud útil del plano focal				≈ 1 m
Angulo de inclinación del plano focal				$\approx 90^\circ$
Magnificación horizontal, M_x	0.63	0.77	1.03	1.26
Magnificación vertical, M_y	25.4	22.0	10.2	1.94
Dispersión, D (cm/%)	0	6.3	18	26
Resolución $\delta E/E$ ($\times 10^{-4}$) "nominal"(*)				
para $\Delta x_0 = 1$ mm	0	2.4	1.1	0.97

(*) ver apéndice A

2.2.3 Sistema de detección

Las partículas son separadas de acuerdo con su momento en el espectrógrafo, describiendo trayectorias en los imanes dipolares cuyas proyecciones en el plano horizontal vienen dadas (en primera aproximación) por:

$$(1) \quad \rho = mv/qB$$

ρ : radio de curvatura
 m : masa de la partícula
 v : velocidad "
 q : carga "
 B : campo dipolar

Así pues la determinación de la posición (horizontal) de la intersección de las trayectorias con el plano focal nos proporciona información sobre

el momento $p = mv$ de las partículas. La imagen formada en el plano focal tiene además extensión vertical, y es por tanto importante poder determinar la posición también en esta dirección.

Tres tipos diferentes de detectores de posición han sido utilizados en los diferentes experimentos descritos en esta memoria:

2.2.3.1 Cámara proporcional multialámbrica (MWPC)

La determinación de la posición en este detector gaseoso se basa en el hecho (RIC74, CHA79) de que si disponemos un conjunto de anodos filiformes, estirados entre dos superficies catódicas, cada uno de los hilos actúa como si fuese un contador aislado. En caso de utilizar la señal inducida en los ánodos, la resolución espacial está determinada por el espaciamiento de los hilos, pero es menor si se construyen los cátodos como un plano de hilos perpendiculares a los ánodos y se utiliza la señal inducida en aquéllos.

La cámara proporcional bidimensional en uso en el BIG KARL (KOE80) tiene una superficie activa de $30\text{cm} \times 4\text{cm}$ y esta constituida en realidad por dos detectores (uno para cada dimensión) separados por un cátodo común como puede apreciarse en la representación esquemática de la figura 2.4. Para evitar hilos excesivamente largos en una dirección (que pondrían en peligro la alta estabilidad mecánica requerida por este tipo de detectores) se los dispone formando un ángulo de $\pm 45^\circ$ con la horizontal.

La información espacial se obtiene de la diferencia en el tiempo de llegada de las señales a los extremos de una línea de retardo (delay line) acoplada capacitativamente a los planos catódicos externos. (ver figura 2.4). El circuito electrónico completo de procesamiento de las señales incluye una rama para eliminar sucesos accidentales que controla que la suma de los tiempos de retardo sea una constante. Asimismo se requiere que exista una coincidencia con señales de otros detectores (contador de gas ΔE , centelleadores plásticos, etc) con el propósito de suprimir parte de la radiación de fondo. Una vez digitalizadas (ADC) las dos señales de

posición A y B así obtenidas se transforman (mediante "software" o "hardware") en las posiciones horizontal (X) y vertical (Y) :

$$(2) \quad X = (A+B)/2 \quad \text{y} \quad Y = (A-B)/2$$

Con una mezcla gaseosa consistente en un 67% de Argon y 33% de isobutano a presión normal, con trazas de alcohol (para prevenir la polimerización) y siendo el espaciado entre hilos de 1 mm, se consigue una resolución de 0.5 mm (FWHM) cuando se opera la cámara con un voltage en ánodo de 3.1 kV.

2.2.3.2 Cámara de deriva multialámbrica (MWDC)

Este detector ha sido instalado recientemente (ATE85) y presenta esencialmente dos ventajas sobre la cámara proporcional multialámbrica:

- mayor superficie activa: 90cm×7cm, lo que permite reducir el tiempo de medida
- concepto modular, que permite agrupar varios detectores para reconstruir la trayectoria de las partículas (lo que es útil para reducir la radiación de fondo instrumental y mejorar la resolución)

Ambas ventajas son consecuencia de la construcción mecánica simplificada del nuevo detector que esta relacionada con el mayor espaciado de los hilos (4 cm en nuestro caso) requerido por el principio de operación de este tipo de detectores (RIC74, CHA79): se usa el tiempo de deriva de los electrones de ionización hacia el ánodo para determinar la posición.

En realidad la información espacial se obtiene a partir de tres parámetros diferentes (ver figura 2.5):

- la posición del hilo anódico mas próximo a la trayectoria de la partícula, obtenido a partir de la diferencia en el tiempo de llegada (TD) de las señales a los extremos de la línea de retardo acoplada a los ánodos

- el tiempo de deriva de los electrones de ionización hacia este hilo, obtenido de la suma de los tiempos de llegada de las señales a los extremos de la línea de retardo (en este caso se necesita una señal externa de referencia que suele ser la producida por un centelleador plástico colocado detrás)
- el lado del hilo en el que la ionización se ha producido, expresado como un signo (OE), y que se obtiene de la diferencia de las señales inducidas en los cátodos a cada lado del ánodo (un conjunto de hilos catódicos está situado en el mismo plano que los ánodos alternando con éstos)

La conversión de esta información en la posición real requiere una calibración espacial previa de las señales TS y TD (ver figura 2.6) que permita obtener tablas del número del ánodo (WN) en función de TD y de la distancia de deriva (DD) en función de TS. Esta calibración es dependiente del tipo de partícula y su energía. Normalmente se divide TS en 16 partes (correspondientes a 0.25 mm) y en este caso la posición se evaluaría:

$$(3) \quad X = 32 \times WN(TD) + [DD(TS) - (1 + NSIG)/2] \times NSIG$$

donde:

$$(4) \quad NSIG = OE \times (-1)^{WN+1}$$

Utilizando una mezcla gaseosa similar a la de la MWPC y un voltaje en ánodo de +2.4 kV se alcanza una resolución espacial de 0.25 mm (FWHM).

Dos detectores de este tipo (uno con electrodos horizontales y el otro verticales) proporcionan una imagen bidimensional equivalente a la de la MWPC, y son necesarios cuatro para obtener una reconstrucción completa de la superficie focal.

2.2.3.3 Contador proporcional con un solo hilo (SWPC)

Este detector se ha utilizado en conjunción con la MWPC para reconstruir la trayectoria de las partículas, antes de disponer de la MWDC. Aunque la resolución espacial es de sólo 3 mm y la eficiencia en la dirección vertical esta limitada a una región estrecha alrededor del ánodo, se pudo utilizar con éxito para reducir el fondo en experimentos de dispersión a ángulos muy pequeños. El detector consiste en un único ánodo filiforme de material altamente resistivo estirado entre dos láminas de Mylar ($C_5H_4O_2$) aluminizadas que encierran el volumen gaseoso y hacen la función de cátodos.

La determinación de la posición se basa en el hecho de que la avalancha inducida por una partícula ionizante esta localizada espacialmente y en que la carga inducida en el ánodo se distribuye hacia sus extremos de acuerdo con la resistencia (proporcional a la longitud) que encuentra en su camino (KUH66), tal y como se representa en la figura 2.6. Dividiendo la señal recogida en un extremo por la suma de ambos extremos se obtiene una señal proporcional a la distancia al otro extremo.

Un espectrógrafo magnético actúa siempre como un analizador de partículas cargadas: esto se entiende si consideramos la ecuación (1) y tenemos en cuenta que la masa y la carga de una partícula están cuantizadas. Sin embargo la separación realizada por un espectrógrafo no es suficiente en muchas ocasiones, por lo que existen en el BIG KARL un conjunto de detectores que se utilizan para identificar las partículas así como para reducir el fondo producido por rayos cósmicos, radioactividad natural o inducida, etc. :

2.2.3.4 Detector gaseoso de energía depositada

La construcción mecánica de este detector es muy similar a la de la SWPC, salvo que aquí se utilizan varios hilos anódicos horizontales para extender la región sensible en la dirección vertical. La amplitud de las señales recogidas en el preamplificador es proporcional a la energía depositada ΔE por la partícula en el volumen de gas limitado por los cátodos.

La energía perdida por unidad de longitud por una partícula ionizante en la materia puede ser calculada utilizando la fórmula derivada por Bethe (AHL80 y referencias incluidas):

$$(5) \quad -dE/dx = (4\pi NZ^2 e^4 / mv^2) [\ln(2mv^2/I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2]$$

donde:

- dE/dx : energía perdida por unidad de longitud
- N : densidad de electrones del medio
- Z : carga de la partícula en u.a.
- e : carga del electrón
- m : masa " "
- v : velocidad de la partícula
- β : v/c, c = velocidad de la luz
- I : potencial medio de excitación del material

A velocidades suficientemente bajas esta relación se puede aproximar (LIV37) por:

$$(6) \quad dE/dx \propto MZ^2/E$$

M: masa de la partícula en u.a.

Z: carga " "

E: energía cinética

Es decir que en condiciones favorables el espectro acumulado de las señales producidas en este detector contendrá una serie de grupos correspondientes a los diversos tipos de partículas presentes, que pueden ser identificados usando (6) o (5).

2.2.3.5 Detectores plásticos de centelleo

Dos bloques de centelleador plástico (NE110, Nuclear Enterprises) de área 110cm×10cm y espesor 1cm y 10cm respectivamente, colocados al final del sistema de detección del BIG KARL (MUE80), se utilizan como detectores de energía depositada ΔE . En este caso se hace uso de la fluorescencia inducida por la partícula cargada en el material. Se han propuesto (BR079) diversas fórmulas semiempíricas para expresar la relación no lineal que existe entre la fluorescencia específica dL/dx y la energía perdida específica dE/dx siendo la más simple la de Birks (BIR51):

$$(7) \quad dL/dx = \frac{A \cdot dE/dx}{1 + B \cdot dE/dx}$$

Los bloques de NE110 están conectados por cada extremo (ver figura 2.7) a través de guías de luz de plexiglas con los fotomultiplicadores que convierten la radiación luminosa en impulsos eléctricos, proporcionando una señal cuya amplitud es proporcional a la intensidad de la radiación luminosa recogida y una señal rápida adecuada como referencia para medir tiempos (por ejemplo en la MWDC o en mediciones del tiempo de vuelo, TOF).

2.2.4 Adquisición y manipulación de los datos

El control del funcionamiento del espectrógrafo durante un experimento se realiza mediante un ordenador del tipo PDP-11/40 (de la firma Digital Equipment Corporation) a través de módulos de control CAMAC (Computer Automated Measurement And Control). Diversos programas instalados en el ordenador facilitan al experimentador esta tarea, siendo los más importantes (ver figura 2.8): CYCLE que permite fijar las corrientes eléctricas en los diversos elementos magnéticos y variar la posición de las rendijas que definen el ángulo sólido de admisión, FUMMEL y FUPLOT que permiten medir y analizar el perfil del campo magnético en los imanes dipolares (para controlar el efecto de los arrollamientos- H_t).

Por otra parte la adquisición y el análisis de los datos experimentales se realiza mediante un ordenador VAX-11/780 (DEC) asistido por varias terminales gráficas, unidades de disco y de cinta magnética. La toma de datos "on-line", la supervisión del experimento y el análisis "off-line" se pueden realizar simultáneamente.

En general diversos tipos de experimentos requieren un número variable (y elevado) de parámetros para los que se han de acumular y manipular valores a ritmos bastantes altos (hasta 10^4 sucesos/s). Esto ha originado el desarrollo de un sistema multiparamétrico especial electrónico ("hardware") de concepción modular y que incorpora operaciones aritméticas simples, denominado MEMPHIS (ST080), que puede procesar las señales digitalizadas por hasta 16 ADC (Analog to Digital Converter) o TDC (Time to Digital Converter).

La adquisición de datos se realiza con una versión adaptada del programa ACQUIRE (KOU78). La modificación permite que el usuario defina sus propios parámetros como funciones arbitrarias de los parámetros originales mediante una rutina FORTRAN apropiada. Esto es esencial en el caso de la MWDC en que la reconstrucción de la posición es demasiado complicada para ser llevada a cabo por MEMPHIS.

Los datos originales se escriben en cinta magnética suceso a suceso ("list mode") para su posterior manipulación mientras que los espectros obte-



nidos "on-line" ("singles mode") pueden ser visualizados, analizados, dibujados o transferidos a un disco para posteriores análisis.

Además de los ya mencionados existen varios programas (ver figura 2.8) cuyas funciones van desde apoyar la realización de los experimentos como por ejemplo: optimizar la resolución del espectrógrafo (MATRIX), calcular la energía perdida por las partículas en los diversos detectores y en su caso la luz producida (BKARLO) o la cinemática de las reacciones (BKINE), hasta obtener nuevos espectros a partir de los datos almacenados en cinta magnética con condiciones diferentes de las utilizadas "on-line" (PLSORT) o integrar los picos en los espectros (ACSPEC).

2.3 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL. PARTICULARIDADES

El procedimiento general seguido en la realización de un experimento en el BIG KARL se puede desglosar de la siguiente manera (ver también la figura 2.8):

- Primero se han de escoger los dos parámetros más importantes: energía del haz incidente y dispersión D del espectrógrafo. Normalmente hay que llegar a un compromiso entre distintos tipos de requerimientos. Por ejemplo, basándose en consideraciones de tipo físico puede ser preferible energías incidentes altas, pero esto empeorara inevitablemente la resolución. O también, sería preferible utilizar una dispersión lo más alta posible para obtener mejor resolución (ver tabla 2.2) pero esto llevaría consigo un aumento del tiempo de medida al reducirse el intervalo de momentos cubiertos por el detector.
- Se fijan los campos en los diversos imanes de acuerdo a la energía y dispersión escogidas. Los valores se extrapolan de experimentos previos, basándose, si es necesario, en los valores teóricos obtenidos con el programa de óptica de iones TRANSPORT (BRO80). Para asegurar la alta reproducibilidad y estabilidad necesarias de los campos en los imanes dipolares se hace crecer primero la corriente hasta el máximo valor posible y se disminuye después lentamente hasta el valor deseado. Este procedimiento y el procedimiento iterativo necesario para obtener los campos deseados en los imanes cuadrupolares están automatizados (CYCLE). Los campos en los imanes cuadrupolares se controlan mediante sondas Hall adosadas a los polos, mientras que en los dipolos se utiliza una sonda NMR (resonancia magnética nuclear) montada sobre un brazo movable en la dirección radial lo que permite obtener un mapa del perfil del campo.
- Una vez que el ciclotrón produce el haz deseado se ajusta el sistema de transporte del mismo de acuerdo con los valores calculados con TRANSPORT en primera aproximación y se efectúan las correcciones necesarias, controlando los resultados mediante visores de centelleo y rendijas colocados en diversos puntos a lo largo del camino del haz. La dispersión del sistema de transporte en el blanco se ajustan a la del espectrógrafo (ver apéndice A) con ayuda de los dos últimos

dobletes de imanes cuadrupolares antes del blanco: QB_5 y QB_6 (ver figura 2.1), hasta obtener un mínimo en la resolución alcanzada en el plano focal del BIG KARL.

- Puesta a punto del sistema de detectores y la electrónica de acuerdo con el tipo de partículas a medir y su energía. Esto incluye: fijar los voltajes adecuados en los contadores gaseosos y los tubos fotomultiplicadores; optimizar el circuito electrónico (nivel de amplificación de las señales, umbrales en los discriminadores, correlación temporal de las diversas señales, etc). En el caso de la MWDC se ha de realizar además la calibración previa del número de ánodo y el tiempo de deriva (ver parrafo 2.2.3.2) que se utilizara durante las medidas en forma de tablas para reconstruir el espectro de posiciones. Para ello se ilumina el detector de forma uniforme (en la práctica se mueve una línea del espectro a lo largo del mismo con velocidad constante) y con ayuda de la rutina MOCAL (PAU84) se obtienen las tablas correspondientes.
- Optimización del espectrógrafo. Para conseguir la máxima resolución posible con un ángulo sólido de admisión máximo, hay que optimizar las corrientes que circulan por los arrollamientos- H_t para reducir parte de las contribuciones de segundo y tercer orden a la anchura de las líneas. Este proceso mas bien largo se hace una vez para cada dispersión y los parametros así determinados se utilizan en experimentos subsecuentes. Sin embargo la optimización de las corrientes en los imanes cuadrupolares Q_1 , Q_2 para obtener el enfoque en primer orden se realiza siempre. En ambos casos el procedimiento seguido es similar (MAR83): partiendo de unos ciertos parámetros (campo multipolar), se determinan empíricamente, mediante un "rastreo" del espectrógrafo con un haz de partículas delgado (rayo!), las aberraciones presentes, con ayuda del programa MATRIX; se varía entonces alguno de los parámetros y se repite el proceso de forma iterativa hasta conseguir reducir el efecto de la aberración considerada.
- Una vez llegados a este punto la medida de los espectros de interés puede comenzar. El único parámetro del espectrógrafo que suele ser variado es la intensidad de Q_2 con el ángulo para compensar la defocalización de origen cinemático (ver apéndice A).

Detalles experimentales

(p,p')

Para el estudio de la dispersión inelástica de protones escogimos la máxima energía incidente posible $E_p = 45$ MeV, con el propósito de conseguir así una caracterización mas clara de los estados 1^+ . El sistema de detectores utilizado constó de la MWPC y el detector de energía perdida ΔE (utilizado para reducir el número de sucesos accidentales). La dispersión del espectrógrafo se fijó a $D \approx 15$ cm/%, con lo que se cubrió un rango de energías de aproximadamente 1.3 MeV para cada campo dipolar. Mediante un ajuste especialmente cuidadoso del sistema de transporte se consiguió una resolución $\delta E = 12 - 18$ KeV, incluso sin hacer uso de los arrollamientos- H_t . Esta resolución fue suficiente para aislar claramente el pico a $E_x = 5.844(3)$ MeV como puede comprobarse en el espectro de la figura 2.9. Los peores valores de la resolución se obtuvieron para los ángulos grandes, reflejando el *desajuste cinemático* ("kinematical mismatch")¹ no compensado.

El blanco consistió en una capa de ^{208}Pb (enriquecimiento isotópico: 99.8%) de espesor $T = 480$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ evaporado sobre una lámina de ^{12}C de espesor $T = 20$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Las rendijas de entrada pudieron ser abiertas hasta alcanzar un ángulo sólido $\Delta\Omega = 3.0$ msr sin deteriorar la resolución.

Se acumularon espectros a 13 ángulos comprendidos entre $\theta_{\text{LAB}} = 12.5^\circ$ y $\theta_{\text{LAB}} = 44.0^\circ$. La intensidad del haz incidente medida con la taza de Faraday fue del orden de 120 nA, necesitando alrededor de una hora para acumular cada espectro.

(d,d')

En este caso, limitados por la resolución, optamos por la mínima energía incidente $E_d = 45$ MeV. Los detalles experimentales fueron similares a los ya mencionados excepto en algunos puntos: El centelleador plástico de 1 cm de espesor fue añadido al conjunto de detectores. El espesor del blanco fue reducido a $T = 200$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ y el ángulo sólido de admisión a $\Delta\Omega = 2.4$ msr. Se hizo uso de los arrollamientos- H_t para corregir las aberraciones

de segundo y tercer orden. Sin embargo la resolución alcanzada fue ligeramente peor (15 - 20 KeV), lo que hay que achacar a la pobre calidad del haz de deuterones usado. En todo caso la resolución fue suficiente para distinguir el pico de interés del mas próximo situado a $E_x = 5.814(3)$ MeV como puede comprobarse en el espectro de la figura 2.10.

Con una intensidad del haz de partículas de $I = 70$ nA se necesitaron del orden de 5 a 8 horas para acumular un espectro, dependiendo del ángulo que fue variado entre $\theta_{LAB} = 10.0^\circ$ y $\theta_{LAB} = 50.0^\circ$.

(d, ^3He)

Un primer experimento realizado a una energía $E_d = 80$ MeV con la MWPC (TAI80) mostró que no se podía alcanzar la alta resolución necesaria y se decidió continuar su estudio a la energía de $E_d = 45$ MeV, a pesar de que como consecuencia se redujesen las secciones eficaces en casi un orden de magnitud.

Resultados parciales obtenidos a la nueva energía han sido ya publicados (MAI83) aunque desafortunadamente con un error en la calibración de energías. Posteriormente, en parte para subsanar este error y en parte para obtener mejor estadística, se ha realizado un nuevo experimento utilizando la MWDC, que permite cubrir todo el rango de estados de interés (3.5 MeV) con un sólo campo dipolar.

En estos experimentos fue necesario obtener una identificación precisa de partículas puesto que al mismo tiempo que ^3He llegan al plano focal p, d y α . Se utilizaron con este propósito el detector de gas ΔE y ambos centelleadores plásticos de 1 y 10 cm (colocados en este orden). Los resultados del programa BKARLO (que calcula la energía depositada en los diversos detectores y eventualmente la luz producida) muestran que solo los p (el grupo mas numeroso) eran capaces de alcanzar el centelleador de 10 cm con esta configuración de detectores. Estableciendo una anticoincidencia electrónica con las señales de este detector se obtuvieron en el resto de los detectores espectros similares a los mostrados en la fig. 2.11. Los distintos grupos fueron identificados con ayuda de BKARLO y seleccionando ("software") las señales que caen dentro de las "ventanas" adecuadas defi-

nidas sobre estos espectros se pueden obtener espectros "limpios" de ${}^3\text{He}$ como los de la fig. 2.12.

Además del blanco de ${}^{209}\text{Bi}$ ($T = 155 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) se utilizaron blancos de ${}^{208}\text{Pb}/\text{C}$ ($T = 200/20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) y ${}^{207}\text{Pb}/\text{C}$ ($T = 100/20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) con el propósito de obtener espectros de calibración. Las medidas se realizaron a tres ángulos 10.1° , 17.0° y 20.0° , de forma tal que para cada ángulo la medida con el blanco de ${}^{209}\text{Bi}$ se intercaló entre dos medidas con el blanco de ${}^{208}\text{Pb}$. De esta forma se puede controlar si existe variaciones en la energía y/o ángulo del haz incidente durante las medidas. Se tomó un único espectro con el blanco de ${}^{207}\text{Pb}$ a 20.0° . (Ver figura 2.12.)

Con un ángulo sólido de $\Delta\Omega = 2.0 \text{ msr}$ se obtuvo una resolución del orden de 22 KeV. El espectro de ${}^{208}\text{Pb}$ obtenido a 20.0° fue acumulado durante 8 horas lo que equivale a una carga integrada de 5.1 mC.

(${}^3\text{He}, t$)

No siendo la resolución en este caso un factor restrictivo, se escogió la máxima energía del haz posible, 135 MeV. A esta energía y para espines pequeños la información mas interesante se consigue para ángulos muy pequeños. La dificultad experimental esta entonces en conseguir espectros lo suficientemente limpios de partículas provenientes no directamente del blanco sino dispersadas en cualquier otra parte (fondo instrumental). De hecho se llevaron a cabo dos experimentos con "filosofías" ligeramente distintas:

En uno de ellos se cubrió el rango angular desde $\theta_{\text{LAB}} = 0^\circ$ hasta $\theta_{\text{LAB}} = 5^\circ$. El haz incidente en vez de ser enfocado en el blanco como es usual, fue enfocado en una de las rendijas que definen el ángulo sólido de admisión, que sirvió al mismo tiempo de taza de Faraday. De esta forma pudieron medirse ángulos tan pequeños como 1.5° . La medida a 0° es posible con un magneto-espectrógrafo debido a que los tritones producto de la reacción

tienen una rigidez magnética² aproximadamente dos veces mayor que el haz de ^3He de forma que este es desviado hacia la pared interior del primer iman dipolar D_1 . El halo que rodea al haz incidente (causado por las partículas dispersadas a lo largo del sistema de transporte) fue reducido mediante un ajuste cuidadoso de las rendijas a lo largo de su recorrido y controlado mediante un blanco vacío. Debido a la escasa intensidad del haz así obtenido se utilizaron blancos considerablemente gruesos (del orden de 25 mg/cm^2) lo que limitó la resolución a unos 300 KeV. El sistema de detección incluyó (aparte de la MWPC) la SWPC y el centelleador plástico delgado, que se utilizaron respectivamente para determinar el ángulo de llegada de las partículas al plano focal y para generar una señal de tiempo de vuelo (TOF) respecto de la radiofrecuencia del ciclotrón. Partículas dispersadas en otros puntos que el blanco suelen tener ángulos y/o tiempos de vuelo anómalos y pueden ser eliminadas de esta forma. Los primeros resultados de este experimento han sido ya presentados para su publicación (MOR85).

En el otro experimento se utilizó un método mas convencional de medida. El haz fue enfocado sobre el bloque de carbón adosado a la pared de la cámara de colisiones, que sirve normalmente de taza de Faraday y en el que esta practicada la abertura que da paso a las partículas hacia el espectrógrafo. Colocando una rendija muy estrecha en esta abertura fue posible medir espectros en el rango angular (sistema laboratorio) desde 10° hasta 3° . En este caso no fue necesario utilizar la información del ángulo de las trayectorias o el tiempo de vuelo para reducir el fondo instrumental.

Nuestro propósito de estudiar estructuras (resonancias) anchas superpuestas sobre un gran fondo continuo, determinó la elección de una dispersión muy pequeña ($D = 4 \text{ cm/\%}$) para poder cubrir un gran rango de momentos en un sólo espectro. Debido a la gran magnificación vertical asociada con esta dispersión (ver tabla 2.2) y al efecto de las aberraciones de segundo orden se obtuvo una eficiencia variable a lo largo del detector

² Se denomina rigidez magnética al producto $B\rho = mv/q$ dependiente sólo del tipo de partícula y su energía, y que da idea de lo difícil que es desviarla.

cuando utilizamos un ángulo sólido $\Delta\Omega = 2 \text{ msr}$ ($20\text{mrad} \times 100\text{mrad}$). Para corregir este efecto se midió la eficiencia relativa moviendo el pico producido por el estado isobárico análogo (IAS) excitado en la reacción $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)$ a lo largo del plano focal. El valor absoluto de las secciones eficaces se obtuvo a partir de una medida en que se eliminaron todas las pérdidas de partículas al cerrar la abertura vertical de entrada hasta sólo $\pm 10 \text{ mrad}$.

Al ser detenido el haz incidente en la cámara de colisiones, se pudo incrementar su intensidad hasta aproximadamente 80 nA sin aumentar de forma apreciable el fondo instrumental. Como consecuencia se pudo reducir el espesor del blanco hasta 6 mg/cm^2 y mejorar la resolución hasta un valor de $\delta E \approx 130 \text{ KeV}$. Si bien esta mejora no aportó ninguna ventaja en el caso del ^{208}Bi (figura 2.14) fue esencial para separar varios estados en el ^{90}Nb (figura 4.8) utilizados para fijar el mecanismo de la reacción como explicaremos mas adelante.

2.4 ANÁLISIS DE LOS DATOS Y RESULTADOS EXPERIMENTALES.

2.4.1 (p,p')

Los espectros de momento obtenidos fueron analizados con el programa ACSPEC que permite substrair un fondo lineal y ajustar los picos resultantes mediante gaussianas con o sin cola exponencial. Se obtienen así los valores en canales del centroide y la anchura de los picos, así como del número de cuentas que contienen. A partir de estos datos y de la información adicional necesaria se realiza con ayuda del programa BKDAP (HUE81) la calibración en energías y los cálculos de las secciones eficaces.

La identificación de los picos en el espectro de protones se realizó en dos pasos. Primero se hizo una calibración aproximada en energías, utilizando como patrones líneas conocidas obtenidas con un blanco de ^{27}Al . De esta forma fueron identificados algunos picos intensos en el ^{208}Pb , con

energías conocidas ($E_x = 5.514(5), 5.689(3), 5.993(3), 6.191(5)$) tomados de WAG75). La calibración final fue hecha con estos picos, eliminando así los errores introducidos por la incertidumbre existente en los valores absolutos del ángulo (hasta 0.8°) y la energía (hasta 0.5 MeV) del haz incidente. Estos errores estarían presentes en la calibración hecha con las líneas del ^{27}Al debido a su masa mucho menor. De esta forma la incertidumbre en los valores de las energías de excitación E_x fue reducida a unos 3 KeV.

La normalización relativa de los datos obtenidos en cada medida se basa en la carga incidente recogida en la taza de Faraday. Para ángulos mayores de $\theta_{\text{LAB}} = 32.5^\circ$ esto no fue posible debido a un problema surgido en su funcionamiento. La normalización se realizó entonces comparando las cuentas integradas en el pico bien conocido del ^{12}C con energía $E_x = 4.439$ MeV ($J^\pi = 2^+$) con los resultados de cálculos DWBA colectivos. Estimamos que la incertidumbre en los valores relativos de las secciones eficaces no es mayor que el 5%.

Por otra parte, la normalización absoluta se obtuvo comparando los datos medidos para la dispersión elástica con los resultados obtenidos con el programa de modelo óptico MAGALI (RAY69). Este método tiene una incertidumbre estimada del orden del 10%.

La distribución angular de las secciones eficaces obtenidas para el estado con energía de excitación $E_x = 5.844$ MeV que nosotros identificamos con el estado 1^+ , esta representada en la figura 4.3 junto con resultados de cálculos teóricos que detallaremos mas adelante y en la figura 4.1 junto con los resultados de la dispersión de deuterones como se explica en el siguiente apartado.

2.4.2 (d,d')

El procedimiento seguido fue totalmente similar al que acabamos de explicar. La identificación de los picos se hizo facilmente por comparación con los espectros de protones. La distribución angular del estado con $E_x = 5.844$ MeV se muestra en la figura 4.1 junto con la obtenida para (p,p').

En este caso en vez de representarlas como función del ángulo, hemos escogido la magnitud (momento-transferido) \times (radio-de-absorción) para el eje de abscisas. De esta forma se obtiene una representación "universal" de las distribuciones angulares (BER69).

2.4.3 (d, ^3He)

Se puso un especial cuidado en obtener una calibración en energías lo más precisa posible. Se hicieron dos calibraciones independientes (suponiendo una dependencia cuadrática de B_p con el canal): una con los seis espectros ^{207}Tl que contiene cuatro picos (SCH77) y otra con el espectro de ^{206}Tl que contiene numerosas líneas (WEB79) (ver figura 2.12). En ambos casos se encontró una diferencia sistemática entre las energías así encontradas para algunos picos conocidos del ^{208}Pb y las verdaderas, en la región de energías de excitación $E_x \leq 5$ MeV, donde las líneas de calibración tienen energías de excitación bien establecidas (≤ 1 KeV). Esta diferencia es del orden de 12 KeV en el caso del ^{207}Tl y de 15 KeV en el caso de ^{206}Tl .

Esta desviación no puede ser achacada a la diferencia de energía perdida en el blanco (que sería de unos 7 KeV para un espesor de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), pues son tenidos en cuenta por el programa BKDAP. Por otra parte siendo los tres blancos de masas tan similares, tampoco puede ser achacada a imprecisiones en los valores absolutos de la energía incidente o el ángulo de reacción. También hay que excluir la posibilidad de que se deba a variaciones en la energía o dirección del haz incidente durante el experimento, debido al método empleado de "emparedar" las medidas con el ^{209}Bi entre dos medidas con el ^{208}Pb (la diferencia máxima encontrada entre los espectros medidos antes y después fue de 4 KeV).

La explicación más plausible que queda entonces es que los valores de alguna(s) de las masas empleadas en el cálculo de los "Q-values" este equivocada. Estas masas fueron tomadas de WAP77 y de acuerdo con estas tablas el error en los "Q-values" de las reacciones consideradas oscila entre 2 y 6 KeV.

De acuerdo con esta suposición, añadimos entonces a todos los valores encontrados de E_x esta desviación y así obtuvimos los resultados que se muestran en la figura 2.12. Los errores son del orden de 3 KeV en la región de $E_x \leq 5$ MeV pero son superiores para $E_x \geq 5$ MeV, debido a la mayor incertidumbre en las energías de las líneas de calibración (6 KeV).

Se descubrió entonces en la región donde se esperaba el estado 1^+ un pico (indicado con una flecha en la figura 2.12) con energía de excitación $E_x = 5.825(7)$ MeV, debilmente excitado en el espectro medido a 20.0° y que desaparece a 10.1° como correspondería a un miembro del multiplete ($\pi 1h_{9/2}, \pi 1h_{11/2}^{-1}$) con espín bajo (ver apartado 5.1.2). A simple vista este pico parecía poseer una anchura superior a la de los picos alrededor indicando que se trataba de un multiplete. Sin embargo, debido a que la forma de los picos en el programa ACSPEC (gaussiana + cola exponencial) no ajusta perfectamente la forma de las líneas producida por el espectrógrafo no se pudo obtener una evidencia cuantitativa. Entonces recurrimos a otro programa, PEAKFIT (GRA84), que incluye polinomios de Hermite para ajustar la cola de los picos. Con dos polinomios se pudo reproducir adecuadamente la forma del pico situado a $E_x = 3.711$ MeV que consideramos como patrón conveniente. Fijando entonces los parámetros para este pico se pudo obtener un buen ajuste a todos los picos que pueden ser considerados como únicos, en todos los espectros y se demostró (ver figura 2.13) la necesidad de incluir (al menos) dos estados para ajustar la forma del pico de interés. Las energías de excitación así obtenidas son: $E_x = 5.821(7)$ MeV y $E_x = 5.841(8)$ MeV que identificamos como el estado 1^+ . Estos picos contienen respectivamente 56% y 44% de la intensidad total.

Aunque hay que tener en cuenta que el centroide y la intensidad obtenidos están sujetos a grandes imprecisiones, el hecho de que el pico considerado sea un multiplete y que por tanto el estado 1^+ sea responsable sólo de una parte de la sección eficaz observada tiene importantes consecuencias como discutiremos más adelante, en el apartado 5.1.2.

2.4.4 ($^3\text{He}, t$)

El análisis de espectros compuestos por resonancias anchas superpuestas a un gran fondo continuo (figura 2.14) esta sujeto a serias incertidumbres si no se dispone de un medio para determinar la forma exacta del fondo (o eliminarlo).

En nuestro caso el fondo observado se debe fundamentalmente (AAR81) a un proceso de destrucción-transferencia (breakup-transfer) del tipo ($^3\text{He}, pd$)(pd, pt) que no es fácil separar del proceso de intercambio de carga ($^3\text{He}, t$). Intentos en esta dirección (GAA81) utilizando el decaimiento protónico de los estados excitados condujo a resultados contradictorios como ya mencionamos en el capítulo 1.

Ante la imposibilidad de determinar de nuestros datos la forma de la resonancia, decidimos utilizar los valores del centroide (E_x) y la anchura ($\Gamma \equiv \text{FWHM}$) obtenidos en otros experimentos y comparar los resultados obtenidos. Las integraciones fueron realizadas con el programa SPTFIT (KAR84) que permite definir un fondo polinómico de grado $n \leq 5$ y ajusta los picos con simples gaussianas.

Empleamos tres conjuntos diferentes de parámetros, para fijar la forma de la resonancia GT:

a) $E_x = 15.2 \text{ MeV}$, $\Gamma = 2.2 \text{ MeV}$: que son los parámetros que "mejor" ajustan nuestros resultados

b) $E_x = 15.5 \text{ MeV}$, $\Gamma = 2.9 \text{ MeV}$: obtenidos en el análisis de la reacción $^{208}\text{Pb}(p, n)$ a $E_p = 45 \text{ MeV}$ (STE80)

c) $E_x = 15.6 \text{ MeV}$, $\Gamma = 4.1 \text{ MeV}$: obtenidos en el análisis de la reacción $^{208}\text{Pb}(p, n)$ a $E_p = 120 \text{ MeV}$ (HOR80)

ajustando en cada caso el fondo, hasta obtener el mejor resultado posible. En la figura 2.14 se muestran los distintos ajustes obtenidos para un espectro. El pico correspondiente al IAS ha sido también ajustado con una gaussiana aunque realmente su forma es mas bien lorentziana (CRA72) con un pié mas ancho que el de una gaussiana, lo que además dificulta la

separación de la contribución de ambas excitaciones (IAS y GT) al espectro.

Como puede apreciarse en la figura 4.10, las secciones eficaces obtenidas con estos tres conjuntos de parámetros varían hasta un factor tres lo que da una idea de la incertidumbre propia de nuestros resultados. En la figura 4.11 se muestra el resultado combinado de los dos experimentos aludidos para la suma de las dos contribuciones IAS + GT con los parámetros b).

3.1 CONSIDERACIONES PREVIAS.

En el caso ideal nos gustaria poder comparar las secciones eficaces $d\sigma/d\Omega$ medidas experimentalmente con los resultados de cálculos teóricos para extraer conclusiones sobre la validez de un determinado modelo de la función de onda de los estados envueltos.

Esto presupone que $d\sigma/d\Omega$ es suficientemente sensible a la estructura nuclear. La maxima "sensibilidad" se da en aquellas reacciones en que la transición entre el estado inicial y el final transcurre en pocos pasos, uno en el caso ideal, de forma que la probabilidad de la misma depende del solapamiento de las funciones de onda inicial y final. Estas son las denominadas reacciones directas, que pueblan con preferencia estados que difieren "poco" del estado fundamental (excitan pocos grados de libertad). Esta situación se favorece cuando el proyectil y el blanco interaccionan minimamente: es decir, cuando el tiempo de vuelo del proyectil a través del blanco es del orden o menor que el tiempo de "revolución" de los nucleones en el mismo (10^{-22} s) es decir para energías incidentes $E_{inc}/A_{proy} > 15$ MeV/nucleon, o cuando el proyectil atraviesa las zonas perifericas del blanco.

Si el proyectil atraviesa el interior y/o su velocidad es menor, aumenta entonces la probabilidad de que interaccionen un mayor número de veces. En el caso extremo se llega a una fusión del proyectil y el blanco (nucleo compuesto), que evoluciona y decae (en un tiempo de 10^{-16} s a 10^{-18} s) estadisticamente, con lo que se pierde la sensibilidad a la estructura nuclear. Entre ambos extremos (reacciones directas y de nucleo compuesto) existen situaciones de complejidad creciente que se suelen agrupar bajo la designación de reacciones pre-compuesto (precompound reactions) o de pre-equilibrio.

A las energías incidentes utilizadas en nuestros experimentos y para los estados estudiados, se puede considerar la contribución de los procesos mas complicados como muy pequeña. Procesos del tipo "en dos pasos", en que



se llega al estado final a través de un estado intermedio, (probablemente los mas importantes despues del proceso "en un paso"), no pueden ser totalmente excluidos. La inclusión de estos procesos de orden superior puede ser implícita (o efectiva), mediante una modificación de la interacción proyectil-blanco utilizada en el cálculo del proceso en un paso, o bien explícita, mediante un tratamiento perturbativo o mediante el método de los canales acoplados (en realidad ambas alternativas no son independientes).

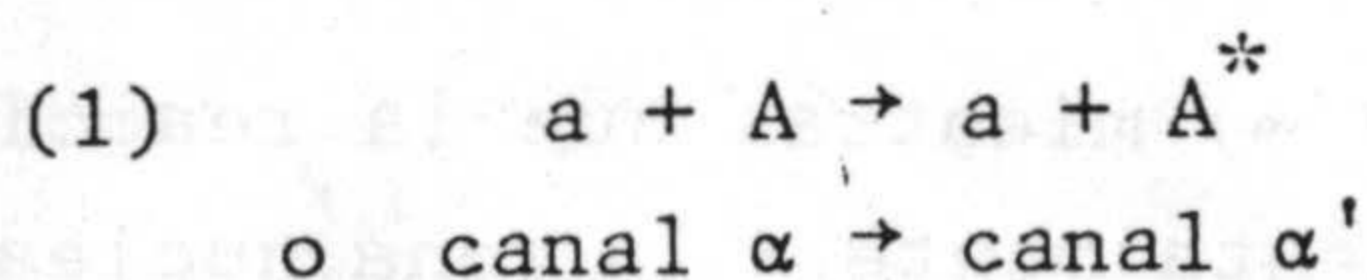
En la práctica no existe una receta universal para realizar este programa lo que introducen una ambigüedad fundamental en los modelos de aproximación utilizados en el cálculo de los procesos de reacción. Otras ambigüedades que resultan de nuevas aproximaciones, introducidas para facilitar los computos, han de ser también consideradas. En este trabajo los cálculos de la reacción han sido hechos dentro del modelo de la Aproximación de Born de la Onda Distorsionada (DWBA) apropiado para describir procesos en un paso, aunque permite incluir también el efecto "medio" de los procesos de orden superior si es "pequeño". De lo dicho se deduce que no es posible hacer consideraciones muy generales acerca de su validez, y en los apartados siguientes discutimos su aplicación a cada caso.

3.2 EL MODELO PARA LA REACCIÓN: DWBA

No pretendemos describir aquí el desarrollo formal de la aproximación DWBA sino discutir (como acabamos de decir) las distintas aproximaciones que se encuentran detras de este modelo en su aplicación práctica a los casos aquí estudiados.

3.2.1 Dispersión inelástica de nucleones: DWBA microscópico

El proceso que se intenta describir puede ser representado (a: proyectil, A: núcleo blanco en su estado fundamental, A^* : estado excitado):



En este caso (SAT83) la aproximación a la amplitud de probabilidad de la transición $T_{\alpha',\alpha}$ ³ se obtiene a partir de una aproximación de primer orden en la interacción a las ecuaciones de los canales acoplados (CC) para α y α' :

$$(2) \quad T_{\alpha',\alpha}^{DWBA} = \langle \chi_{\alpha'}^{(-)} | \psi_{\alpha'} | \Sigma v_{ij} | \psi_{\alpha} | \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle$$

En esta expresión:

χ representan las funciones de onda distorsionadas solución de las ecuaciones de Schroedinger (con las condiciones de contorno adecuadas: $\chi_{\alpha}^{(+)}$ onda plana entrante en el canal α onda esférica saliente en todos los canales, $\chi_{\alpha'}^{(-)}$ onda plana saliente en el canal α' onda esférica entrante en todos los canales):

$$(3a) \quad [(E - \varepsilon_{\alpha}) - T_{\alpha} - U_{\alpha}] \chi_{\alpha}^{(+)} = 0$$

$$(3b) \quad [(E - \varepsilon_{\alpha'}) - T_{\alpha'} - U_{\alpha'}^*] \chi_{\alpha'}^{(-)} = 0$$

donde ε_{α} ($\varepsilon_{\alpha'}$) es la suma de de las energías internas de a y A (A^*), T_{α} es el operador de energía cinética relativa de los dos fragmentos nucleares y:

$$(4a) \quad U_{\alpha} \equiv \langle \psi_{\alpha} | \Sigma v_{ij} | \psi_{\alpha} \rangle$$

$$(4b) \quad U_{\alpha'} \equiv \langle \psi_{\alpha'} | \Sigma v_{ij} | \psi_{\alpha'} \rangle$$

definen los potenciales ópticos adecuados. En la práctica éstos se suelen aproximar por los potenciales ópticos fenomenológicos que describen la dispersión elástica en los canales respectivos. Este procedimiento introduce una ambigüedad relacionada con el hecho de que la dispersión elástica

³ La sección eficaz diferencial esta relacionada con la amplitud de probabilidad por: $(d\sigma/d\Omega)_{\beta\alpha} = (\mu_{\alpha}\mu_{\beta}k_{\beta}/4\pi^2h^4k_{\alpha})|T_{\beta\alpha}|^2$, donde μ y k representan la masa reducida y el momento relativo en cada canal.

fija la función de ondas asintóticamente ($r \rightarrow \infty$) mientras que la reacción que intentamos describir es sensitiva fundamentalmente a la zona nuclear. Como consecuencia, diversos potenciales ópticos pueden reproducir la dispersión elástica pero dar diferentes resultados para la reacción.

ψ representan el producto de las funciones de onda interna de los dos fragmentos nucleares en cada canal ($\psi_\alpha = \psi_a \psi_A$, $\psi_{\alpha'} = \psi_a \psi_A^*$). En el apartado 3.3 discutiremos los modelos de las funciones de onda empleados.

v_{ij} (i nucleón de a , j nucleón de A , la Σ es sobre todos los i y j) es la interacción efectiva que está relacionada con la "verdadera" interacción nucleón-nucleón (N-N) V_{ij} por la ecuación (GLE83):

$$(5) \quad v_{ij} = V_{ij} + V_{ij} \frac{Q}{E - H_\alpha - T_\alpha + i\epsilon} v_{ij}$$

aquí H_α representa el hamiltoniano interno de a y A (cuyas autofunciones son las ψ y autovalores ϵ), T_α es de nuevo el operador de energía cinética del movimiento relativo y Q es el operador que proyecta sobre el conjunto de canales excluidos (es decir todos menos α y α'). La interacción v_{ij} posee dos particularidades que merecen especial comentario:

- A través del segundo término de la ecuación (5), v_{ij} incluye de una forma efectiva (de ahí el nombre) el efecto de los canales no considerados explícitamente en las ecuaciones CC de las que se deriva la ecuación (2). Como consecuencia esta interacción efectiva es en general compleja, no local y dependiente de la energía (observese que las mismas características son heredadas por los potenciales ópticos, ecuación (4)).
- Como es bien conocido las interacciones N-N "realistas" (es decir que ajustan los datos experimentales de la dispersión nucleón-nucleón) V_{ij} poseen una parte de corto alcance fuertemente repulsiva que las hace inadecuadas en cálculos perturbativos (del estilo de la ecuación (2)). La interacción efectiva v_{ij} posee por el contrario un comportamiento "suave". Este importante hecho se puede derivar por analogía con la teoría de las colisiones múltiples de Watson (WAT53). Así se puede ver que en realidad Σv_{ij} es el primer término de una reordenación

del desarrollo en serie de la interacción efectiva total v en función de V_{ij} , y que este término representa la interacción en que el nucleón i "colisiona" con un único nucleón j , mientras que los términos sucesivos representan la colisión con dos, tres, ..., nucleones sucesivamente. Esto justifica (en el espíritu de lo discutido en el apartado 3.1) la sustitución en la expresión (2) de v por Σv_{ij} , si se recuerda que intentamos describir un proceso directo.

Desafortunadamente un cálculo directo de v_{ij} a partir de la ecuación (5) es demasiado complicado, por lo que es necesario recurrir a nuevas aproximaciones:

A energías incidentes altas ($E_{inc} > 100$ MeV) se suele aproximar v_{ij} por la matriz t_{ij} de dispersión de dos nucleones libres:

$$(6) \quad t_{ij} = V_{ij} + V_{ij} \frac{1}{E - T_{\alpha} + i\epsilon} t_{ij}$$

Esta es la denominada aproximación de impulso (KER59). Se basa en la idea de que a energías suficientemente altas (longitudes de onda cortas) los dos nucleones interactúan como si estuvieran aislados de los otros que los rodean ($H_{\alpha} + T_{\alpha} \approx T_{\alpha}$) y que $Q \approx 1$. El gran atractivo de esta aproximación es que la ecuación (6) no necesita de hecho ser resuelta ya que t_{ij} puede parametrizarse directamente a partir de los defasajes obtenidos del análisis de los datos experimentales de la dispersión nucleón-nucleón (LOV81).

Otra forma de aproximación de (5) parte del reconocimiento de la similitud de esta ecuación con la que cumple la matriz de reacción G_{ij} de Brueckner en la teoría de la materia nuclear (BET71):

$$(7) \quad G_{ij} = V_{ij} + V_{ij} \frac{Q_F}{E - H_0} G_{ij}$$

En esta ecuación $H_0 = \Sigma(T_k + U_k)$ es el análogo del hamiltoniano no perturbado de la teoría de capas, siendo U_k el potencial medio producido por el resto de los nucleones y Q_F tiene en cuenta el principio de exclusión de

Pauli proyectando sobre los estados no ocupados (por encima del nivel de Fermi). De hecho se puede considerar la ecuación (7) como la modificación de (6) cuando los nucleones están embebidos en materia nuclear. Bajo este punto de vista la G ha sido considerada como una alternativa adecuada para describir la interacción entre nucleones en procesos de dispersión. Algunos autores (ver por ejemplo C. Mahaux y H.V. von Geramb et al. en GER79) realizan la extensión adecuada al caso de que uno de los nucleones no está ligado e introducen las aproximaciones necesarias para pasar de la materia nuclear (infinita) a núcleos finitos obteniendo así una interacción compleja, dependiente de la densidad (a través de Q_F) y de la energía. A energías bajas ($E_{inc} < 60$ MeV) se ha seguido otro camino basado en la suposición de que en este caso la parte real de v_{ij} puede ser aproximada por la matriz G_{ij} de dos nucleones ligados. En este trabajo hemos utilizado interacciones basadas en una representación local de v_{ij} parametrizada de la forma (ver W.G. Love en G0080):

$$\begin{aligned}
 (8) \quad v = & v_0(r_{12}) + v_\tau(r_{12})\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + v_\sigma(r_{12})\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \\
 & + v_{\sigma\tau}(r_{12})\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 && \text{central} \\
 & + v^{LS}(r_{12})\vec{L} \cdot \vec{S} + v_\tau^{LS}(r_{12})\vec{L} \cdot \vec{S} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 && \text{espin-orbita} \\
 & + v^{TN}(r_{12})S_{12} + v_\tau^{TN}(r_{12})S_{12} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 && \text{tensorial}
 \end{aligned}$$

$$\vec{L} = \vec{r}_{12} \times \vec{p}_{12} \quad \vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$$

$$S_{12} = 3(\vec{r}_{12} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{r}_{12} \cdot \vec{\sigma}_2)/r_{12}^2 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$$

siendo $\vec{\sigma}$ y $\vec{\tau}$ las matrices de Pauli de espín e isoespín. (La representación escogida hace énfasis en la transferencia de espín e isoespín que se produce en la reacción.) Los elementos de matriz de (8) calculados en una base de oscilador armónico se ajustan a los correspondientes elementos de matriz de G, derivados de diversas fuentes. Por este procedimiento la dependencia en la densidad desaparece.

El principal punto débil de estas interacciones, es carecer de parte imaginaria (acoplamiento a los canales excluidos). En el estudio de estados colectivos ésta se suele introducir "ad hoc" y por analogía con el modelo

del potencial óptico deformado (HAL74, GER75, BAU78). En nuestro caso (estado no colectivo) probablemente la forma mas adecuada de considerar el acoplamiento a otros canales es explicitamente, por ejemplo en DWBA de segundo orden. Considerando que tal tratamiento no esta tampoco libre de incertidumbres, que los cálculos se complican considerablemente y que ciertas indicaciones (HEF78, BIJ83) nos permitian esperar un efecto pequeño, no los hemos considerado en los cálculos aquí presentados.

La expresión (2) no tiene en cuenta la antisimetrización relativa de las funciones de onda del proyectil y del blanco (éstas se suponen propiamente antisimetrizadas). En el caso de la dispersión de nucleones, la parte mas importante (AUS70) del efecto de antisimetrización, que recibe el nombre de término de intercambio por desplazamiento ("knock-on exchange", el nucleon incidente expulsa uno del blanco y ocupa su puesto), puede ser tenida en cuenta reemplazando en (2) v_{ij} por $v_{ij}(1-P_{ij})$, siendo P_{ij} el operador que permuta todas las coordenadas (espaciales, de espín e isoespín, $P=P^x P^\sigma P^\tau$) del nucleón incidente i y el ligado j . Esto nos permite escribir la amplitud de transición antisimetrizada para la dispersión de nucleones (OST79, WAM79) como la suma de un término directo (idéntico a (2)) y un término de intercambio (exchange):

$$(9) \quad T_{\alpha',\alpha}^{\text{ADWBA}} = T_{\alpha',\alpha}^{\text{D}} + T_{\alpha',\alpha}^{\text{E}}$$

siendo:

$$(9a) \quad T_{\alpha',\alpha}^{\text{D}} = \int d\vec{r} \chi_{\alpha'}^{(-)*}(\vec{r}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) \int d\vec{r}' \rho_A^{* \text{tr}}(\vec{r}') v(\vec{r}-\vec{r}')$$

$$(9b) \quad T_{\alpha',\alpha}^{\text{E}} = \iint d\vec{r} d\vec{r}' \chi_{\alpha'}^{(-)*}(\vec{r}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}') \rho_A^{* \text{tr}}(\vec{r}, \vec{r}') v(\vec{r}-\vec{r}')$$

$$\rho_A^{* \text{tr}}(\vec{r}) \equiv \rho_A^{* \text{tr}}(\vec{r}, \vec{r})$$

donde al mismo tiempo hemos separado los distintos factores (ondas distorsionadas, estructura nuclear e interacción) que intervienen en el cálculo de la amplitud de transición. La relación de la matriz de densidad de la transición $\rho_A^{* \text{tr}}$ con los modelos de estructura nuclear sera aclarado mas adelante. La interacción efectiva de intercambio v tiene la misma forma (8) que v y esta relacionada con ella por:

$$(10) \quad v = P^\sigma P^\tau v$$

Se puede comprobar (MAD75) que los términos de v (v_0, v_σ, \dots) son combinación lineal de los términos de v (separadamente para las partes central, de espín-órbita y tensorial).

El término no local (9b) requiere un esfuerzo de computo mucho mayor que el término (9a) y por eso en muchas aplicaciones se suele introducir una aproximación local (PET69). Sin embargo su validez a bajas energías incidentes es cuestionable (LOV70). Nosotros hemos preferido considerar el término de intercambio exactamente y como veremos mas adelante este término es esencial en la descripción de la transición al estado 1^+ .

3.2.2 Dispersión inelástica de proyectiles compuestos.

En el caso de la dispersión inelástica de proyectiles mas complejos la expresión (2) se puede reducir a una expresión análoga a (9a) en que la interacción efectiva nucleón-nucleón v se sustituye por una interacción efectiva proyectil-nucleón definida (MAD66, SAT66):

$$(11) \quad \bar{v} = \int d\xi |\psi_a|^2 v$$

donde $\vec{\xi}$ representan las coordenadas internas del proyectil a . La forma de \bar{v} es análoga a la de v , excepto que debido a los números cuánticos intrínsecos de espín e isoespín del proyectil algunos términos desaparecen. Por ejemplo si a es un deuterón ($S=1, T=0$) desaparecen todos los términos en $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}$, mientras que en el caso de ${}^3\text{He}$ o tritones todos los términos permanecen.

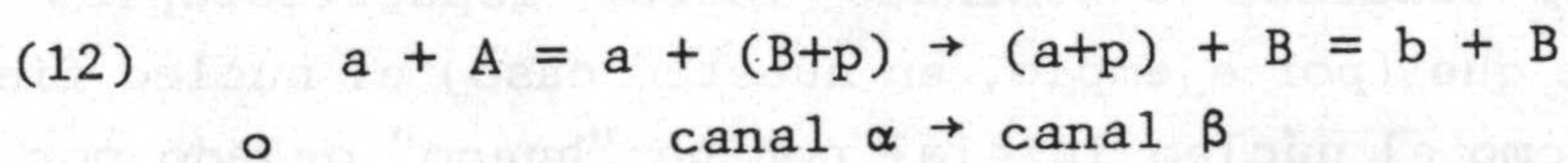
Desafortunadamente hasta el momento no existe ningun modelo practicable que permita tener en cuenta el efecto de antisimetrización de forma análoga a (9b). Este efecto es en general importante, lo que nos impide intentar un análisis análogo al que es posible realizar en el caso de nucleones con interacciones efectivas realistas. (Intentos en este sentido realizados con la reacción (d, d') corroboraron este razonamiento como discutimos mas adelante.)

En el caso de la reacción (${}^3\text{He}, t$) se sabe además (GAA80 y referencias) que procesos del tipo en dos pasos, como por ejemplo (${}^3\text{He}, \alpha$)(α, t), son muy importantes. Cabría sin embargo la posibilidad de considerar los parámetros de v como "efectivos" en un sentido mas amplio: en el de incluir el efecto de la antisimetrización, de los procesos de orden superior, etc, y que se ajustarían entonces para reproducir los datos experimentales. Por supuesto tal procedimiento tendría sentido si se encontrase una cierta consistencia entre los parámetros así obtenidos en el estudio de casos diversos, lo que nos permitiría además intentar "predecir" los resultados para casos todavía no estudiados.

Basados en investigaciones anteriores (SCH70, SCH71) que indicaban la existencia de la mencionada consistencia en los parametros ajustados, decidimos aplicar el modelo a nuestro caso.

3.2.3 DWBA de las reacciones de transferencia.

La aproximación DWBA es igualmente aplicable al caso de reacciones de transferencia. En particular supongamos que intentamos describir la reacción de captura (pick-up) de un protón:



La amplitud de probabilidad exacta para la transición $T_{\beta\alpha}$ puede ser desarrollada (SAT83) en las denominadas series de la onda distorsionada cuyos primeros términos proporcionan los dos formas de la aproximación DWBA:

$$(13a) \quad T_{\beta\alpha}^{\text{DWBA}} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} \psi_{\beta} | v_{\alpha} - U_{\alpha} | \psi_{\alpha} \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad \text{"prior"}$$

$$(13b) \quad T_{\beta\alpha}^{\text{DWBA}} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} \psi_{\beta} | v_{\beta} - U_{\beta} | \psi_{\alpha} \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad \text{"post"}$$

donde $v_{\alpha} = \sum v_{ij}$ cuando $i = a$ y $j = A$, $v_{\beta} = \sum v_{ij}$ cuando $i = b$ y $j = B$. Los potenciales U que originan las ondas distorsionadas χ de forma análoga a (3) tienen aquí el carácter de simples potenciales auxiliares, pero normalmente se toman como los potenciales ópticos fenomenológicos que des-

criben la dispersión elástica en los canales respectivos (lo que lleva asociada una ambigüedad del tipo discutido en el apartado 3.2.1).

En las aplicaciones prácticas se suelen introducir una serie de simplificaciones: así, en el caso de "pick-up" se toma intuitivamente la forma "prior" como la más adecuada para describir el proceso y se simplifica el término de interacción en la forma:

$$(14) \quad v_{\alpha} - U_{\alpha} = v_{ap} + v_{aB} - U_{aA} \approx v_{ap}$$

Para simplificar el cálculo de la integral (13) se introduce normalmente la llamada aproximación del rango cero:

$$(15) \quad D(\vec{r}_{ap}) = \langle \psi_b | v_{ap} | \psi_a \rangle \approx D_0 \delta(\vec{r}_{ap})$$

que se supone válida (teniendo en cuenta el corto alcance de las fuerzas nucleares) para proyectiles ligeros.

Independientemente de estas aproximaciones la información sobre la estructura nuclear está contenida en el elemento de matriz $\langle \psi_{\beta} | v_{\alpha} - U_{\alpha} | \psi_{\alpha} \rangle$ que aparece no sólo en la aproximación DWBA sino también en otros modelos de reacciones directas (AUS70). De forma muy general se puede descomponer en un factor de forma (dependiente de las coordenadas) y un término de "fortaleza" (strength) cuyo cuadrado denominado factor espectroscópico S , mide la probabilidad de que (por ejemplo, en nuestro caso) el núcleo final pueda ser considerado como el núcleo inicial con un "hueco" dejado por el protón capturado. Mas precisamente, para la captura de un nucleón en un orbital nlj (LAW80):

$$(16) \quad S_{1j}(B,A) = |\langle \psi_B | | a_j^+ | | \psi_A \rangle|^2$$

donde a_j^+ es el operador de creación de una partícula en el orbital considerado. El elemento de matriz reducido en (16) puede ser evaluado para distintos modelos nucleares. Así, para captura en un núcleo de capas cerradas ($J_A=0$):

$$(17) \quad S_{1j}(J_B=j) = (X_{nlj})^2 (2j+1)$$

siendo X la amplitud de probabilidad de que el estado pueda ser considerado un estado "hueco". En el caso de captura en un núcleo de capas cerradas mas un nucleón en el orbital $n_0 l_0 j_0$:

$$(18) \quad S_{1j}(J_B, J_A=j_0) = (X_{n_0 l_0 j_0}(nlj)^{-1})^2 (2J_B+1)/(2j_0+1)$$

$$|j-j_0| \leq J_B \leq j+j_0$$

donde X es la amplitud de la contribución $|n_0 l_0 j_0(nlj)^{-1}\rangle$ a la función de ondas del estado J_B poblado.

Los factores espectroscópicos cumplen reglas de suma muy generales (MAC60), en particular en nuestro caso es especialmente interesante la que toma la forma:

$$(19) \quad \sum_{\alpha_B} \sum_{J_B} S_{1j}(\alpha_B J_B) = \nu_j$$

donde α_B representa los numeros cuánticos aparte del de espín J_B necesarios para caracterizar los estados finales poblados y ν_j es el número de nucleones que ocupan el orbital nlj (ocupación total: $\nu_j = 2j+1$). Esta regla de suma nos permite relacionar (17) y (18) para capturas en el mismo orbital nlj y nos servirá (ver mas adelante) para extraer factores espectroscópicos comparando resultados experimentales entre sí.

El factor de forma depende de la parte radial de la función de ondas de la partícula ligada y gobierna la forma de la distribución angular.

En la aproximación DWBA en el rango cero la sección eficaz puede ser entonces escrita:

$$(20) \quad (d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}} = N S_{1j} (d\sigma/d\Omega)_{\text{DWBA}}$$

el factor N esta relacionado con el D_0 de la ecuación (15) y puede ser calculado (BAS66), si bien esta sujeto a incertidumbres, lo que hace que con frecuencia se considere como un factor a ajustar experimentalmente.

3.3 MODELOS DE LA ESTRUCTURA NUCLEAR: TDA Y RPA

Las excitaciones de un núcleo de doble capa cerrada (como el ^{208}Pb) pueden ser descritas (RIN80, ROW70) en términos de excitaciones elementales del tipo partícula-hueco (ph) en que un (o varios) nucleón que ocupa un orbital por debajo del nivel de Fermi (orbital mas alto ocupado) es promovido a un orbital desocupado por encima del mismo. Dos aproximaciones de primer orden dentro de este modelo han sido empleadas corrientemente: la Aproximación de Tamm-Dancoff (TDA) y la Aproximación de las Fases Aleatorias (RPA) que supera a la primera al tener en cuenta las correlaciones presentes en el estado fundamental inducidas por la interacción residual, su inclusión es fundamental para describir algunas propiedades de las excitaciones colectivas (aquellas en que participan un gran numero de nucleones).

Las funciones de onda y energías de excitación en la aproximación TDA se obtienen solucionando el conjunto de ecuaciones:

$$(21) \quad \sum_{nj} [(\varepsilon_m - \varepsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \langle m_i^{-1} | v_{\text{eff}} | n_j^{-1} \rangle] X_{nj}^{\nu} = E_{\nu} X_{mi}^{\nu}$$

donde i, j (m, n) representan estados de una partícula por debajo (encima) del nivel de Fermi con energías ε , el rango de los indices n_j en Σ definen el espacio modelo, " $\langle || \rangle$ " representa el elemento de matriz (propiamente antisimetrizado) de la interacción residual "efectiva" (en un sentido análogo al de 3.2.1). E_{ν} representa la energía de excitación del estado $|\psi_{\nu}\rangle$ cuya función de ondas en función de las amplitudes X_{mi}^{ν} viene dada por:

$$(22) \quad |\psi_{\nu}\rangle = \sum_{mi} X_{mi}^{\nu} a_m^{\dagger} a_i |\psi_0\rangle$$

siendo $|\psi_0\rangle$ la función de ondas del estado fundamental y a_m^{\dagger} (a_i) el operador de creación (destrucción) de una partícula en el orbital m (i). En el caso de la aproximación RPA las ecuaciones toman la forma:

$$(23a) \quad \sum_{nj} (A_{minj} X_{nj}^{\nu} + B_{minj} Y_{nj}^{\nu}) = E_{\nu} X_{mi}^{\nu}$$

$$(23b) \quad \sum_{nj} (B_{minj}^* X_{nj}^v + A_{minj}^* Y_{nj}^v) = -E_v Y_{mi}^v$$

donde:

$$(24a) \quad A_{minj} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \langle mi^{-1} | v | nj^{-1} \rangle$$

$$(24b) \quad B_{minj} = \langle mi^{-1} | v | jn^{-1} \rangle$$

(en este caso el elemento de matriz " $\langle | | \rangle$ " no debe ser antisimetrizado).
La función de ondas viene dada por:

$$(25) \quad |\psi_v\rangle = \sum_{mi} (X_{mi}^v a_m^\dagger a_i - Y_{mi}^v a_i^\dagger a_m) |\psi_0\rangle$$

La aproximación RPA, al considerar las correlaciones en el estado estado fundamental, introduce además de la amplitud de probabilidad de creación X de una excitación partícula-hueco, una cierta probabilidad de destrucción Y. En el límite $Y \rightarrow 0$ las ecuaciones (23) se reducen a las (21).

La densidad de transición ρ introducida en la ecuación (9) viene dada en estos modelos por:

$$(26) \quad \rho^{\text{tr}}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{mi} (X_{mi} + Y_{mi}) \phi_m^*(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}')$$

$$\phi_j(\vec{r}) = \langle \vec{r} | j \rangle$$

3.4 PARÁMETROS UTILIZADOS EN LOS CÁLCULOS

Si bien presentaremos los resultados de los cálculos en el siguiente capítulo nos parece conveniente reunir en este punto los parámetros utilizados en los mismos:

(p,p')

Las secciones eficaces presentadas fueron calculadas con el código DWBA82 (RAY82) que incluye el término de intercambio por desplazamiento exactamente según la ecuación (9).

Dos conjuntos distintos de parámetros de **potencial óptico** fueron utilizados para generar las funciones de onda distorsionadas χ : los de Becchetti-Greenlees (B&G) obtenidos de un ajuste global a los datos de la dispersión inelástica de protones en núcleos con número másico $A > 40$ y para energías incidentes $E < 50$ MeV (BEC69) y los obtenidos por van Oers et al. (vO) en un ajuste de los datos en ^{208}Pb a energías $15 < E < 1000$ MeV (OER74, HAL74). El potencial óptico está parametrizado en la forma usual:

$$(27) \quad U(r) = -V_0 f(r, r_0, a_0) \\ -iW_V f(r, r_i, a_i) + iW_S 4a_i df(r, r_i, a_i)/dr \\ + 2(V_{SO} + iW_{SO})(1/r) df(r, r_{SO}, a_{SO}) \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \\ + V_{\text{coul}}$$

$$f(r, r_x, a_x) = 1/[1 + \exp((r - r_x A^{1/3})/a_x)] \quad \text{"Wood-Saxon"}$$

V_{coul} es el potencial coulombiano de una esfera uniformemente cargada (Ze) de radio $r_c A^{1/3}$

Los valores numéricos de los parámetros están especificados en las tablas 3.1 y 3.2:

Tabla 3.1: Parámetros ópticos⁽⁺⁾ para $E_p = 45$ MeV
tomados de la ref. BEC69 (B&G)

canal	V_0	r_0	a_0	W_v	W_s	r_i	a_i	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
in	50.2	1.17	0.75	7.20	3.09	1.32	0.658	6.2	1.01	0.75	1.19
out	52.1	1.17	0.75	5.88	4.59	1.32	0.658	6.2	1.01	0.75	1.19

(+) distancias en fm, profundidades en MeV

Tabla 3.2: Parámetros ópticos para $E_p = 45$ MeV
tomados de la ref. OER74 (vO)

canal	V_0	r_0	a_0	W_v	W_s	r_i	a_i	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
in	48.8	1.183	0.724	5.9	4.75	1.273	0.699	6.2	1.16	0.677	1.18
out	50.3	1.183	0.724	4.6	6.22	1.273	0.699	6.2	1.16	0.677	1.18

Los cálculos mostrados para una energía incidente de 200 MeV fueron realizados con los parámetros de la ref. DJA82 que se incluyen en la tabla 3.3 (los mismos parámetros fueron usados en ambos canales):

Tabla 3.3: Parámetros ópticos para $E_p = 200$ MeV
tomados de la ref. DJA82

V_0	r_0	a_0	W_v	r_i	a_i	V_{so}	W_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
19.65	1.223	0.736	18.134	1.213	0.829	2.065	-0.753	1.113	0.558	1.328

Dos fuentes distintas de la interacción efectiva fueron consideradas para la reacción a 45 MeV: una combinación especial, denominada usualmente M3Y

(ver W.G.Love en G0080), de los parámetros obtenidos (según el principio aclarado en el apartado 3.2.1) por Bertsch et al. (BER77) que consideraron tres fuentes distintas de la matriz G: el potencial de Hamada-Johnston (HAM62), el potencial de Reid (REI68) y los elementos de matriz de oscilador de Elliott et al. (ELL68); el otro conjunto de parámetros considerado es el derivado por Anantaram et al. (ANA83) del potencial de París (LAC80) cuyos términos de largo y medio alcance se basan en la teoría mesónica de las fuerzas nucleares mientras que la parte de corto alcance es fenomenológica (es decir se ajusta a los datos experimentales de la dispersión nucleón-nucleón). En ambos casos los factores radiales $v(r)$ de la parametrización (8) tienen la forma de una suma de términos de Yukawa:

$$(28) \quad v(r) = \sum v_i e^{-\mu_i r} / \mu_i r$$

Los valores de μ_i , v_i (en la base de cantidades relativas: SE, SO, ...) están dados en las tablas 3.4 y 3.5. (La conversión a la base utilizada en (8) se puede encontrar por ejemplo en BER77):

Tabla 3.4: Parámetros^(*) de la interacción efectiva tomados de la ref. BER77 (M3Y)

$1/\mu =$	0.25	0.40	0.7	1.414
SE	12454	-3835		-10.463
TE	21227	-6622		-10.463
SO	26941	-2777		31.389
TO	0	0		3.488
LSE	0	-813		
LSO	-2672	-620		
TNE		-1259.6	-28.41	
TNO		283	13.62	

(*) μ en fm, v en MeV

Tabla 3.5: Parámetros de la interacción efectiva tomados de la ref. ANA83 (PARIS)

	$1/\mu =$	0.25	0.40	0.7	1.414
SE		11466	-3556		-10.463
TE		13967	-4594		-10.463
SO		-1418	950		31.389
TO		11345	-1900		3.488
LSE		-5101	-813		
LSO		-1897	-632		
TNE			-1096	-30.9	
TNO			244	15.6	

En los cálculos realizados a 200 MeV la interacción utilizada es la matriz t de la dispersión de dos nucleones libres en la parametrización de Love&Franeý (LOV81) que tiene la misma forma que la anterior: fórmulas (8) y (28) con v_i complejo. Los parámetros tabulados en la tabla 3.6 son los correspondientes a $E_p = 210$ MeV multiplicados por el factor cinemático 0.916 que tiene en cuenta que uno de los nucleones está ligado a un núcleo de masa 208:

Tabla 3.6: Parámetros de la matriz t_{NA} a $E_p = 200$ MeV tomados de la ref. LOV81

	$1/\mu =$	0.15	0.25	0.40	0.70	1.40
SE	real		7642.0	-2372.3		-9.618
	imag		1333.1	-427.79		
TE	real		6310.9	-2072.5		-9.618
	imag		8546.6	-2776.8		
SO	real		26284	-3817.1		28.854
	imag		-3339.6	-52.241		
TO	real		5637.1	-1119.1		3.206
	imag		-1247.5	-149.89		
LSE	real		16705	-2035.4		
	imag		1474.3	493.59		
LSO	real		-2776.3	-318.16		
	imag		-69.131	26.89		
TNE	real	540541	-42831	1409.9	70.765	
	imag	400997	-29923	910.29	-9.0418	
TNO	real	-51857	5705.7	224.82	21.694	
	imag	-123202	7740.7	251.73	2.819	

Las **funciones de onda** consideradas pertenecen a dos tipos: Por una parte las calculadas por Vergados (VER71) resolviendo las ecuaciones TDA (21) en un espacio que incluye todos los estados de una partícula contenidos en una capa por encima y una por debajo ($\pm 1 \hbar\omega$) del nivel de Fermi (13 orbitales de protón, 15 de neutrón) utilizando los elementos de matriz de G calculados por Kuo&Brown (KUO66) en una base de oscilador armónico. Las energías de los estados de una partícula corresponden a los valores experimentales de la energía de separación de un nucleon (ver figura 1.1) y el valor de la constante de oscilador $\hbar\omega = 7$ MeV (equivalente a una longitud de oscilador $b = 2.44$ fm). Con estos parametros se encontraron cuatro estados 1^+ con energías de excitación 5.45, 7.52, 15.60 y 17.34 MeV. Los dos primeros concentran practicamente toda la intensidad dipolar teniendo el primero carácter isoescalar (ver capítulo 1) con una intensidad de

transición reducida (calculada con el operador magnético "desnudo" o "libre") $B(M1\uparrow) = 1.2 \mu_N^2$ ($\mu_N = e\hbar/2mc$, magnetón nuclear), y el segundo de carácter isovectorial con $B(M1\uparrow) = 48.1 \mu_N^2$. Los valores de las amplitudes de las contribuciones ph para el estado con energía de excitación $E_x = 5.45$ MeV están recogidas en la tabla 3.7:

Tabla 3.7: Función de ondas del estado con $E_x = 5.45$ MeV calculado en la ref. VER71 (VERG)

partícula	hueco	X
$\pi 1h9/2$	$\pi 1h11/2$	-0.779
$\pi 1i11/2$	$\pi 1g9/2$	-0.078
$\nu 1i11/2$	$\nu 1i13/2$	-0.612
$\nu 1j13/2$	$\nu 1h11/2$	+0.107

Por otra parte consideramos las funciones de onda RPA obtenidas (CO83) según el modelo de las referencias SPE80 y WAM80 pero con un espacio de configuraciones ligeramente extendido (44 orbitales de protón, 66 de neutrón). La interacción partícula-hueco utilizada contiene términos de rango cero según la prescripción de Landau-Migdal (SPE77) así como términos de rango finito que aparecen al tener en cuenta la contribución del intercambio de mesones π y ρ (ANA77, SPE80):

$$(29) \quad F^{ph} = C_0 \{ f_0(\rho) + f'_0 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + g_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g'_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \} \delta(\vec{r})$$

$$+ V_\pi + V_\rho$$

$$C_0 = 302.1 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$$

los términos V_π , V_ρ contribuyen también a la parte de rango cero (SPE80) los parámetros de la parte que multiplica a la δ dependen en principio de la densidad ρ si bien se encuentra que sólo es necesario conservar dicha dependencia para el primero f_0 :



$$(30) \quad f_0(\rho) = f_0^{\text{in}} \rho(r)/\rho(0) + f_0^{\text{ext}} [1 - \rho(r)/\rho(0)]$$

los valores de los parámetros se han ajustado para reproducir una serie de propiedades nucleares en la región del ^{208}Pb y son recogidos en la tabla 3.8:

Tabla 3.8: Parámetros de la interacción F^{ph} utilizada en los cálculos RPA

f_0^{in}	f_0^{ext}	f'_0	g_0	g'_0
0.10	-1.75	0.65	0.60	0.60

Las funciones de onda de una partícula usadas en este caso son generadas por un potencial de tipo Wood-Saxon con una forma similar al potencial óptico (27):

$$(31) \quad V(r) = -V_0 f(r, r_0, a_0) - 2V_{\text{so}} (1/r) df(r, r_{\text{so}}, a_{\text{so}}) \vec{\sigma} \cdot \vec{l} + V_{\text{coul}}$$

cuyos parámetros han sido ajustados para reproducir los valores de las energías de separación experimentales (figura 1.1) en la región del ^{208}Pb (RIN78) y se muestran en la tabla 3.9:

Tabla 3.9: Parámetros del potencial Wood-Saxon que genera los estados de una partícula

	V_0	r_0	a_0	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
protón	60.40	1.259	0.79	6.754	1.215	0.59	1.25
neutrón	44.32	1.259	0.66	6.084	1.175	0.64	-

En el cálculo RPA estas funciones de onda se desarrollan en una base de oscilador armónico (hasta 8 funciones) pero en el cálculo de las secciones eficaces se utilizan directamente.

Debido al gran espacio de configuraciones se obtiene un gran número de estados 1^+ (202) pero al igual que en el caso anterior los dos estados mas intensos son los de mas baja energía de excitación: un estado isoescalar con $E_x = 5.49$ MeV y $B(M1\uparrow) = 0.76 \mu_N^2$ (calculado con el operador magnético efectivo de la ref. BAU73) y un estado isovectorial con $E_x = 7.02$ MeV y $B(M1\uparrow) = 38.6 \mu_N^2$. Las funciones de onda obtenidas contienen 202 configuraciones ph pero en los cálculos de la sección eficaz se han utilizado (por razones de rapidez del cálculo) 72 y 40 configuraciones respectivamente, aquellas cuyas amplitudes X o Y exceden 0.01. En la tabla 3.10 se muestran los valores de las cinco configuraciones mas importantes:

Tabla 3.10: Amplitudes RPA de las configuraciones ph con $X, Y > 0.1$ obtenidas con la fuerza completa (RPA1)

		E_x (MeV) = 5.49		7.02	
partícula	hueco	X	Y	X	Y
$\pi 1h9/2$	$\pi 1h11/2$	+0.781	+0.225	-0.624	-0.049
$\pi 1h9/2$	$\pi 1f7/2$	-0.111	-0.077		
$\pi 1i11/2$	$\pi 1g9/2$	-0.109	-0.086		
$\nu 1i11/2$	$\nu 1i13/2$	+0.634	+0.207	+0.779	+0.089
$\nu 1i11/2$	$\nu 1g9/2$	-0.115	-0.084		

En un segundo cálculo RPA la parte tensorial inducida por $V_\pi + V_\rho$ fue reducida "ad hoc" en un 10% lo que produjo un estado isoescalar con $E_x = 6.03$ MeV y $B(M1\uparrow) = 1.41 \mu_N^2$. Las amplitudes de las contribuciones mas importantes se muestran en la tabla 3.11:

Tabla 3.11: Amplitudes RPA de las configuraciones ph con $X, Y > 0.1$ obtenidas con una reducción de la fuerza tensorial del 10% (RPA2)

particula	hueco	X	Y
$\pi 1h9/2$	$\pi 1h11/2$	+0.810	+0.196
$\nu 1i11/2$	$\nu 1i13/2$	+0.594	+0.171

(d, d')

Se realizaron algunos cálculos de la parte directa de la amplitud de transición utilizando el código KOMACHDT (LEN84) para calcular el factor de forma microscópico $\langle \psi_\alpha | \sum v_{ij} | \psi_\alpha \rangle$. Este puede ser subsecuentemente leído por el programa DWUCK4 (KUN79) para calcular las secciones eficaces diferenciales. Los resultados obtenidos (no mostrados aquí) con diversas interacciones efectivas (BER77, EIK71) fueron poco satisfactorios (como era esperable), siendo la forma y magnitud de las distribuciones angulares considerablemente diversos de los resultados experimentales.

(d, ^3He)

Los cálculos realizados para la reacción $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ fueron realizados con el código de rango cero DWUCK4 (KUN79). Diversas combinaciones de **parámetros de potencial óptico** en los canales de entrada y de salida fueron consideradas. En la tabla 3.12 se muestra la que reproduce mejor la forma de la distribución angular experimental, tomados de las ref. HIN68 ($d+^{208}\text{Pb}$) y PAR69 ($^3\text{He}+^{207}\text{Tl}$):

Tabla 3.12: Parámetros ópticos utilizados en el cálculo de la reacción $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$

canal	V_0	r_0	a_0	W_V	W_S	r_i	a_i	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
in	106.5	1.05	0.945	-	17.1	1.29	0.80	6.0	1.05	0.945	1.3
out	175.	1.14	0.723	17.5	-	1.60	0.90	-	-	-	1.4

Las funciones de onda ligadas (del "hueco") fueron generadas con los mismos parámetros usados en el cálculo RPA, tabla 3.9 y figura 1.1.

$(^3\text{He}, t)$

Los cálculos fueron realizados con el programa DWBA82 (RAY82): los números cuánticos de espín e isospín de estas partículas son idénticos a los de los nucleones p y n. Solo la parte "directa" fue considerada (ver apartado 3.2.2).

A falta de datos experimentales para tritones de altas energías, los parámetros de potencial óptico en ambos canales fueron tomados del análisis de la dispersión elástica de 130 MeV ^3He en diversos núcleos (DJA78). De las diversas "familias" de parámetros analizadas en esta referencia escogimos la denominada "superficial" (shallow) con absorción de volumen pues parecía ajustarse mejor a nuestros datos experimentales. Los parámetros utilizados se encuentran recogidos en la tabla 3.13:

Tabla 3.13: Parámetros ópticos para la reacción (${}^3\text{He}, t$)
tomados de la referencia DJA78

blanco	V_0	r_0	a_0	W_V	r_i	a_i	r_c
${}^{90}\text{Zr}$	105.0	1.211	0.832	22.7	1.515	0.655	1.4
${}^{208}\text{Pb}$	115.0	1.182	0.857	17.2	1.551	0.769	1.4

La forma de la **interacción efectiva** utilizada fue tomada de la referencia SCH71 (sólo los términos en " $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$ " intervienen en una reacción de intercambio de carga):

$$(32) \quad \bar{v}(r) = 1.32v_\tau Y(0.707r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\ - 1.32v_{\sigma\tau} Y(0.707r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\ - 1.7v_\tau^{\text{TN}} r^2 Y(1.139r) S_{12} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

$$Y(\mu r) = e^{-\mu r} / \mu r$$

Los factores numéricos provienen del "folding" aproximado (WES68, SCH70) de las partes radiales $\bar{v}(r)$ de la interacción nucleón-nucleón de tipo Yukawa (o $r^2 \times$ Yukawa) con funciones de onda del proyectil de tipo gaussiano. Las "profundidades" v_τ , $v_{\sigma\tau}$, v_τ^{TN} (que son en principio las de la interacción N-N) son tratadas como parámetros ajustables (con la restricción $v_{\sigma\tau} = v_\tau^{\text{TN}}$)

La **función de ondas** de los estados del ${}^{90}\text{Nb}$ usados para calibrar estos parámetros a nuestra energía incidente $E_{\text{inc}} = 135$ MeV, tienen la estructura mas simple posible (se supone que $N=Z=40$ forma un "core" inerte y que no hay mezcla de configuraciones):

$$|IAS\rangle = |\pi 1g_{9/2} \times \nu 1g_{9/2}^{-1}\rangle_{J\pi=0+; T=5}$$

$$|E_x = 2.13 \text{ MeV}\rangle = |\pi 1g_{9/2} \times \nu 1g_{9/2}^{-1}\rangle_{J\pi=1+; T=5}$$

$$|E_x = 0.65 \text{ MeV}\rangle = |\pi 1g_{9/2} \times \nu 1g_{9/2}^{-1}\rangle_{J\pi=3+; T=5}$$

donde J, π y T son el espín, paridad e isoespín total a que están acoplados las configuraciones ph en cada caso. Algunos cálculos en el modelo de capas (SER76) proporcionan una justificación a esta simplificación.

En el ^{208}Bi adoptamos un modelo similar para la función de ondas del estado IAS, suponiendo que el estado fundamental del ^{208}Pb es inerte y aplicando el operador de disminución del isoespín T_- se obtiene las amplitudes mostradas en la tabla 3.14:

Tabla 3.14: Función de ondas del estado isobárico análogo (IAS) en el ^{208}Bi

particula	hueco	X
$\pi 1h_{9/2}$	$\nu 1h_{9/2}$	0.477
$\pi 2f_{7/2}$	$\nu 2f_{7/2}$	0.426
$\pi 1i_{13/2}$	$\nu 1i_{13/2}$	0.564
$\pi 3p_{3/2}$	$\nu 3p_{3/2}$	0.302
$\pi 2f_{5/2}$	$\nu 2f_{5/2}$	0.369
$\pi 3p_{1/2}$	$\nu 3p_{1/2}$	0.213

La función de ondas de la resonancia GT sin embargo fue obtenida en un cálculo RPA (CHA84) similar al presentado en la referencia OST85 (sin inclusión de los efectos de la resonancia Δ). En estos cálculos se obtiene un estado con energía de excitación $E_x = 15.9 \text{ MeV}$ que contiene el 69% de la regla de suma $3(N-Z)$ y que asociamos con la resonancia experimental. En el cálculo se incluyeron las 17 configuraciones ph con amplitudes $X, Y > 0.1$ (estado muy colectivo) mientras que en la tabla 3.15 damos las más importantes:

Tabla 3.15: Configuraciones RPA del estado GT en ^{208}Bi
con amplitudes $X, Y > 0.2$

particula	hueco	X
$\pi 2f5/2$	$\nu 2f7/2$	-0.210
$\pi 3f7/2$	$\nu 2f5/2$	-0.267
$\pi 1h9/2$	$\nu 1h9/2$	0.217
$\pi 1h9/2$	$\nu 1h11/2$	-0.441
$\pi 1i11/2$	$\nu 1i13/2$	-0.557
$\pi 1i13/2$	$\nu 1i13/2$	-0.278

4.1 ESTRUCTURA DEL ESTADO 1^+ (5.846 MEV) EN EL ^{208}Pb

4.1.1 Carácter isoescalar

La discusión del carácter isoescalar o isovectorial de una excitación no es tan transparente en el caso de núcleos con $N \neq Z$ como en el caso de núcleos con $N=Z$. Para estos últimos con isoespín en el estado fundamental $T_0 = 0$ una excitación isoescalar ($\tau = 0$) produce estados de isoespín $T = 0$ mientras que una excitación isovectorial ($\tau = 1$) produce estados de isoespín $T = 1$. Un deuteron que posee isoespín $t = 0$ no puede excitar en una colisión inelástica estados isovectoriales por simple conservación del isoespín (esta regla de selección es violada ligeramente pues el isoespín no es un número cuántico exacto o por la ocurrencia de procesos en que el proyectil es excitado a estados intermedios con isoespín $t \neq 0$). Sin embargo en el caso de un núcleo con $T_0 = (N-Z)/2 > 0$ como discutimos en el capítulo 1 una excitación isovectorial $\tau = 1$ no es idéntica con una transferencia de isoespín $\Delta T \equiv T_f - T_i = 1$ y de hecho en núcleos pesados la mayor parte de la excitación inelástica isovectorial tiene isoespín $T=T_0$, con lo que el argumento de conservación del isoespín no se puede aplicar para explicar la supresión de una excitación isovectorial en una colisión con un proyectil isoescalar ($t = 0$).

Para entender tal comportamiento hay que considerar los aspectos "dinámicos" y recordar que en una excitación "isoescalar" una cantidad similar de protones y neutrones se mueven en fase mientras que en una excitación isovectorial se mueven fuera de fase. La forma más simple de llegar entonces al resultado que buscamos sería considerar que un deuteron, estando el mismo compuesto por un protón y un neutrón, no podría actuar de forma diferente sobre los protones y neutrones del blanco hasta llegar a producir una excitación en que vibran en direcciones opuestas. (Un argumento análogo permite entender por que las sondas electromagnéticas: e , γ ..., excitan preferentemente estados isovectoriales, pues el mediador

de la interacción, el campo electromagnético, actúa de forma muy diferente sobre protones y neutrones).

Este argumento intuitivo se puede precisar aun mas si recordamos del capítulo 3 que la amplitud de la transición en una reacción inelástica se puede escribir de forma simplificada como:

$$(1) \quad T = \int \chi^{(-)} v \rho^{tr} \chi^{(+)}$$

La interacción v en el caso de que el proyectil sea un protón (para transiciones con $\Delta S = 1$ e ignorando el término espín-órbita, por simplificar) puede ser escrita:

$$(2) \quad v_{pN} = v_{\sigma} \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_N + v_{\sigma\tau} \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_N \vec{\tau}_p \cdot \vec{\tau}_N + \\ v_{\tau}^{TNS} v_{pN} + v_{\tau}^{TNS} v_{pN} \vec{\tau}_p \cdot \vec{\tau}_N$$

mientras que en el caso de un deuterón podemos escribir:

$$(3) \quad v_{dN} = v_{\sigma} \vec{s}_d \cdot \vec{\sigma}_N + v_{\tau}^{TNS} v_{dN}$$

(suponemos que el efecto de la antisimetrización o al menos el término mas importante del intercambio por desplazamiento esta incluido en estas interacciones) por otra parte la densidad de transición se puede descomponer:

$$(4) \quad \rho^{tr} = \rho_{\pi}^{tr} + \rho_{\nu}^{tr}$$

Ahora podemos precisar mas la definición de excitación isoescalar e isovectorial y decir que la primera es aquella en que $\rho_{\pi}^{tr} \approx \rho_{\nu}^{tr}$ y la segunda aquella en que $\rho_{\pi}^{tr} \approx -\rho_{\nu}^{tr}$. (Existen por supuesto situaciones intermedias, por ejemplo una excitación puramente protónica o neutrónica equivale a una mezcla completa de $\tau = 0$ y $\tau = 1$).

Consideremos ahora la actuación de v sobre ρ^{tr} . Para ello recordemos que:

$$(5) \quad \vec{\tau}_p \cdot \vec{\tau}_N = (\tau_p^+ \tau_N^- + \tau_p^- \tau_N^+) / 2 + \tau_p^z \tau_N^z$$

donde τ^+ (τ^-) es el operador que cambia un protón en neutrón (y viceversa) y τ^z es la tercera componente de isoespín (+1 para un neutrón -1 para

protón). En una reacción inelástica el primer término de (5) se anula mientras que el último término es +1 si $N = \pi$ y -1 si $N = \nu$. Es decir que en el caso de la dispersión de protones encontramos dos términos en la ecuación (1), uno dependiente de " $\rho_{\pi}^{tr} + \rho_{\nu}^{tr}$ " y otro de " $\rho_{\pi}^{tr} - \rho_{\nu}^{tr}$ " mientras que para deuterones sólo el primero aparece. Ahora bien de la definición dada mas arriba se deduce que en una transición isoescalar $\rho_{\pi}^{tr} + \rho_{\nu}^{tr} \gg$, y $\rho_{\pi}^{tr} - \rho_{\nu}^{tr} \ll$, mientras que para una excitación isovectorial la relacion se invierte. De estas consideraciones "geometricas" (y sin entrar en los detalles de la interacción) se deduce que mientras que un protón puede inducir por igual excitaciones isoescalares e isovectoriales, estas últimas estarán fuertemente suprimidas en el caso de deuterones.

En la figura 4.1 estan representadas las secciones eficaces obtenidas en nuestros experimentos para las reacciones (p,p') y (d,d') en función de la cantidad (momento transferido) × (radio de absorción) con el fin de eliminar las diferencias cinemáticas (BER69), y como se puede observar muestran una chocante similitud. A la luz de lo discutido en los parrafos anteriores la magnitud *comparable* de las intensidades de ambas excitaciones nos permite deducir que el estado 1^+ posee un caracter *predominantemente* isoescalar. Una situación como la sugerida en la ref. MUE83 de que pudiese eventualmente tratarse de un fragmento de la excitación isovectorial (centrada alrededor de 7 MeV) puede ser excluida. Este resultado coincide con el que se obtiene en la ref. MUE85 y refuerza la identificación de este estado con el estado isoescalar predicho en las ref. VER71 y WAM80.

4.1.2 Amplitud de la componente ($1h9/2, 1h11/2^{-1}$) de protón

Dado el carácter de nucleo doblemente mágico del ^{208}Pb se espera que la reacción (d, ^3He) pueble estados del ^{207}Tl con caracter de "hueco" muy puro correspondientes a los orbitales $3s1/2, 2d3/2, 1h11/2, 2d5/2, \dots$ (ver fig. 1.1). Esta expectación ha sido confirmada experimentalmente (SCH77). Análogamente se espera que esta reacción en el ^{209}Bi (cuya función de ondas en el estado fundamental es con muy buena aproximación la de un protón en el orbital $1h9/2$ acoplado al estado fundamental del ^{208}Pb) pueble las correspondientes configuraciones p-h: ($1h9/2, 3s1/2^{-1}$), ($1h9/2, 2d3/2^{-1}$),

(1h9/2, 1h11/2⁻¹), (1h9/2, 2d5/2⁻¹), ... y que la intensidad de la transición al estado hueco (nlj)⁻¹ en el ²⁰⁷Tl se reparta entre los estados J a los que da lugar su acoplamiento con el protón 1h9/2 en el ²⁰⁸Pb (|j-9/2| ≤ J ≤ j+9/2). Esta idea intuitiva se puede precisar haciendo uso de las reglas de suma (MAC60) discutidas en el apartado 3.2.3 y que bajo la suposición de que el estado hueco del ²⁰⁷Tl tiene carácter puro (X_h = 1) nos permite obtener la amplitud de la componente partícula-hueco en el estado J a partir de la relación:

$$(6) \quad (d\sigma/d\Omega)_{[j_p, j_h]}^J = (d\sigma/d\Omega)_{j_h} (X_{ph})^2 (2J+1) [(2j_p+1)(2j_h+1)]^{-1}$$

En particular uno espera poblar el estado 1⁺ a E_x = 5.846 MeV mediante la captura de un protón en el orbital 1h11/2 y poder obtener la amplitud de la componente (1h9/2, 1h11/2⁻¹) de la relación:

$$(7) \quad (d\sigma/d\Omega)_{1^+, 208\text{Pb}} = [(X_{ph})^2/40] (d\sigma/d\Omega)_{11/2^{-1}, 207\text{Tl}}$$

En una medida anterior siguiendo este método, el grupo de Osaka (HAY82) localizo un pico con la energía de excitación y distribución angular adecuada, y una amplitud X_{ph} consistente con 1. Considerando las diversas fuentes de incertidumbre obtuvieron un límite inferior para X_{ph} de 0.87. Este valor es considerablemente superior al de las predicciones teóricas de las ref. VER71 y WAM80 (X_{ph} = 0.78) y es difícil de reconciliar con el valor de la intensidad reducida de la transición electromagnética B(M1)↑ = 1 - 2 μ_N² obtenido experimentalmente (WIE82, MUE83, MUE85). Para entender este último punto consideremos la contribución a B(M1) de los dos términos de "spin-flip": π(1h9/2, 1h11/2⁻¹) y ν(1i11/2, 1i13/2⁻¹) (las más importantes). Siguiendo a BOH69 se obtiene (despreciando la diferencia en las partes radiales de las parejas de estados de espín-órbita):

$$(8) \quad B(M1)\uparrow = [1.142(X_\pi + Y_\pi)(g_s^\pi - g_1^\pi) + 1.242(X_\nu + Y_\nu)(g_s^\nu - g_1^\nu)]^2 \mu_N^2$$

donde aparecen los factores g de espín y orbital para un nucleón. Si tomamos los valores de g "libres" (g₁^π = 1, g₁^ν = 0, g_s^π = 5.59, g_s^ν = -3.83) se obtiene:

$$(9) \quad B(M1)\uparrow = [5.242(X_\pi + Y_\pi) - 4.757(X_\nu + Y_\nu)]^2 \mu_N^2$$

La similitud de los factores numéricos y su signo opuesto en la expresión (9) hacen que el resultado dependa muy sensiblemente del valor relativo de las amplitudes de ambas configuraciones. En una descripción TDA ($Y = 0$) a un valor de $X_{\pi} = 0.87$ corresponde un valor máximo de $X_{\nu} = (1 - X_{\pi}^2)^{1/2} = 0.49$ lo que equivale según (9) a un valor mínimo de $B(M1)_{\uparrow} = 4.97 \mu_N^2$. Para salvar esta discrepancia los autores de la ref. TOK83 propusieron renormalizar ("quenching") los valores de g "libres" por un factor $1/\sqrt{3} \sim 1/2$. Sin embargo parece difícil de justificar teóricamente un factor tan grande.

En la figura 4.2 se muestran las secciones eficaces que medimos para la reacción $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ junto con los resultados de cálculos DWBA realizados con los parámetros discutidos en el apartado 3.4 (que han sido normalizados a los puntos experimentales) donde se aprecia que la captura del orbital $1h_{11/2}$ se puede distinguir sin ambigüedad de la captura de otros orbitales. Como discutimos en el apartado 2.4.3 identificamos un pico con una energía de excitación $E_x = 5.825$ (7) MeV que posee la distribución angular adecuada y que además corresponde al pico identificado por el grupo de Osaka como el estado 1^+ (KAT83). Del cociente de la sección eficaz medida para este pico a 20° (máximo de la distribución angular) con el resultado para el estado $11/2^-$ del ^{207}Tl y la relación (7) deducimos un valor del cuadrado de la amplitud $X_{\pi}^2 = 1$ (0.3) donde el error incluye las incertidumbres en los valores absolutos de las secciones eficaces (estimados en $10\% \sim 15\%$). Ahora bien como ya mencionamos en el apartado 2.4.3 en un análisis cuidadoso de los espectros encontramos evidencia de que el pico en cuestión corresponde a más de un estado. Suponiendo que se trata de dos estados (ver fig. 2.13) encontramos las siguientes energías e intensidades relativas: 5.841 (8) MeV, 44% y 5.821 (7) MeV, 56%. El primero correspondería al estado 1^+ y el segundo podría ser identificado con un pico encontrado en el experimento (p, p') (ver fig. 2.9) con $E_x = 5.814$ (3) MeV y una distribución angular consistente con $l = 2$ ($\Rightarrow 2^+$) en un análisis realizado con el modelo DWBA colectivo. Esta identificación sería consistente con el resultado del experimento $(d, ^3\text{He})$ pues al ser poblado por la captura de un protón del orbital $1h_{11/2}$ el estado debe tener paridad positiva y la pequeñez de la magnitud de la sección eficaz favorece un espín bajo.

Finalmente hemos de apuntar que si bien de nuestros datos se deduce que el pico en cuestión corresponde a más de un estado las intensidades relativas obtenidas están sujetas a grandes incertidumbres y no nos parece adecuado dar un valor concreto para X_{π}^2 . Sin embargo podemos afirmar que es menor que 1 y (bastaría una reducción del 20%) que la contradicción arriba mencionada desaparece.

4.1.3 Importancia de las correlaciones tensoriales

Como mencionamos en el capítulo 1, han emergido dos descripciones alternativas del estado 1^+ isoescalar en el ^{208}Pb . Una de ellas (por ejemplo VER71) con una interacción central v_0 débil y otra con un término central fuerte compensado por una parte tensorial fuerte (por ejemplo WAM80). En esta última la parte tensorial se encarga de acoplar la excitación M1 "colectiva" construida sobre excitaciones "nñw" ($E_x \approx 25$ MeV) a la excitación entre la pareja de estados espín-órbita ($E_x \approx 5.5$ MeV). La cuestión interesante es si se puede distinguir entre ambos tipos de descripción, es decir si existe alguna sonda experimental sensible a la contribución "nñw" (pequeña en términos de amplitudes).

En experimentos con fotones reales uno mide esencialmente valores del momento transferido $q \approx 0$ y es por tanto insensible a este tipo de transiciones. La dispersión inelástica de electrones que mide $q > 0$ tampoco parece mostrar sensibilidad suficiente (ver A.Richter en BLA83) debido a la falta de un mecanismo efectivo que acople este tipo de excitaciones. La excitación inelástica de protones podría proporcionar la sensibilidad suficiente a través del fuerte término tensorial isoescalar de la interacción (WAM80). Desafortunadamente en este caso (al contrario que con las sondas electromagnéticas) la interpretación de los resultados obtenidos se puede ver oscurecida debido a que nuestro tratamiento del mecanismo de la reacción es sólo aproximado y a la incertidumbre sobre la precisión de la propia interacción.

En la figura 4.3 comparamos los resultados de diversos cálculos con los datos experimentales. Estos cálculos han sido realizados dentro del modelo del DWBA microscópico con inclusión del término de intercambio por desplazamiento "knock-on exchange" (para detalles sobre el modelo y los

parámetros empleados ver el capítulo 3). Como se aprecia en la figura los resultados de los cálculos usando la función de ondas de VER71 (VERG) reproduce adecuadamente la forma y la magnitud de la distribución angular experimental (línea de trazos y cruces) mientras que los obtenidos con la función de ondas de CO83/WAM80 (RPA1) sobreestiman la magnitud en un factor ~ 2 (línea continua). En ambos casos se utilizó la interacción efectiva de ANA83 (PARIS) y el potencial óptico de BEC69 (B&G).

Antes de intentar extraer conclusiones de este resultado, realizamos algunas comprobaciones del efecto producido al cambiar alguno de los parámetros empleados: así, utilizando el potencial óptico de OER74 (v_0) se incrementa la sección eficaz hasta 50% dependiendo del ángulo (línea discontinua); un efecto similar (línea de puntos y rayas) se observa al sustituir la interacción PARIS por la algo más antigua denominada "popularmente" M3Y (W.G.Love en GO080). Finalmente sustituimos la función de ondas RPA1 por otra RPA2 obtenida (CO83) con una disminución "ad hoc" de la parte tensorial de la interacción partícula-hueco del 10%. Con esta reducción el valor de $B(M1)\uparrow$ calculado se incrementa de $0.76 \mu_N^2$ (RPA1) a $1.41 \mu_N^2$ (RPA2). Este último está de acuerdo con los resultados experimentales de las ref. WIE82 y MUE85. El efecto sobre la función de ondas es disminuir ligeramente la importancia de los términos " $n\hbar\omega$ " e incrementar la componente de "spin-flip" de protón a costa de la de neutrón (comparar tablas 3.11 y 3.10). Sin embargo como se aprecia en la fig. 4.3 (línea de puntos) el efecto en la sección eficaz es pequeño.

A continuación intentamos investigar si la diferencia en las predicciones con las funciones de onda VERG y RPA1 están relacionadas con el hecho de que esta última tiene en cuenta las correlaciones en el estado fundamental o si tiene que ver más bien con el número de configuraciones (4 la primera, 72 la segunda). En la figura 4.4 representamos los resultados obtenidos con la función de ondas RPA cuando incluimos 5 configuraciones (aquellas con $X, Y \geq 0.1$), 20 configuraciones (aquellas con $X, Y \geq 0.05$) y 72 configuraciones (aquellas con $X, Y \geq 0.01$) que es el número máximo utilizado en nuestros cálculos. El hecho de que en el primer caso obtengamos un resultado muy similar al obtenido con VERG nos permite inferir que el efecto de las amplitudes Y es muy pequeño y por otra parte el hecho de que la sección eficaz varíe sólo ligeramente al incrementar el número de configuraciones de 20 a 72 nos permite justificar la exclusión de las 130 configuraciones restantes que incluye el cálculo RPA (ver apartado 3.4).

También nos pareció interesante investigar la contribución de las distintas partes de la interacción a la sección eficaz. En la figura 4.5 mostramos los resultados por separado de la parte central(C) y de la parte tensorial(T) con (D + E) y sin (D) incluir el efecto de la antisimetrización (hemos ignorado el término de espín-órbita que da una contribución despreciable). De la observación de esta figura se puede concluir que la sección eficaz en este caso viene dada esencialmente por la parte de intercambio del término tensorial. Este resultado "explica" el gran peso que tienen en la sección eficaz las configuraciones "nhw" a pesar de tener amplitudes pequeñas: en el espacio de momentos (PET75) la matriz de densidad de transición para estas configuraciones "pica" a valores de q grandes, precisamente donde la interacción tensorial es mas efectiva (ver G.Love et al. en PET84).

La pregunta en este punto sería: ¿cuánto de fiable es la interacción efectiva o matriz G empleada, en el canal de espín y mas concretamente la parte tensorial? La respuesta desgraciadamente no es clara. Por una parte, el hecho de que sea el término de intercambio el mas importante (donde los términos directos aparecen mezclados) y el que el estado no sea puramente isoescalar dificultan el análisis de la importancia de las distintas contribuciones. Por otra parte escasean casos análogos en que la estructura nuclear sea bien conocida, donde "probar" o "calibrar" la interacción. Los intentos en este sentido de la ref. COR81 no producen un resultado convincente.

La publicación (DJA85) de los datos obtenidos a 200 MeV nos sugirió la idea de intentar salvar este dilema realizando un estudio comparativo de los resultados obtenidos en ambos casos: generalmente se admite que a 200 MeV el mecanismo de reacción es mas limpio, y que la matriz t libre proporciona una interacción adecuada (ver apartado 3.2.1). En este caso empleamos la parametrización de la matriz t de la ref. LOV81, que ha sido extensamente usada en otros estudios realizados a energías similares. Los resultados de este análisis fueron sorprendentes (ver fig. 4.6):

- a) gran sensibilidad de la magnitud de la sección eficaz (hasta un factor 3) al conjunto de parámetros de potencial óptico empleados (NAD81, SCH82, DJA82)

b) usando el conjunto de la ref. DJA82 que produce los resultados mas bajos aun se está mas de un factor 2 por encima de los resultados experimentales

c) la forma de la distribución angular calculada con la función de ondas de VER71 se aparta apreciablemente de los datos experimentales y es completamente diferente cuando se usa la función de ondas RPA1 (CO83/WAM80).

Este último resultado es en realidad equivalente al resultado obtenido a 45 MeV: las contribuciones "nhw" acopladas por la parte tensorial de la interacción efectiva introducen "demasiada" componente $l=2$ (con un máximo a 7°) en la distribución angular. Se podría interpretar el hecho de que en ambos casos (45 MeV y 200 MeV) la función de ondas RPA produzca secciones eficaces que se apartan considerablemente de los datos experimentales como una indicación de que las correlaciones inducidas por el término tensorial de la interacción residual partícula-hueco usada en las ref. SPE80 y WAM80 son demasiado grandes. No hay que excluir sin embargo (LOV85) que al menos parte de la desviación sea debida en ambos casos a un término tensorial demasiado grande en la interacción efectiva proyectil-nucleón.

Finalmente comparamos en la figura 4.7 los resultados experimentales con los cálculos realizados utilizando las funciones de onda RPA para el estado isoescalar ($E_x = 5.49$ MeV) y para el estado isovectorial ($E_x = 7.02$ MeV). El hecho de que la distribución angular en este último caso sea mas oscilante que los resultados experimentales refuerza nuestra conclusion del apartado 4.1.1 sobre la naturaleza isoescalar del estado.

4.2 LA REACCION $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{T})$ A 135 MEV Y LA RESONANCIA GT

La existencia de un gran fondo continuo en el espectro de la reacción ($^3\text{He},\text{t}$) a ángulos pequeños era conocida de antemano (BOU80, AAR81, GOP81) a la realización de nuestros experimentos. Este fondo, que se debe fundamentalmente a un proceso de destrucción-transferencia del tipo ($^3\text{He},\text{pd})(\text{pd},\text{pt})$, explica las dificultades encontradas en un experimento

realizado a 81 MeV (GAA81b) con el fin de investigar la resonancia GT en el ^{208}Pb (ver capítulo 1).

Nuestra esperanza era que al llevar a cabo el experimento a 135 MeV la resonancia sobresaliese mas claramente de este continuo. Si se compara el espectro de la figura 2.14 con el mostrado en la ref. GAA81b se comprueba que existe una mejora, que sin embargo no es suficiente para permitirnos determinar unívocamente la forma de la resonancia del análisis de los espectros medidos. En efecto (ver tambien el apartado 2.4.4) como se puede ver en la fig. 2.14 modificando la forma del fondo se consigue obtener ajustes de calidad similar a los espectros medidos cuando se usan gaussianas de anchuras Γ (FWHM) diferentes para representar la resonancia. Naturalmente el área encerrada por la gaussiana, y por tanto la sección eficaz, dependen sensiblemente de Γ , como se puede comprobar en la figura 4.10.

Aparte de las dificultades puramente experimentales, para decidir sobre la utilidad de la reacción ($^3\text{He},t$) en el estudio de resonancias isovectoriales, habría que considerar si los modelos de reacción aplicables nos permitirían obtener sin ambigüedad la intensidad (strength) de la resonancia a partir de las secciones eficaces medidas. Como discutimos en el apartado 3.2.2, los procesos en dos pasos y el efecto de la antisimetrización son importantes (GAA80, SCH70) pero sólo pueden ser incluidos aproximadamente. En la ref. SCH71 se aplicó el modelo DWBA microscópico ("folding model" ver apartado 3.2.2) pero utilizando la intensidad de la interacción efectiva proyectil-nucleón como un parámetro a ajustar. Los parámetros así determinados en un análisis de diversas transiciones en núcleos de la capa fp a bajas energías incidentes mostraron una consistencia sorprendente. Animados por este resultado decidimos aplicar el modelo a nuestra energía. Usamos la reacción $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)$ como patrón para fijar los parámetros de la interacción pues la resolución alcanzada en nuestros experimentos nos permitió separar diversos estados en el ^{90}Nb (ver figura 4.8) con espín-paridad conocidos, y cuya estructura es relativamente simple (SER76). En este análisis (ver apartado 3.4 para detalles de los parametros) usamos la forma de la interacción utilizada en SCH71. Los parámetros de potencial óptico estan tomados de la ref. DJA78 y suponemos que la función de ondas de los estados considerados es simplemente $(\pi^{1/2}h^{9/2}, 1h^{11/2}^{-1})$. Ajustando las magnitudes de los resultados teóricos a los puntos experimentales (ver fig. 4.9) se obtienen los si-

güentes valores: $v_{\tau} = 6.51$ MeV del estado 0^+ (IAS) y $v_{\sigma\tau} = v_{\tau}^{\text{TN}} = 2.65$ MeV de los estados 1^+ ($E_x = 2.13$ MeV) y 3^+ ($E_x = 0.65$ MeV), que están muy próximos a los obtenidos en la ref. SCH71.

Con estos parámetros realizamos los cálculos para los estados excitados en el ^{208}Bi . La función de ondas del estado isobárico análogo (IAS) se obtiene simplemente aplicando el operador de disminución del isospín T_- al estado fundamental del ^{208}Pb (supuesto inerte) mientras que la función de ondas de la resonancia GT fue obtenida en un cálculo RPA (CHA84) que produce un estado con energía de excitación adecuada que concentra el 69% de la regla de suma $3(N-Z)$ (ver apartado 3.4 para mas detalles). En la figura 4.10 se comparan con los resultados experimentales mostrando un acuerdo muy razonable (dentro de las incertidumbres mencionadas). Este acuerdo se aprecia también en la figura 4.11 donde mostramos el resultado combinado de los dos experimentos aludidos en el apartado 2.3 para la suma de las dos contribuciones IAS + GT en comparación con los cálculos. Los datos (círculos) en el rango angular de 3° a 10° corresponden a los de la figura 4.10 para $\Gamma_{\text{GT}} = 2.9$ MeV mientras que los datos (cuadrados) que cubren el rango de 0° a 5° fueron obtenidos con $\Gamma_{\text{GT}} = 3.2$ MeV (fijado en el espectro de 0°).

Resumiendo, si bien la reacción ($^3\text{He}, t$) a 135 MeV no parece ser una sonda muy apropiada para investigar la excitación GT (y otras excitaciones isovectoriales), se puede concluir que las dificultades están más relacionadas con el gran fondo continuo presente en los espectros que con el desconocimiento del mecanismo exacto de reacción.

APÉNDICE A. CONCEPTOS DE ÓPTICA DE IONES

Existe una analogía entre la Óptica y el estudio del comportamiento de partículas cargadas en campos magnéticos estacionarios, que permite aplicar los conceptos y métodos de aquélla a éste. Así, por ejemplo, un imán cuadrupolar se puede considerar como una lente (aunque sólo capaz de enfocar en una dirección) y un imán dipolar como un prisma dispersor.

FORMALISMO MATRICIAL (BRO67)

Para describir la trayectoria de una partícula (o rayo) se necesita clásicamente seis coordenadas en el espacio de posiciones-momentos. En nuestro caso es conveniente definir este vector de la forma siguiente:

$$(1) \quad \vec{x}(t) \equiv \begin{bmatrix} x(t) \\ \theta(t) \\ y(t) \\ \phi(t) \\ l(t) \\ \delta(t) \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ x_3(t) \\ x_4(t) \\ x_5(t) \\ x_6(t) \end{bmatrix}$$

donde:

- $x(t)$: desplazamiento radial (horizontal) del rayo respecto de una trayectoria previamente escogida como central o de referencia
- $\theta(t)$: ángulo que este rayo hace en el plano radial respecto a la trayectoria central
- $y(t)$: desplazamiento transversal (vertical) del rayo respecto de la trayectoria central
- $\phi(t)$: ángulo que el rayo forma en el plano transversal respecto del rayo central
- $l(t)$: la diferencia de caminos recorridos por el rayo arbitrario y

el rayo central

$\delta(t)$: $\delta p/p$, diferencia relativa de momentos del rayo arbitrario y el rayo central

La solución de la ecuación de movimiento de un rayo $x(t)$ en un sistema de elementos magnéticos puede ser desarrollada en serie de Taylor alrededor del valor en un instante inicial $x(t_0)$ de la forma:

$$(2) \quad x_i(t) = \sum_j R_{ij}(t)x_j(t_0) + \sum_{jk} T_{ijk}(t)x_j(t_0)x_k(t_0) + \dots$$

En primer orden (óptica gaussiana) los términos R_{ij} contienen toda la información sobre el sistema magnético. Estos elementos forman una matriz 6×6 R y tienen fácil interpretación en términos de óptica, así por ejemplo:

$$R_{11}(t) \equiv \frac{\partial x(t)}{\partial x(t_0)} \equiv M_x \quad : \text{magnificación horizontal}$$

$$R_{22}(t) \equiv \frac{\partial \theta(t)}{\partial \theta(t_0)} \quad : \text{magnificación angular horizontal}$$

$$R_{16}(t) \equiv \frac{\partial x(t)}{\partial \delta(t_0)} \equiv D \quad : \text{dispersión de momentos}$$

$$R_{21}(t) \equiv \frac{\partial \theta(t)}{\partial x(t_0)} \equiv -\frac{1}{f_x} \quad : f_x = \text{distancia focal horizontal}$$

...

Así diríamos, por ejemplo, que un sistema es acromático si se cumple que $R_{16} = R_{26} = 0$; o que tenemos una imagen punto a punto cuando $R_{12} = 0$ o $R_{34} = 0$; o una imagen paralela a punto cuando $R_{11} = 0$ o $R_{33} = 0$; etc.

De forma similar se pueden interpretar los términos T_{ijk} como aberraciones de segundo orden; los T_{ijkl} como aberraciones de tercer orden, etc.

Los elementos R_{ij} no son todos independientes. Así para sistemas de campos magnéticos estacionarios con simetría especular (como el BIG KARL) muchos de los términos se anulan:

$$(3) \quad R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Mas aun en este caso el teorema de Liouville de conservación del volumen en el espacio de fases es aplicable lo que se traduce en que el $\det(R) = 1$. Consecuencia de este teorema es que la emitancia del haz de partículas, definida $\epsilon_x(t) \equiv x_{\max}(t) \cdot \theta_{\max}(t)$ (y análogamente para la dirección vertical), permanece constante (con el importante resultado práctico, de que con sólo elementos magnéticos no se puede reducir al mismo tiempo la extensión y divergencia de un haz de partículas).

RESOLUCIÓN DE UN SISTEMA DISPERSIVO

a) Dos momentos p_1 y p_2 serán resueltos por un sistema cuando las correspondientes imágenes en el plano focal x_1 y x_2 están separadas por una distancia mayor o igual que la extensión propia de la imagen Δx :

$$(4) \quad |x_1 - x_2| \geq \Delta x$$

A partir de esta definición, usando (2) y (3), podemos escribir la resolución en energías de un sistema dispersivo en primer orden, para una fuente monocromática de tamaño Δx_0 y divergencia angular $\Delta\theta_0$ como:

$$(5) \quad \frac{\delta E}{E} = \frac{2}{R_{16}} [(R_{11}\Delta x_0)^2 + (R_{12}\Delta\theta_0)^2]^{1/2}$$

Para un sistema con imagen punto a punto obtenemos la resolución nominal:

$$(6) \quad \frac{\delta E}{E} = 2\Delta x_0 \frac{M_x}{D}$$

b) En un espectrógrafo, debido a la cinemática de la reacción, cada rayo en el rango angular $\Delta\theta_0$ posee un momento diferente. La relación precisa entre el momento y el ángulo se obtiene a partir del factor cinemático:

$$(7) \quad K(\theta_{LAB}) = \left. \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_{LAB}}$$

Cuando se tiene en cuenta este factor la fórmula (5) se transforma en:

$$(8) \quad \frac{\delta E}{E} = \frac{2}{R_{16}} [(R_{11}\Delta x_0)^2 + ((R_{12} + R_{16}K)\Delta\theta_0)^2]^{1/2}$$

En la práctica esto significa que para obtener la máxima resolución habría que ajustar para cada ángulo θ_{LAB} el elemento R_{12} de forma que:

$$(9) \quad R_{12} + R_{16}K = 0$$

Esto se consigue en el BIG KARL reajustando el imán cuadrupolar Q_2 (responsable del enfoque horizontal) para cada valor de K .

c) Otra desviación del caso simple a) aparece debido a que el haz de partículas incidente en el blanco tiene ya de por sí una cierta distribución de momentos, relacionados además con la posición y ángulo del rayo incidente. Estas correlaciones han de ser tenidas en cuenta si se quiere alcanzar la resolución máxima del sistema. El modo más fácil de hacerlo es considerando el sistema de transporte y el espectrógrafo como dos subsistemas que han de ser ajustados juntos (o acoplados):

Denominemos T a la matriz que representa el sistema de transporte, E la del espectrógrafo y sea B la transformación no liouvilliana que introduce la reacción en el blanco, de forma tal que:

$$(10) \quad \begin{bmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ 1 \\ \delta_2 \end{bmatrix} \xleftarrow{E} \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ y_2 \\ \phi_2 \\ 1_2 \\ \delta_2 \end{bmatrix} \xleftarrow{B} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ 1_1 \\ \delta_0 \end{bmatrix} \xleftarrow{T} \begin{bmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ 1_0 \\ \delta_0 \end{bmatrix}$$

Se puede ver que B viene dada por:

$$(11) \quad x_2 = Sx_1$$

$$(12) \quad \delta_2 = K(\theta_2 - \theta_1) + C\delta_0$$

donde K es el factor cinemático previamente introducido y:

$$(13) \quad S = \frac{\cos(\theta_{\text{LAB}} - \theta_{\text{BLANCO}})}{\cos\theta_{\text{BLANCO}}}$$



$$(14) \quad C = \frac{p_1 \partial p_2}{p_2 \partial p_1} \Big|_{\theta = \theta_{LAB}}$$

S depende del ángulo que forma el blanco con el haz incidente y C tiene en cuenta el cambio del momento introducido por la reacción.

Multiplicando explícitamente las tres matrices obtendríamos:

$$(15) \quad x = x_0 (E_{11} T_{11} S - E_{16} T_{21} K) \\ + \theta_0 (E_{11} T_{12} S - E_{16} T_{22} K) \\ + \delta_0 (E_{11} T_{16} S - E_{16} T_{26} K + E_{16} C) \\ + \theta_2 (E_{12} + E_{16} K)$$

La máxima resolución se alcanzara anulando el mayor número posible de términos. Suponiendo una reacción dada, un ángulo fijo del blanco y una dispersión del espectrógrafo predeterminada, podemos anular el término en θ_2 , como ya explicamos en el apartado b). También podemos anular el término en θ_0 , lo que en la práctica equivale a desplazar el foco del blanco una distancia L dada por:

$$(16) \quad -L = \frac{T_{12}}{T_{22}} = \frac{E_{16} K}{E_{11} S} \quad \text{"ajuste cinemático"}$$

Y finalmente podemos anular el término en δ_0 ajustando la dispersión del sistema de transporte a la del espectrógrafo según la relación:

$$(17) \quad T_{16} = \frac{E_{16}}{E_{11} S} (T_{26} K - C) \quad \text{"ajuste de dispersión"}$$

En Jülich debido a las características propias del sistema de transporte sólo es practicable realizar los ajustes (16) y (17) cuando el doble

monocromador opera en el modo acromático (ver apartado 2.2.1), mientras que en el modo dispersivo sólo (17) es realizable (consecuencia de ello es el empeoramiento progresivo de la resolución con el ángulo). En ambos casos los ajustes se realizan por medio de los pares de imanes cuadrupolares QB_5 y QB_6 al final del sistema de transporte.

d) Las fórmulas (5) y (8) dan la resolución de un sistema óptico en primer orden y no incluyen por tanto los efectos de las aberraciones T_{ijk} , T_{ijkl} , etc. En la práctica son estos efectos de orden superior los que limitan normalmente la resolución. Por ejemplo, en el BIG KARL los términos más importantes de segundo orden son T_{122} y T_{126} , cuya inclusión modificaría (5) de la forma:

$$(18) \quad \frac{\delta E}{E} = \frac{2}{R_{16}} [(R_{11}\Delta x_0)^2 + (R_{12}\Delta\theta_0 + T_{126}\Delta\theta_0 \delta)^2 + (T_{122}(\Delta\theta_0)^2)^2]$$

La anulación de los nuevos términos requiere el uso de campos sextupolares (BR067). En el BIG KARL son producidos por las bobinas de corrección de campo (HAL73) instaladas en los imanes dipolares (ver apartado 2.2.2).

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

Second block of faint, illegible text.

Third block of faint, illegible text.

Fourth block of faint, illegible text.

APÉNDICE B: MODIFICACIÓN DE Q_1 Y Q_2

INTRODUCCIÓN

Un imán cuadrupolar ideal estaría constituido por cuatro polos magnéticos (Norte y Sur alternados) de sección en forma de hipérbola rectangular ($xy = \text{cte.}$), dispuestos en forma simétrica en los cuatro cuadrantes. El campo magnético producido sería de la forma:

$$(1) \quad B_x = Gy \quad B_y = Gx$$

donde G es el gradiente del campo, que es constante. Si B_0 es el campo en la superficie de los polos y a es el radio de la circunferencia tangente a ellos se cumple:

$$(2) \quad G = B_0/a$$

La extensión L del campo cuadrupolar en la dirección Z (perpendicular a X e Y) es el otro parámetro que determina su acción sobre una partícula cargada, de forma que la distancia focal (en el plano convergente) viene dada (BAN66) por:

$$(3) \quad f = (B_p/G)^{1/2} \cot[(G/B_p)^{1/2} L]$$

Debido al efecto de borde el campo no termina de forma abrupta en los extremos del imán. Este efecto se puede tener en cuenta si se sustituye la longitud física L por una longitud efectiva definida:

$$(4) \quad G_0 L_{\text{ef}} = \int_{-\infty}^{+\infty} G(z) dz$$

siendo $G(z)$ el valor del gradiente a lo largo de Z y G_0 el valor en la región de gradiente constante.

En la práctica los polos de los imanes reales no son hipérbolas perfectas (infinitas!) lo que introduce componentes de campo de orden superior (aberraciones), y el efecto de bordes es tal que L_{ef} depende de x e y , así como del valor de la intensidad de la corriente de excitación I .

MODIFICACION DE LOS POLOS. MEDIDAS DEL CAMPO

Los imanes cuadrupolares Q_1 y Q_2 del BIG KARL pertenecen al tipo llamado de Collins, que carecen de yugo (yoke) en la dirección horizontal y son por tanto especialmente estrechos (ver figura B.1). La sección hipérbólica ha sido aproximada por una sección escalonada lo que simplifica el proceso de fabricación y permite introducir correcciones fácilmente. Su longitud es de $L = 50$ cm, y el campo máximo alcanzado en la superficie de los polos en el diseño original era de aproximadamente $B_{max} = 6.8$ kG. Siendo el radio de apertura $a = 10$ cm este valor corresponde a un gradiente máximo $G_{max} = 0.68$ kG/cm. Como revelan cálculos realizados con el programa de óptica de iones TRANSPORT (BRO80) este valor permite enfocar partículas con una rigidez magnética máxima de $B\rho \approx 1500$ kG.cm, mientras que los tritones provenientes de la reacción $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ a $E_{^3\text{He}} = 135$ MeV que queríamos medir tienen una rigidez magnética $B\rho \leq 2900$ kG.cm.

La forma más sencilla y económica de alcanzar el poder de enfoque necesario (aumentando G_{max} en al menos un factor 2, ver ecuación (3)) sería extendiendo los polos hacia el centro de los imanes con nuevas piezas de hierro adosadas. De esta forma disminuye el valor de a y al mismo tiempo se aumenta el valor del campo máximo en la superficie de los polos B_{max} . Este último efecto se puede entender considerando la ecuación que relaciona la intensidad total NI (amp-vueltas) que circula por la bobina inductora con el campo en los polos B_0 (Gauss) y el radio de apertura a (cm) (BAN66):

$$(5) \quad NI = (5/4\pi)B_0 a$$

de donde se deduce que para NI fijo B_0 es inversamente proporcional a a .

Esta relacion se obtiene simplemente aplicando la ley de Ampere a un circuito adecuado suponiendo que no hay perdidas de flujo, etc. En la practica uno espera que el aumento en B_0 al disminuir a sea menor que el dado por (5).

Decidimos reducir el valor de a aproximadamente la mitad, estimando que el valor de B_0 aumentaría un factor 1.5 (MAR82), lo que produciría un gradiente máximo 3 veces superior que el original, suficiente para cubrir nuestro caso y otras posibles necesidades futuras.

El valor final de la apertura fue fijado en $a = 5.3$ cm. Medidas del campo magnético en los polos arrojaron un valor máximo de aproximadamente 10kG (ver figura B.2) tal como esperabamos. Se realizó tambien un sondeo del campo producido (field mapping) en la región central con el objeto de determinar la longitud efectiva. Las medidas fueron realizadas utilizando una sonda Hall montada en el brazo de un banco mecánico con el que se pueden controlar las posiciones con una precisión de 0.1 mm. Obtuvimos valores de la componente vertical del campo B_y en función de la dirección axial Z , para diversos puntos del plano XY y para dos valores de la corriente de excitación $I = 30\%$ e $I = 70\%$ (% del máximo). De los resultados obtenidos en el plano medio ($Y = 0$) a aproximadamente 1 cm a la derecha y a la izquierda del eje se dedujo el valor del gradiente representado en la figura B.3, que usando la relación (4) proporcionó los valores de L_{ef} :

$$L_{ef}(I = 30\%) = 45.6 \pm 0.15 \text{ cm}$$

$$L_{ef}(I = 70\%) = 45.2 \pm 0.15 \text{ cm}$$

Este resultado indica una disminuci3n de la longitud efectiva (en la regi3n alrededor del eje) al aumentar B_0 . El valor de L fue fijado en 45.4 cm en todos los cálculos posteriores de la óptica del sistema.

... de la ...
... de la ...
... de la ...

... de la ...
... de la ...
... de la ...

... de la ...
... de la ...
... de la ...

... de la ...
... de la ...
... de la ...

... de la ...
... de la ...
... de la ...

... de la ...
... de la ...
... de la ...

- AAR81 E.H.L.Aarts, R.K.Bhowmik, R.J.de Meijer and S.Y.van der Werf
Phys. Lett. 102B, 307 (1981)
- AHL80 S.P.Ahlen
Rev. of Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- ALD81 L.Aldea, W.Braeutigam, R.Brings, C.Mayer-Boericke, J.Reich and
P.Wucherer
Proc. of the 9th Int. Conf. on Cyclotrons and Applications
Caen, France, Sept. 1981
- ANA77 M.R.Anastasio and G.E.Brown
Nucl. Phys. A285, 516 (1977)
- ANA83 N.Anantaram, H.Toki and G.F.Bertsch
Nucl. Phys. A398, 269 (1983)
- ATE85 L.G.Atencio, G.P.A.Berg, P.von Brentano, B.Brinkmoeller,
G.Hlawatsch, J.Meissburger, C.F.Moore, C.L.Morris, D.Paul,
J.G.M.Roemer, M.Rogge, P.von Rossen, T.Sagefka,
S.J.Seestrom-Morris and L.Zemlo
Preprint
- AUS70 N.Austern
"Direct Nuclear Reactions"
Wiley-Interscience, N.Y., 1970
- BAN66 A.P.Banford
"The transport of charged particle beams"
Spon, 1966
- BAS66 R.H.Bassel
Phys. Rev. 149, 791 (1966)
- BAU73 R.Bauer, J.Speth, V.Klemt, P.Ring, E.Werner and T.Yamazaki

- Nucl. Phys. A209, 535 (1973)
- BAU78 G.Baur, V.A.Madsen and F.Osterfeld
Phys. Rev. C17, 819 (1978)
- BEC69 F.D.Becchetti and G.W.Greenlees
Phys. Rev. 182, 1190 (1969)
- BER69 A.M.Bernstein
Advances in Nuclear Physics, vol. 3, p. 325,
Ed. M.Baranger and E.Vogt, Plenum Press, N.Y., 1969
- BER77 G.Bertsch, J.Borisowicz, H.McManus and W.G.Love
Nucl. Phys. A284, 399 (1977)
- BET71 H.A.Bethe
Ann. Rev. Nucl. Sci. 21, 93 (1971)
- BIJ83 L.T. va der Bijl, H.P.Blok, J.F.A.van Hienen and J.Blok
Nucl. Phys. A393, 173 (1983)
- BIR51 J.B.Birks
Proc. Phys. Soc. A64, 874 (1951)
- BIR64 J.B.Birks
"The Theory and Practice of Scintillation Counting"
Pergamon Press, 1964
- BLA83 Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics,
Florence, Italy, Aug. 29 - Sept. 3, 1983
Ed. P.Blasi and R.A.Ricci, Tipografia Compositori Bologna, 1983
- BOH69 A.Bohr and B.R.Mottelson
"Nuclear Structure", vol. I
W.A.Benjamin, Massachusetts, 1969
- BOH75 A.Bohr and B.R.Mottelson
"Nuclear Structure", vol. II
W.A.Benjamin, Massachusetts, 1975

- BOU80 O.Bousshid, H.Machner, C.Alderliesten, U.Bechstedt, A.Djaloeis,
P.Jahn and C.Mayer-Boericke
Phys. Rev. Lett. 45, 980 (1980)
- BRO67 K.L.Brown
Stanford Linear Accelerator Center Report, SLAC-75 (1967)
- BRO68 R.A.Brogli, A.Molinari and B.Sorensen
Nucl. Phys. A109, 353 (1968)
- BRO79a G.E.Brown, J.S.Dehesa and J.Speth
Nucl. Phys. A330, 290 (1979)
- BRO79b F.D.Brooks
Nucl. Inst. and Meth. 162, 477 (1979)
- BRO80 K.L.Brown, D.C.Carey, Ch.Iselin and F.Rothacker
CERN-80-04 Report, Geneva (1980)
- CHA79 G.Charpak and F.Sauli
Nucl. Inst. and Meth. 162, 405 (1979)
- CHA84a D.Cha, B.Schwesinger, J.Wambach and J.Speth
Nucl. Phys. A430, 321 (1984)
- CHA84b D.Cha
Comunicacion privada
- CO83 G.P.Co
Comunicacion privada
- COR81 W.D.Cornelius, J.M.Moss and T.Yamaya
Phys. Rev. C23, 1364 (1981)
- CRA72 G.M.Crawley, P.S.Miller, A.Galonsky, T.Amos and R.Doering
Phys. Rev. C6, 1890 (1972)
- DEH77 J.S.Dehesa, J.Speth and A.Faessler

Phys. Rev. Lett. 38, 208 (1977)

- DIA81 Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics,
Berkeley, California, August 24 - 30, 1980,
Ed. R.M.Diamond and J.O.Rasmussen, Nucl. Phys. A354, 1c (1981)
- DJA78 A.Djaloeis, J.P.Didelez, A.Galonsky and W.Oelert
Nucl. Phys. A306, 221 (1978)
- DJA82 C.Djalali, N.Marty, M.Morlet and A.Willis
Nucl. Phys. A380, 42 (1982)
- DJA85 C.Djalali, N.Marty, M.Morlet, A.Willis, J.C.Jourdain,
N.Anantaram, G.M.Crawley and A.Galonsky
Phys. Rev. C31, 758 (1983)
- EIK71 H.Eikenmeier and H.H.Hackenbroich
Nucl. Phys. A169, 407 (1971)
- ELL68 J.P.Elliot, A.D.Jackson, H.A.Mavromatis, E.A.Sanderson and
B.Singh
Nucl. Phys. A121, 241 (1968)
- GAA80 C.Gaarde, J.S.Larsen, M.N.Harakeh, S.Y.van der Werf, M.Igarashi
and A.Mueller-Arnke
Nucl. Phys. A334, 248 (1980)
- GAA81a C.Gaarde, J.Rapaport, T.N.Taddeucci, C.D.Goodman, C.C.Foster,
D.E.Bainum, G.A.Goulding, M.B.Greenfield, D.J.Horen and
E.Sugarbaker
Nucl. Phys. A369, 258 (1981)
- GAA81b C.Gaarde, J.S.Larsen, A.G.Drentje, M.N.Harakeh and
S.Y.van der Werf
Phys. Rev. Lett. 46, 902 (1981)
- GER75 H.V.von Geramb and P.E.Hodgson
Nucl. Phys. A246, 173 (1975)

- GER79 "Microscopic Optical Potentials"
Ed. H.V.von Geramb, Springer Verlag, 1979
- GIL66 V.Gillet, A.M.Green and E.A.Sanderson
Nucl. Phys. 88, 321 (1966)
- GLE83 N.K.Glendenning
"Direct Nuclear Reactions"
Academic Press, 1983
- G0080 Proceedings of the Conference on the (p,n) reaction and the
nucleon-nucleon force, Telluride, Colorado, March 29 - 31, 1979,
Ed. C.D.Goodman, J.Rapaport, S.M.Austin, S.D.Bloom and
G.R.Satchler, Plenum Press, N.Y., 1980
- GOP81 S.Gopal, A.Djaloeis, J.Bojowald, O.Bousshid, W.Oelert,
N.G.Puttaswamy, P.Turek and C.Mayer-Boericke
Phys. Rev. C23, 2459 (1981)
- GRA84 P.Grabmayr
Comunicacion privada
- HAL73 K.Halbach
Nucl. Inst. and Meth. 107, 515 (1973)
- HAL74 E.C.Halbert and G.R.Satchler
Nucl. Phys. A233, 265 (1974)
- HAM62 T.Hamada and I.D.Johnston
Nucl. Phys. 34, 382 (1962)
- HAY82 S.I.Hayakawa, M.Fujiwara, S.Imanishi, Y.Fujita, I.Katayama,
S.Morinobu, T.Yamazaki, T.Itahashi and H.Ikegami
Phys. Rev. Lett. 49, 1624 (1982)
- HEF78 E.F.Hefter, H.V.von Geramb, F.Osterfeld and T.Udagawa
Z. Phys. A284, 413 (1978)
- HOR80 D.J.Horen, C.D.Goodman, C.C.Foster, C.A.Goulding,

M.B.Greenfield, J.Rapaport, D.E.Bainum, E.Sugarbaker,
T.G.Masterson, F.Petrovich and W.G.Love
Phys. Lett. 95B, 27 (1980)

- HOR81 D.J.Horen, C.D.Goodman, D.E.Bainum, C.C.Foster, C.Gaarde,
C.A.Goulding, M.B.Greenfield, J.Rapaport, T.N.Taddeucci,
E.Sugarbaker, T.Masterson, S.M.Austin, A.Galonsky and
W.Sterrenburg
Phys. Lett. 99B, 383 (1981)
- HUE81 W.Huerlimann
Dissertation, Juel-Spez-104, K.F.A. Juelich (1981)
- IKE63 K.Ikeda, S.Fujii and J.I.Fujita
Phys. Lett. 3, 271 (1963)
- KAR84 M.Karnady
Comunicacion privada
- KAT83 I.Katayama
Comunicación privada
- KER59 A.K.Kerman, H.McManus and R.M.Thaler
Ann. of Phys. 8, 551 (1959)
- KOE80 M.Koehler, K.D.Mueller, H.Stoff, M.Teske, G.P.A.Berg, A.Hardt,
S.Martin, C.Mayer-Boericke and J.Meissburger
Nucl. Inst. and Meth. 175, 357 (1980)
- KOU78 R.Kouzes
Nucl. Inst. and Meth. 155, 261 (1978)
- KRM81 F.Krmpotic
Nucl. Phys. A351, 365 (1981)
- KUH66 W.R.Kuhlmann, K.H.Lauterjung, B.Schimmer and K.Sistemich
Nucl. Inst. and Meth. 40, 118 (1966)
- KUN79 P.D.Kunz

Programa DWUCK (no publicado), version extendida por J.Comfort

- KUO66 T.T.S.Kuo and G.E.Brown
Nucl. Phys. 85, 40 (1966)
- LAC80 M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard, R.Vinh Mau, J.Cote, P.Pires
and R.de Turreil
Phys. Rev. C21, 861 (1980)
- LAS85 R.M.Laszewski and J.Wambach
Comm. on Nucl. and Part. Phys. XIV, 321 (1985)
- LAW80 R.D.Lawson
"Theory of the Nuclear Shell Model"
Clarendon Press, Oxford, 1980
- LED78 Table of Isotopes, 7th Edition
Ed. C.M.Lederer and V.S.Shirley, John Wiley & Sons, 1978
- LEE75 T.S.H.Lee and S.Pittel
Phys. Rev. C11, 607 (1975)
- LEN84 H.Lenske
Comunicación privada
- LIV37 M.S.Livingston and H.A.Bethe
Rev. of Mod. Phys. 9, 245 (1937)
- LOV70 W.G.Love and G.R.Satchler
Nucl. Phys. A159, 1 (1970)
- LOV81 W.G.Love and M.A.Franey
Phys. Rev. C24, 1073 (1981)
- LOV85 W.G.Love
Comunicación privada
- MAC60 M.H.Macfarlane and J.B.French
Rev. of Mod. Phys. 32, 567 (1960)

- MAD66 V.A.Madsen
Nucl. Phys. 80, 177 (1966)
- MAD75 V.A.Madsen
in "Nuclear Spectroscopy and Reactions", 40-D,
Academic Press, N.Y., 1975
- MAI82 G.Mairle, K.Schindler, P.Grabmayr, G.J.Wagner, U.Shmidt-Rohr,
G.P.A.Berg, W.Huerlimann, S.A.Martin, J.Meissburger,
J.G.M.Roemer, B.Styczen and J.L.Tain
Phys. Lett. 121B, 307 (1983)
- MAR82 S.A.Martin
Comunicacion privada
- MAR83 S.A.Martin, A.Hardt, J.Meissburger, G.P.A.Berg, U.Hacker,
W.Huerlimann, J.G.M.Roemer, T.Sagefka, A.Retz, O.W.B.Shult,
K.L.Brown and K.Halbach
Nucl. Inst. and Meth. 214, 281 (1983)
- MOR85 H.P.Morsch, P.Dekowski, G.P.A.Berg, J.L.Tain, M.Rogge, P.Turek,
J.Meissburger and J.G.M.Roemer
Preprint
- MUE80 G.Mueller, G.P.A.Berg, A.Hardt, H.J.Kelleter, S.A.Martin,
J.Meissburger and A.Retz
Juel-Spez-84, K.F.A. Juelich, 1980
- MUE83 S.Mueller, A.Richter, E.S.Pamer, W.Knuepfer and B.C.Metsch
Phys. Lett. 120B, 305 (1983)
- MUE85 S.Mueller, G.Kuechler, A.Richter, H.P.Blok, H.Blok, C.W.Jager,
H.de Vries and J.Wambach
Phys. Rev. Lett. 54, 293 (1985)
- NAD81 A.Nadasen, P.Schwandt, P.P.Singh, W.W.Jacobs, A.D.Bacher,
P.T.Debevec, H.D.Kaitschuck and J.T.Meek
Phys. Rev. C23, 1023 (1981)

- OER74 W.T.H. van Oers, H.Haw, N.E.Davison, A.Ingemarsson, B.Fagerstrom
and G.Tibell
Phys. Rev. C10, 307 (1974)
- OST79 F.Osterfeld, J.Wambach, H.Lenske and J.Speth
Nucl. Phys. A318, 45 (1979)
- OST85 F.Osterfeld, D.Cha and J.Speth
Phys. Rev. C31, 372 (1985)
- PAU84 D.Paul
Diplomarbeit (Uni. Munster)
- PET69 F.Petrovich, H.McManus, V.A.Madsen and J.Atkinson
Phys. Rev. Lett. 22, 895 (1969)
- PET75 F.Petrovich
Nucl. Phys. A251, 143 (1975)
- PET84 Proceedings of the International Conference on Spin Excitations
in Nuclei, Telluride, Colorado, March 25 - 27, 1982,
Ed. F.Petrovich, G.E.Brown, G.T.Garvey, C.D.Goodman,
R.A.Lindgren and W.G.Love, Plenum Press, N.Y., 1984
- RAY69 J.Raynal
CEN Saclay Report DPh-T/69-42 (1969)
- RAY82 J.Raynal and R.Schaeffer
Codigo DWBA82 (no publicado), version modificada por
H.V. von Geramb y L.Rikus (1982)
- REI68 R.Reid
Ann. of Phys. 50, 411 (1968)
- RHO79 "Mesons in Nuclei"
Ed. M.Rho y D.Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1979
- RIC74 P.Rice-Evans

- "Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers"
The Richelieu Press, London, 1974
- RIN74 P.Ring and J.Speth
Nucl. Phys. A235, 315 (1974)
- RIN78 G.A.Rinker and J.Speth
Nucl. Phys. A306, 360 (1978)
- RIN80 P.Ring and P.Schuck
"The Nuclear Many-Body Problem"
Springer Verlag, N.Y., 1980
- ROW70 D.J.Rowe
"Nuclear Collective Motion"
Methuen & Co., London, 1970
- SAT66 G.R.Satchler
Nucl. Phys. 77, 481 (1966)
- SAT83 G.R.Satchler
"Direct Nuclear Reactions"
Oxford University Press, 1983
- SCH70a R.Schaeffer
Nucl. Phys. A158, 321 (1970)
- SCH70b R.Scheffer
in "Argonne ($^3\text{He},t$) Symposium",
Argonne Physics Division Informal Report, PHY-1970A, 1970
- SCH71 R.Schaeffer
Nucl. Phys. A164, 145 (1971)
- SCH77 M.R.Schmorak
Nucl. Data Sheets 22, 487 (1977)
- SCH82 P.Schwandt, H.O.Meyer, W.W.Jacobs, A.D.Bacher, S.E.Vigdor,
M.D.Kaitchuck and T.R.Donoghne

- Phys. Rev. C26, 55 (1982)
- SER76 F.J.D.Serduke, R.D.Lawson and D.H.Gloeckner
Nucl. Phys. A256, 45 (1976)
- SPE77 J.Speth, E.Werner and W.Wild
Phys. Rep. 33C, 129 (1977)
- SPE80 J.Speth, V.Klemt, J.Wambach and G.E.Brown
Nucl. Phys. A343, 382 (1980)
- STE80 W.A.Sterrenburg, S.M.Austin, R.P.DeVito and A.Galonsky
Phys. Rev. Lett. 45, 1839 (1980)
- STO80 H.Stoff, G.Brandenburg, M.Koehler, K.Kraft, K.D.Mueller,
W.Stevens and M.Teske
Proceedings of the Nuclear Science Symposium, Orlando, Florida,
1980
- TAI80 J.L.Tain
Tesina (Univ. Complutense Madrid)
- TOK83 H.Toki, G.F.Bertsch and D.Cha
Phys. Rev. C28, 1398 (1983)
- WAG75 W.T.Wagner, G.M.Crawley, G.R.Hammerstein and H.McManus
Phys. Rev. C12, 757 (1975)
- WAM79 J.Wambach
Dissertation, Juel-Spez-42, K.F.A. Juelich (1979)
- WAM80 J.Wambach, A.D.Jackson and J.Speth
Nucl. Phys. A348, 221 (1980)
- WAP77 A.H.Wapstra and K.Bos
"The 1977 atomic mass evaluation"
Atom. Data and Nucl. Data Tables 19, 175 (1977)
- WAT53 K.M.Watson

Phys. Rev. 89, 575 (1953)

WEB79

M.P.Webb

Nucl. Data Sheets 26, 145 (1979)

WES68

J.J.Wesolowski, E.H.Schwarz, P.G.Roos and C.A.Ludemann

Phys. Rev. 169, 878 (1968)

WIE82

K.Wienhard, K.Ackermann, K.Bangert, U.E.P.Berg, C.Blaessing,

W.Naatz, A.Ruckelshausen, D.Rueck, R.K.M.Schneider and R.Stock

Phys. Rev. Lett. 49, 18 (1982)

VER71

J.D.Vergados

Phys. Lett. 36B, 12 (1971)

Fig. 1.1. Esquema de los niveles de partícula en una capa por encima y por debajo del nivel de Fermi ($Z=82$, $N=126$) en el núcleo ^{208}Pb . Los valores indicados de las energías de ligadura (en MeV) son valores experimentales.

Fig. 1.2. Representación esquemática de las excitaciones isoescalares ($\tau=0$) e isovectoriales ($\tau=1$) de "spin-flip" con espín-paridad 1^+ en el núcleo ^{208}Pb y su isóbaro ^{208}Bi . Los valores (posición y anchura) están tomados en lo posible del experimento. (T = isoespín total, M_T = tercera componente de isoespín).

Fig. 2.1. Vista esquemática superior de la instalación experimental en el Instituto de Física Nuclear (IKP) del Centro de Investigaciones Nucleares (KFA) de Jülich, mostrando el ciclotrón, el sistema de transporte del haz (SM1, AM1, AM2, SM3 : imanes dipolares; QB1-6 : dobletes de imanes cuadrupolares) y el espectrógrafo magnético.

Fig. 2.2. Vista esquemática superior del espectrógrafo magnético BIGKARL . Q_1, Q_2, Q_3 : imanes cuadrupolares, D_1, D_2 : imanes dipolares. SLX, SLY son rendijas que definen el ángulo sólido de admisión al espectrógrafo. También está representado el receptáculo que contiene la cámara proporcional multialámbrica (MWPC) y los detectores de centelleador plástico. Las distancias están en m.

Fig. 2.3. Corte transversal (mitad superior) y parte frontal (mitad inferior) del imán dipolar D_1 , donde se puede apreciar la disposición de los arrollamientos de corrección de campo H_t .

Fig. 2.4. Esquema de la construcción y el funcionamiento de la cámara proporcional multialámbrica (MWPC). Las dos posiciones A y B de la señal inducida en los cátodos externos se obtienen de la diferencia en tiempo de las señales recogidas en los extremos de la línea de retardo acoplada a los mismos. El cátodo común (MIDPLANE) proporciona una señal de control suplementaria. (A = amplifier, CFD = constant fraction discriminator, TAC = time to amplitude converter).

Fig. 2.5. Esquema del principio de funcionamiento de la cámara de deriva multialámbrica (MWDC). La posición del ánodo "disparado" se obtiene de la diferencia de tiempos en los extremos de la línea de retardo ($TD = TR - TL$) y las tablas del número del ánodo WN en función de TD. La distancia al ánodo, de la suma ($TS = TR + TL - 2TPL$) y las tablas de distancia de deriva DD en función de TS. La decisión sobre que lado del hilo se produjo la ionización se obtiene de la diferencia de señales inducidas en los cátodos contiguos (OE). (TAC = time to amplitude converter).

Fig. 2.6. Principio de determinación de la posición de la cámara proporcional con ánodo resistivo (SWPC). La señal recogida en un extremo es proporcional a la distancia x de la avalancha de ionización al otro extremo. Dividiendo esta señal ($\Delta E \cdot x$) por la suma de ambas señales (ΔE) se elimina la dependencia en la energía depositada ΔE . (A = amplifier)

Fig. 2.7 Construcción de los detectores de centelleador plástico. Los dos extremos del material (NE110) están acoplados a través de guías de luz de plexiglas a los fotomultiplicadores que convierte en señal eléctrica la radiación luminosa producida. (A = amplifier, CFD = constant fraction discriminator)

Fig. 2.8. Esquema del desarrollo de un experimento típico en el BIG KARL y de los programas que apoyan su realización.

Fig. 2.9. Uno de los espectros de momentos medidos con la reacción $^{208}\text{Pb}(p,p')$ a 45 MeV mostrando el pico identificado como el estado 1^+ . Las energías de excitación indicadas (en MeV) provienen de nuestra calibración.

Fig. 2.10. Idem que la fig 2.9 para la reacción $^{208}\text{Pb}(d,d')$ a 45 MeV.

Fig. 2.11. Espectro de energía depositada en los tres detectores de identificación de partículas tomados en anticoincidencia con el detector de centelleo plástico de 10 cm para la reacción $(d, ^3\text{He})$.

Fig. 2.12. Espectros de momentos obtenidos con la reacción $(d, ^3\text{He})$ a 45 MeV en el blanco de ^{209}Bi y en los blancos de calibración ^{208}Pb y ^{207}Pb , mostrando las energías de excitación (en MeV) obtenidas y las energías patrón, respectivamente. La flecha indica la posición del estado 1^+ .

Fig. 2.13. Detalle del ajuste obtenido para el espectro de ^{208}Pb medido en la reacción $(d, ^3\text{He})$ a 20° , cuando la forma de los picos se fija a la del estado con $E_x = 3.709$ MeV (fuera de la figura). Se aprecia la necesidad de incluir (al menos) dos picos para fijar la forma del grupo inicialmente indentificado con el estado 1^+ .

Fig. 2.14. Ejemplo de los ajustes obtenidos para el espectro de la reacción $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ a 5° cuando se usan gaussianas de diferentes anchuras Γ (FWHM) para representar la resonancia GT.

Fig. 4.1. Distribuciones angulares de la dispersión inelástica de protones y deuterones ($E_{\text{inc}} = 45$ MeV) excitando el estado 1^+ . (q = momento transferido, R = radio de absorción).

Fig. 4.2. Las distribuciones angulares medidas con la reacción $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$ son comparadas con los resultados de cálculos DWBA. Observese que la distribución angular del estado $11/2^-$ es completamente diferente de las otras.

Fig. 4.3. Comparación de la distribución angular experimental (puntos) del estado 1^+ excitado en la reacción $^{208}\text{Pb}(p, p')$ con los resultados de diversos cálculos (DWBA microscópico). Para detalles de los parámetros ver sección 3.4.

Fig. 4.4. Efecto del número de configuraciones partícula-hueco de la función de ondas del estado 1^+ en la sección eficaz diferencial (p, p') calculada. Los puntos representan los datos experimentales. La línea continua es idéntica con la de la fig. 4.3.

Fig. 4.5. Contribución de la parte central (C) y tensorial (T) de la interacción efectiva a la sección eficaz. D significa el término directo sólo, D + E incluye el término de intercambio por desplazamiento (knock-on exchange).

Fig. 4.6. Comparación de los resultados teóricos (DWIA) obtenidos con la función de onda de VER71 (VERG) y CO83/WAM80 (RPA1) para el estado 1^+ con los datos experimentales de la reacción $^{208}\text{Pb}(p, p')$ a $E_p = 201$ MeV tomados de la referencia DJA85. Ambas curvas están renormalizadas por un factor $1/2.4$. (Para detalles del resto de los parámetros ver sección 3.4).



Fig. 4.7. Comparación de las distribuciones angulares obtenidas usando los estados isoescalar e isovectorial de la referencia C083/WAM80. Las curvas están normalizadas a los puntos experimentales. La línea continua corresponde a la de la figura 4.3.

Fig. 4.8. Ejemplo del espectro medido con la reacción $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)$ a 135 MeV. Obsérvese que la resolución alcanzada permite separar los estados 2^+ y 3^+ .

Fig. 4.9. Comparación de las distribuciones angulares medidas para diversos estados del ^{90}Nb mediante la reacción $(^3\text{He},t)$ a 135 MeV con los resultados de cálculos DWBA microscópicos (folding model). Las curvas están normalizadas a los puntos experimentales.

Fig. 4.10. Distribuciones angulares de las resonancias IAS (círculos) y GT (cuadrados, circunferencias, triángulos) obtenidos con la reacción $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ a 135 MeV. Los tres valores mostrados para la resonancia GT corresponden a los tres valores mostrados en la figura 2.14 de la anchura Γ de la gaussiana usada para ajustarla. Las curvas representan cálculos DWBA microscópicos con los parámetros extraídos de la fig. 4.9.

Fig. 4.11. Suma de las contribuciones IAS + GT en la reacción $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ a 135 MeV, obtenidas en los dos experimentos realizados. Los cuadrados corresponden a una anchura $\Gamma_{\text{GT}} = 3.2$ MeV y los círculos a $\Gamma_{\text{GT}} = 2.9$ MeV (fig. 4.10). La curva representa la suma de las dos curvas de la fig. 4.10.

Fig. B.1. Corte vertical del imán cuadrupolar Q_1 mostrando las piezas adosadas a los polos originales.

Fig. B.2. Campo magnético B_0 en la superficie de los polos (modificados) en función de la corriente I (en % del máximo) que circula por la bobina inductora para Q_1 y Q_2 .

Fig. B.3. Variación del gradiente dB_y/dx a lo largo de la dirección axial para dos valores de la corriente I de excitación.

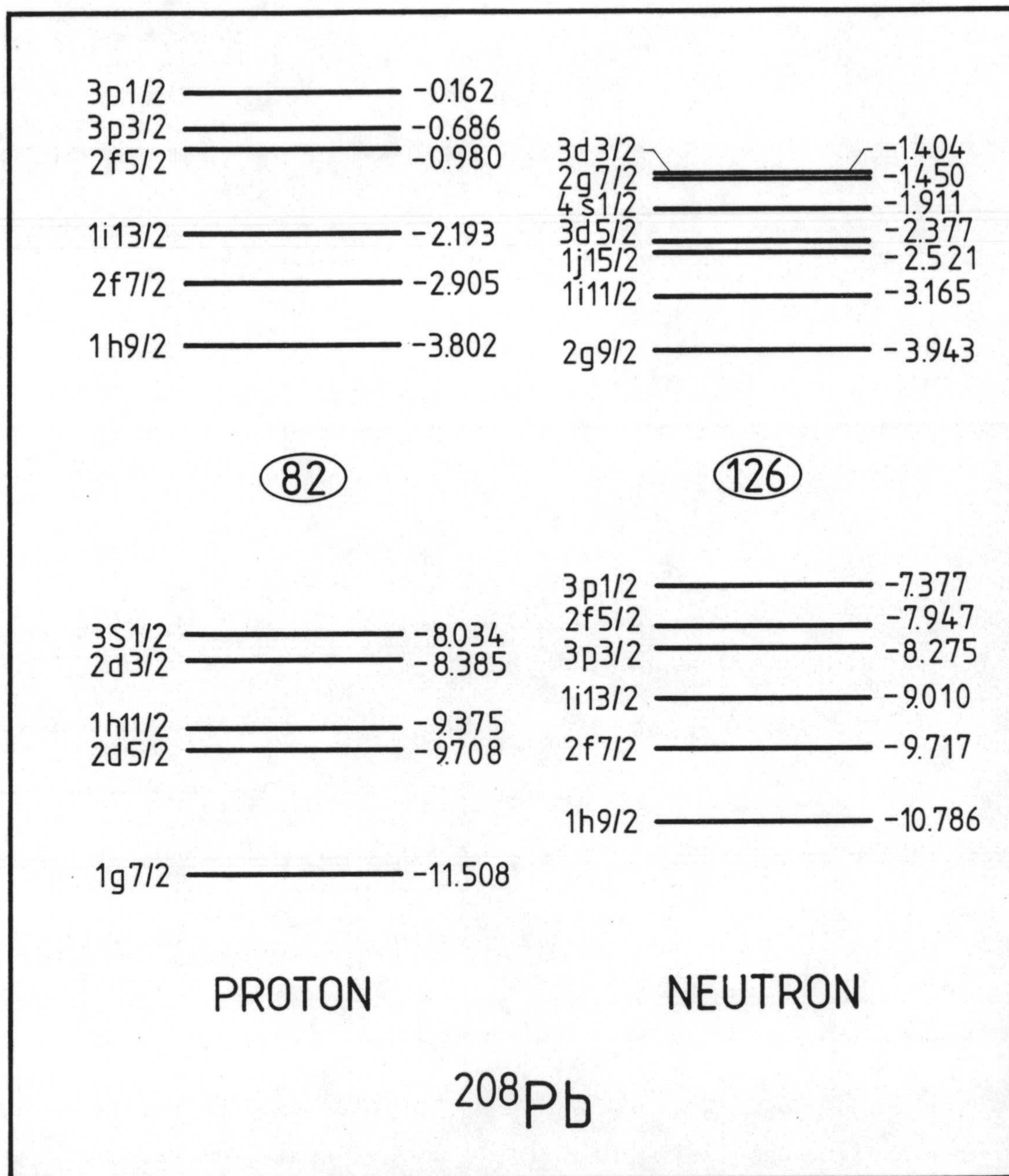


FIG. 1.1

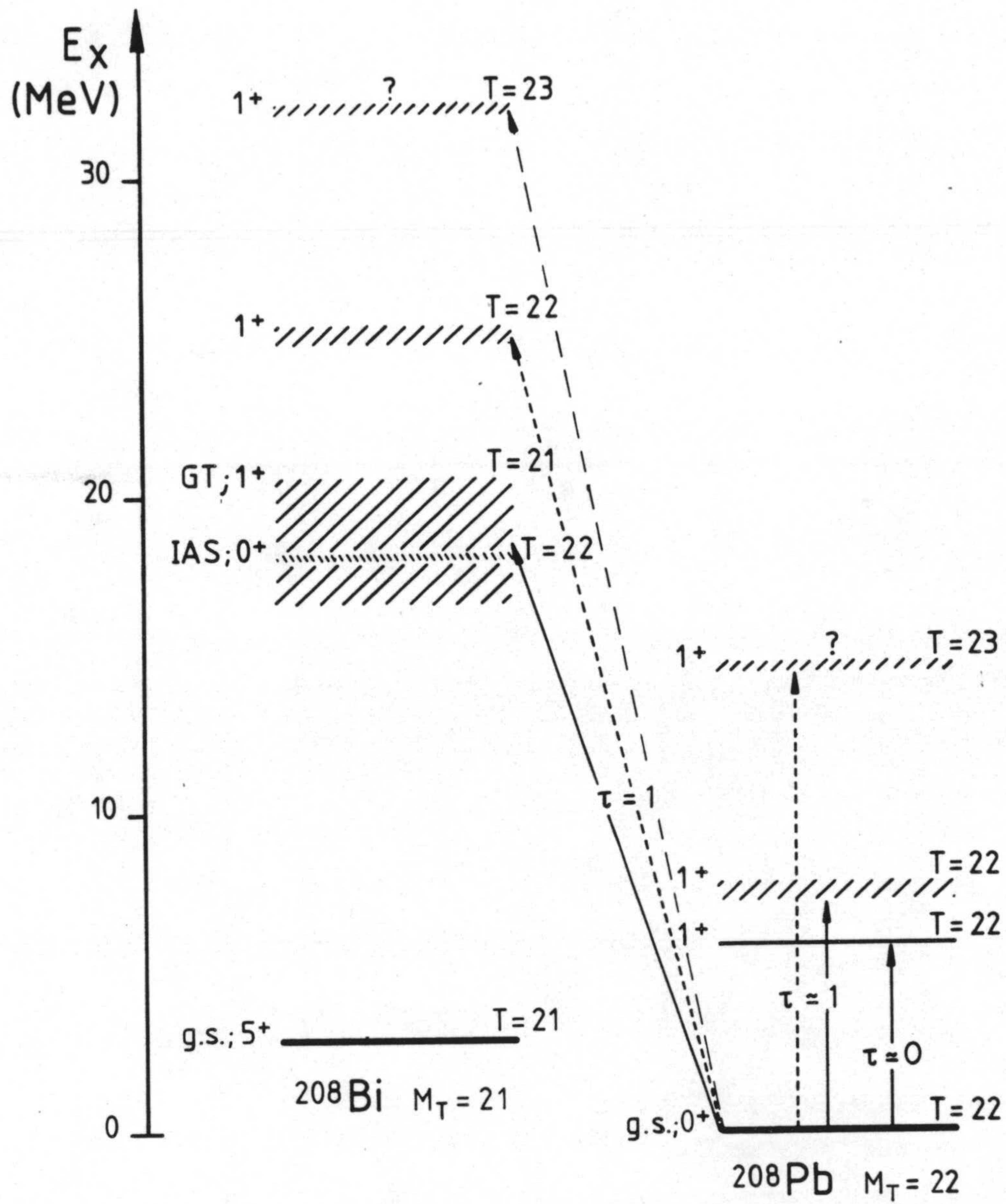


FIG. 1.2

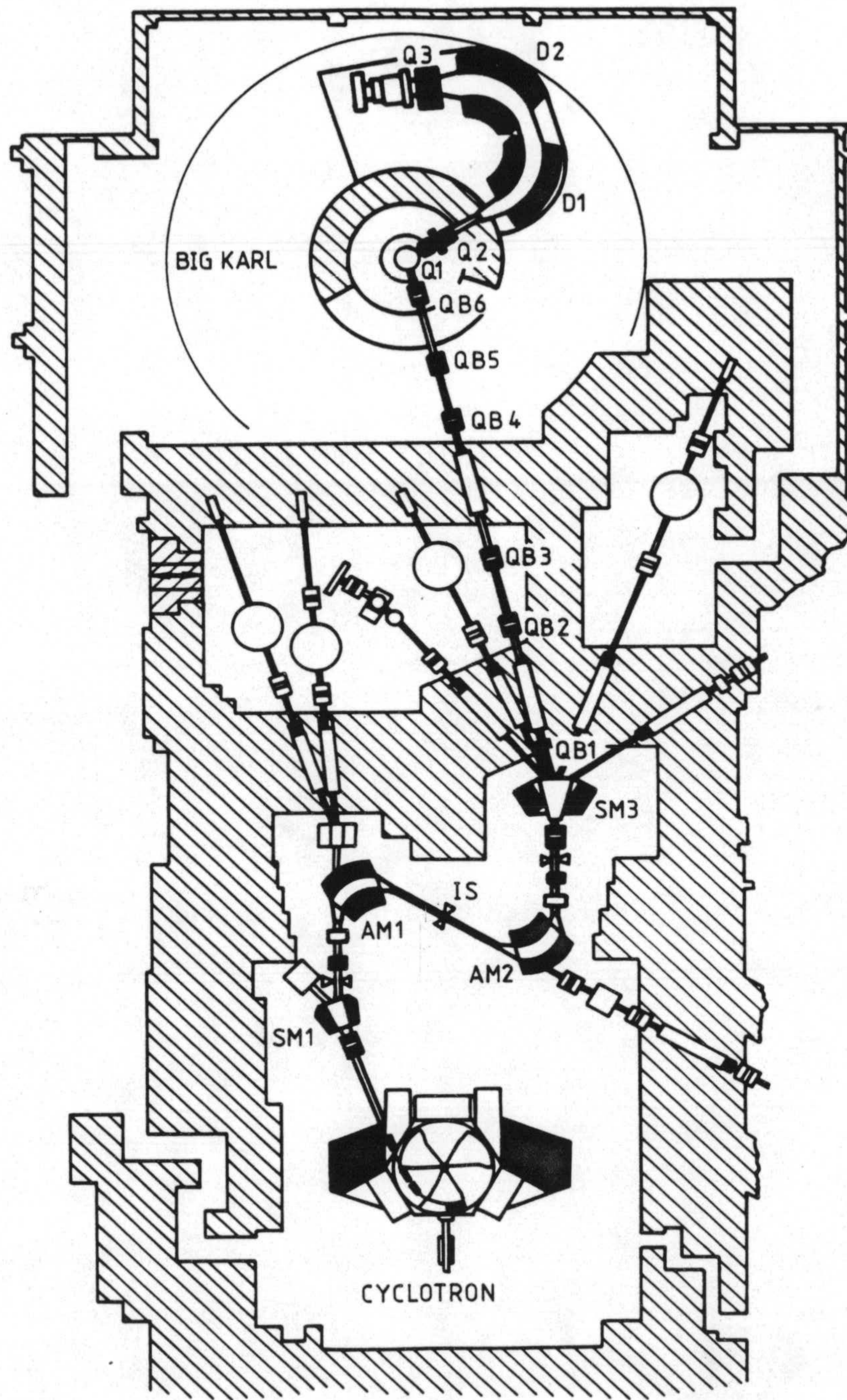


FIG. 2.1

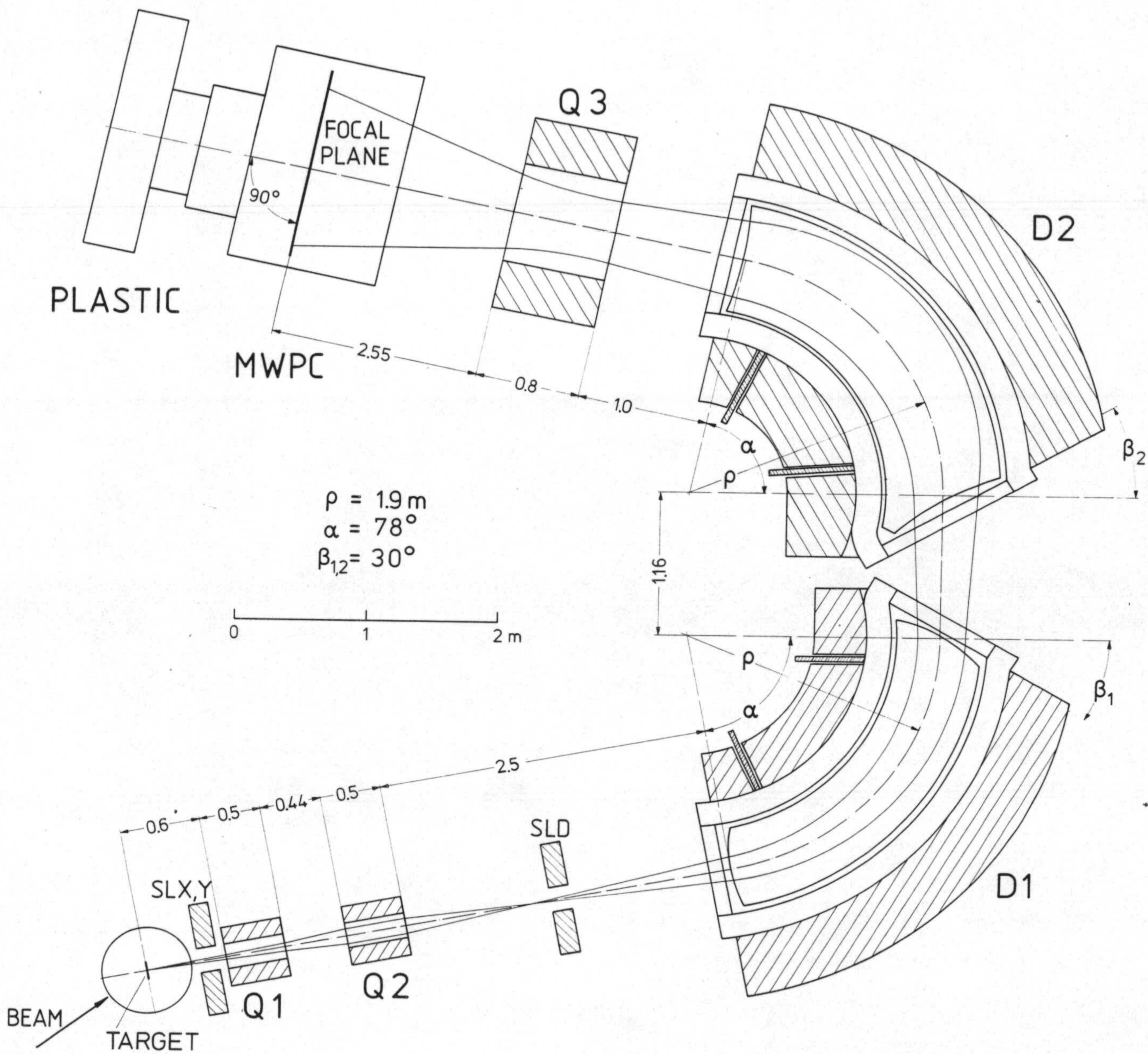


FIG. 2.2

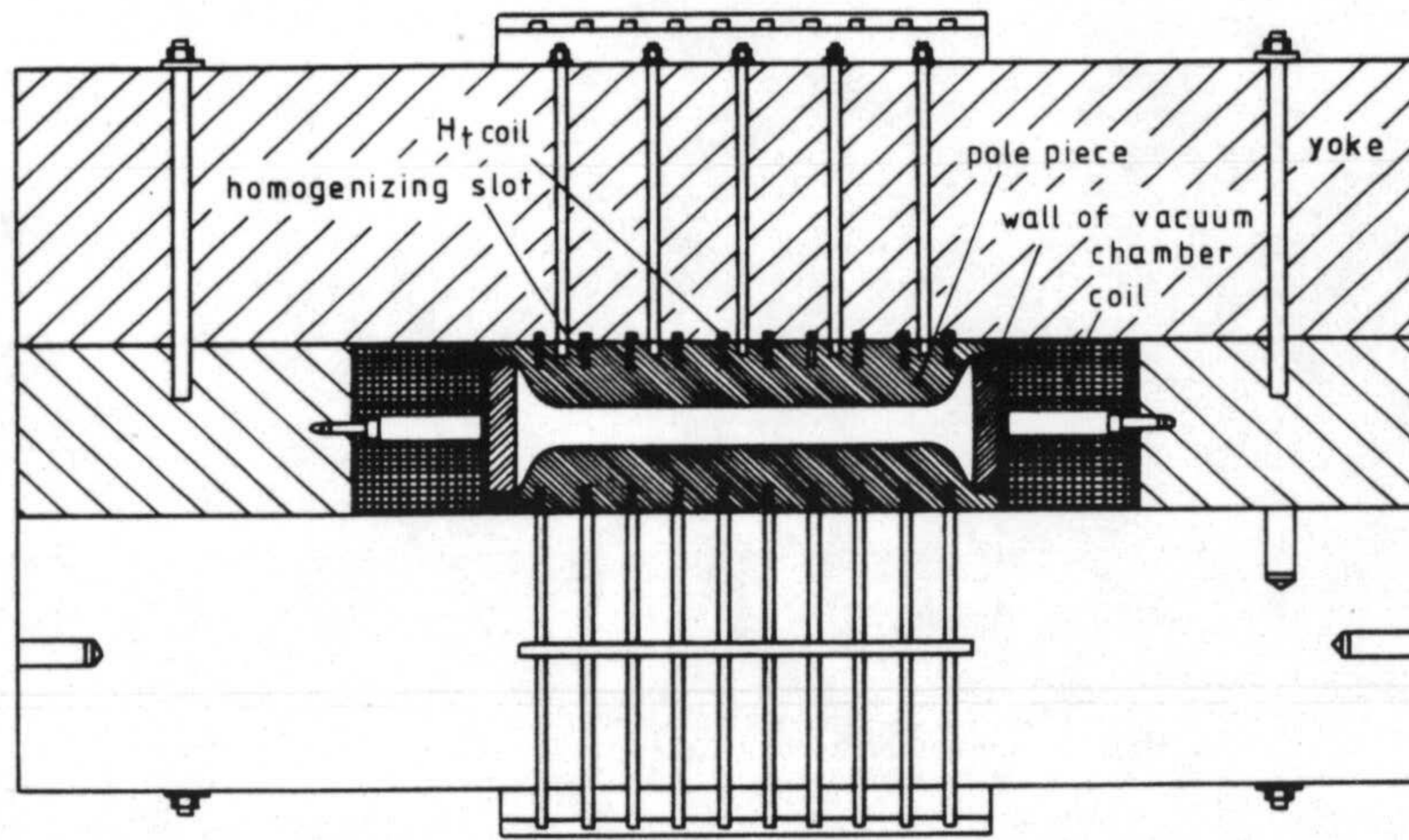


FIG: 2.3

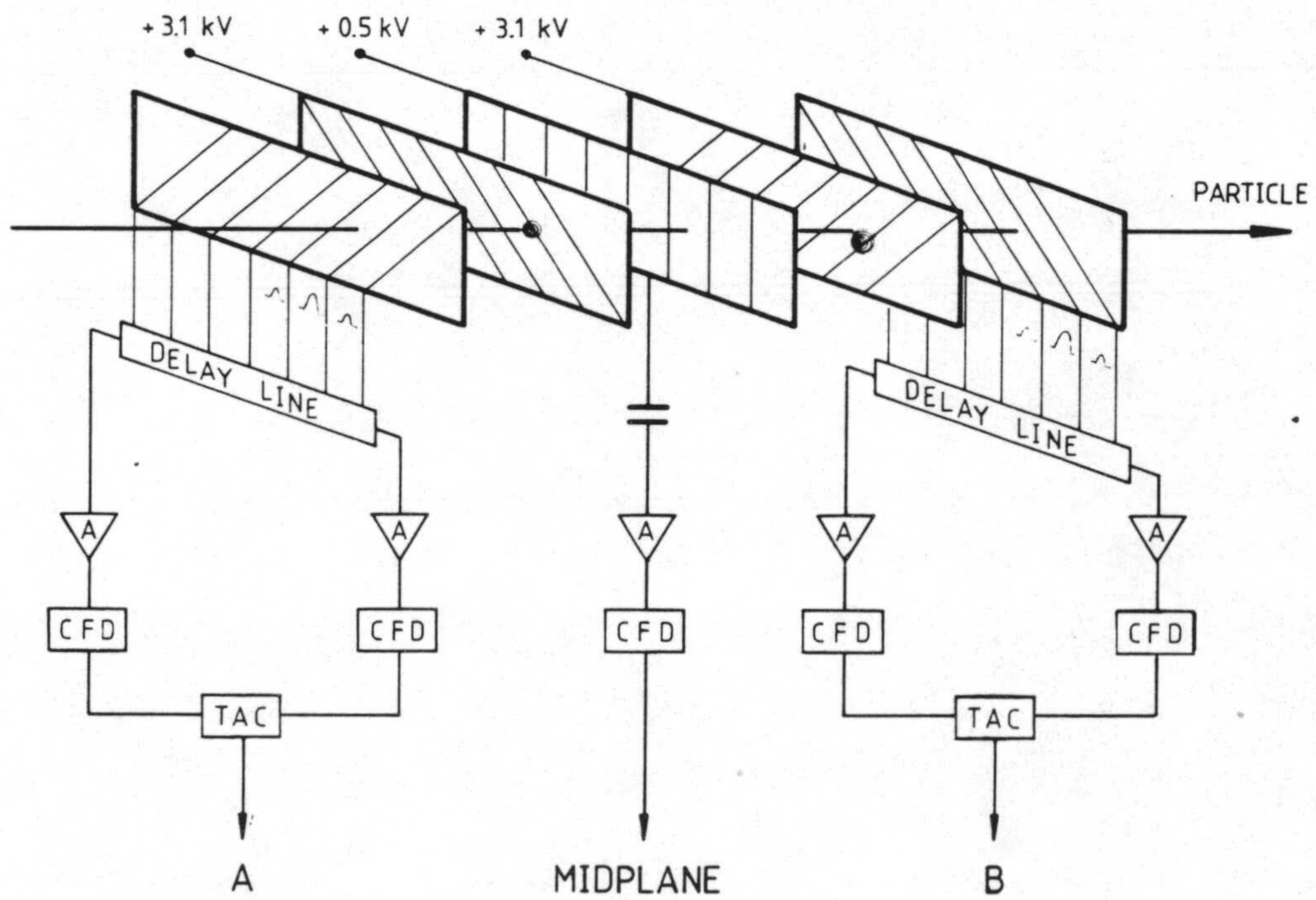


FIG. 2.4



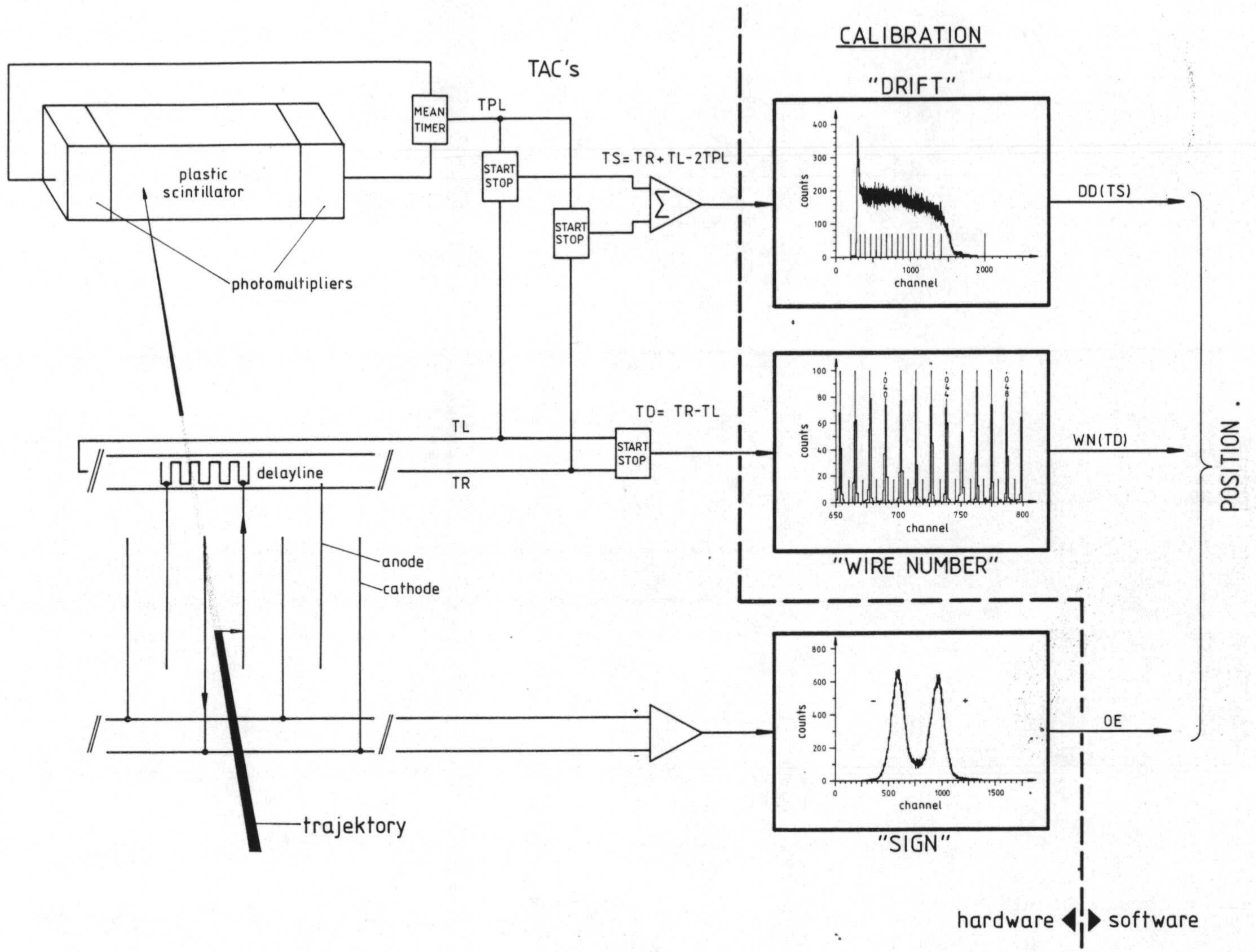


FIG. 2.5

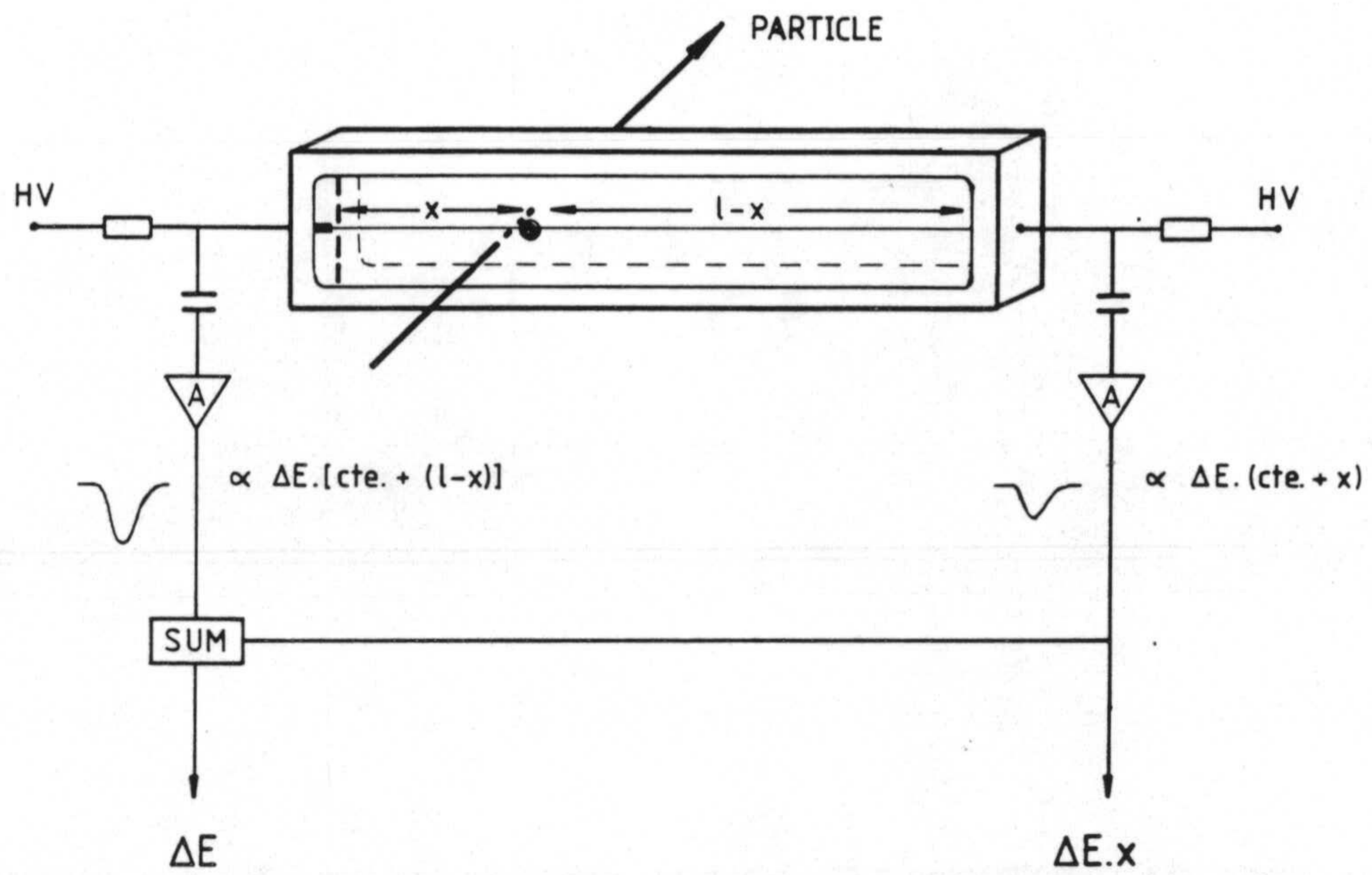


FIG. 2.6

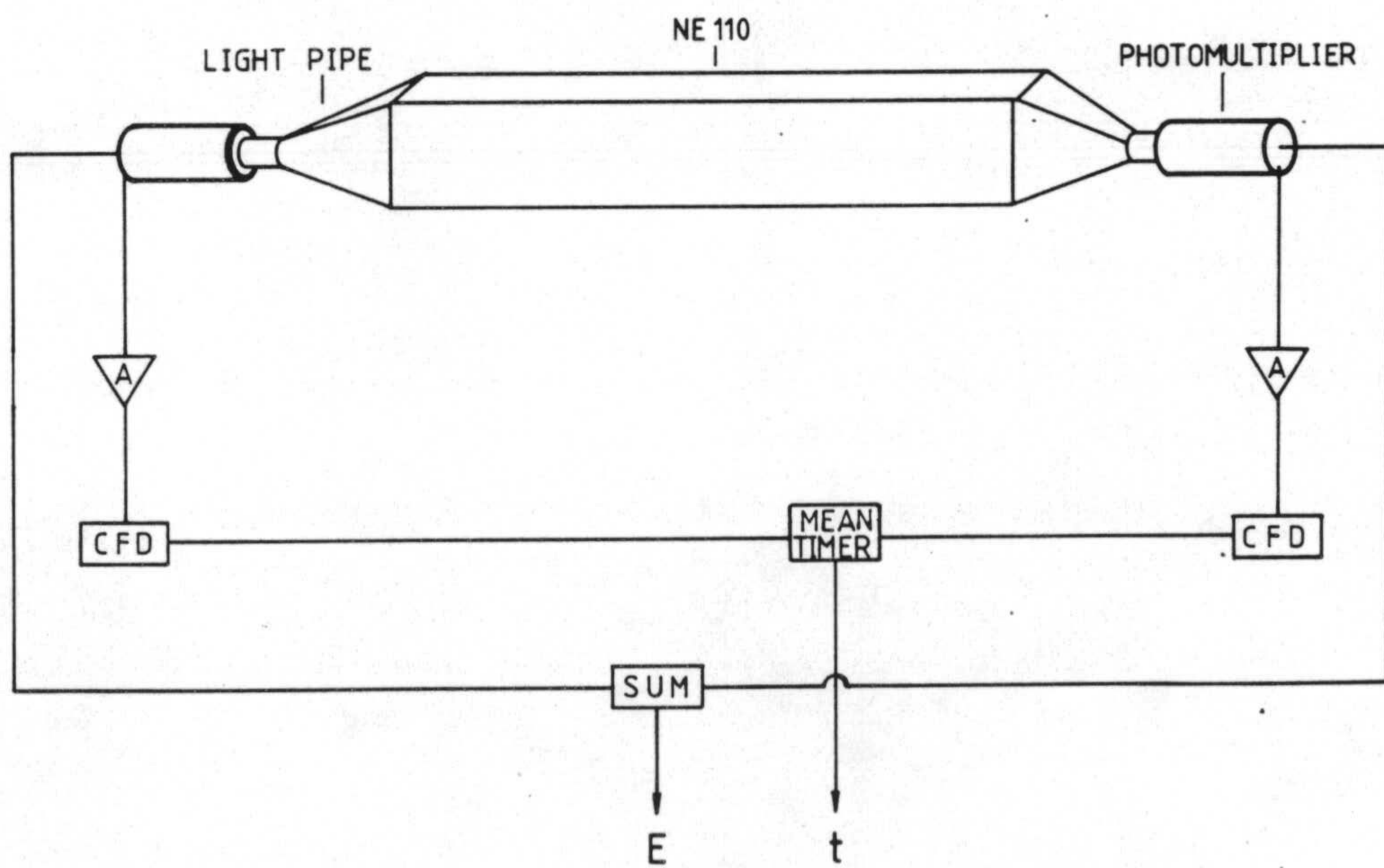


FIG. 2.7

BIG KARL Experiment

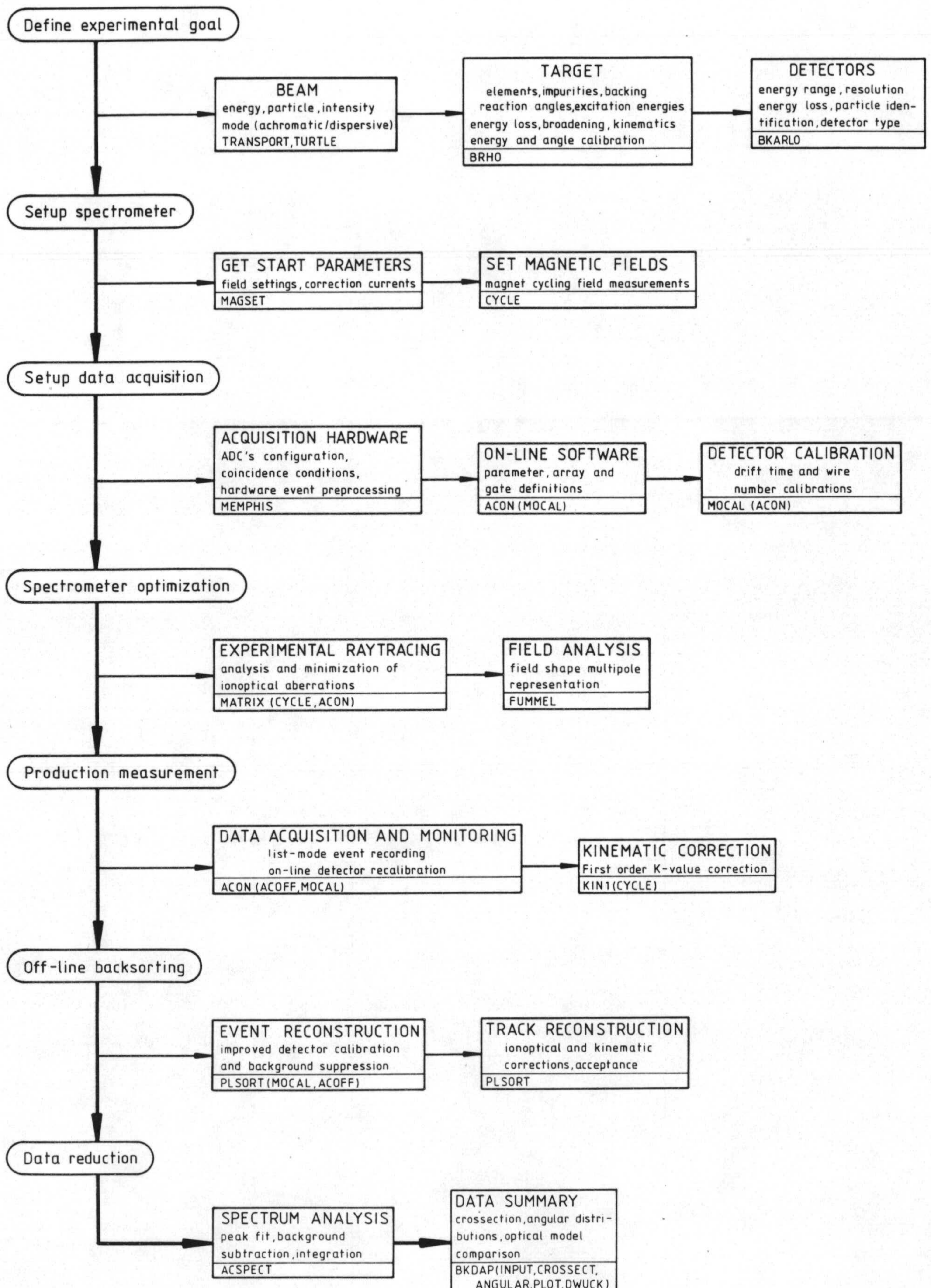


FIG. 2.8

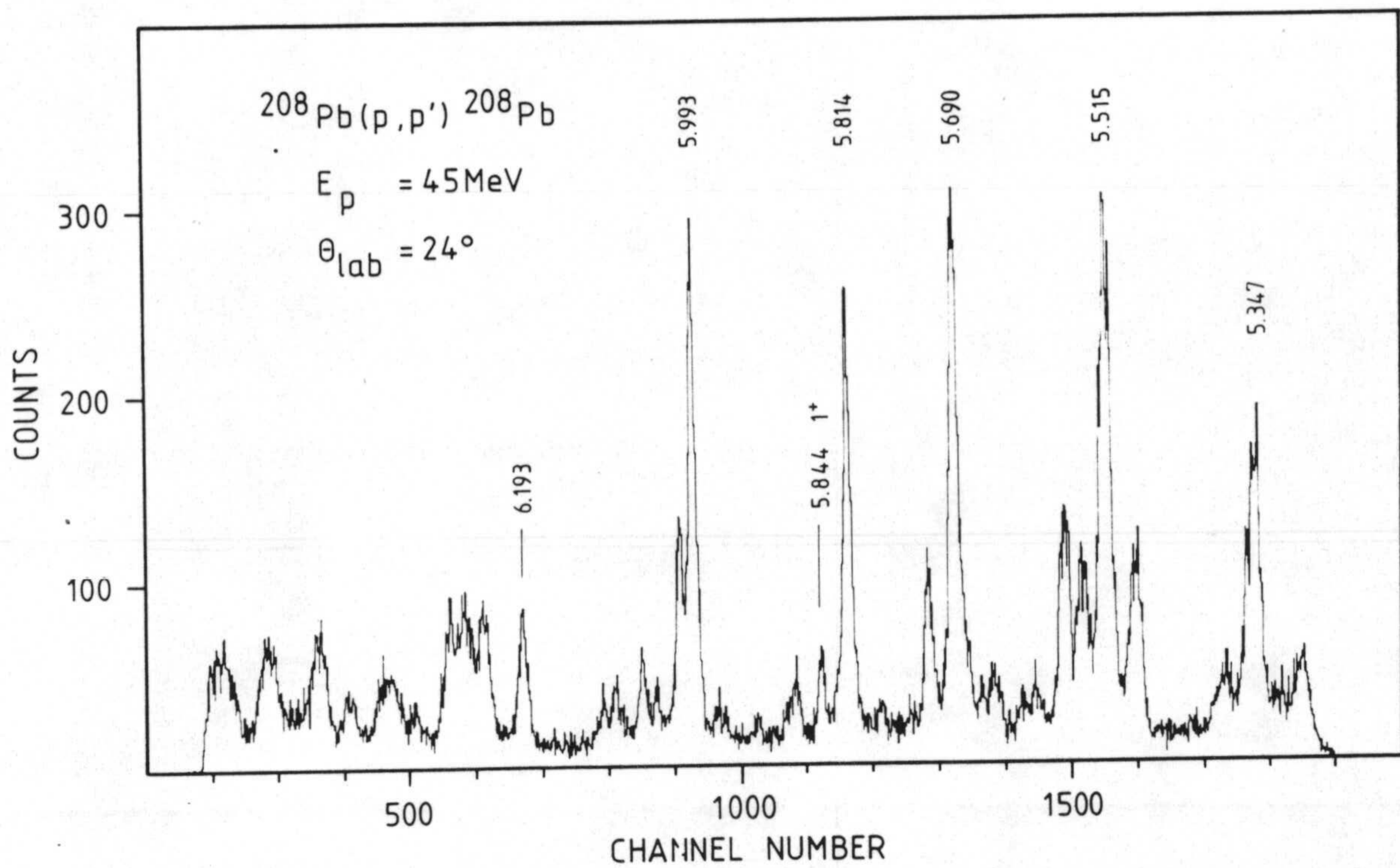


FIG. 2.9

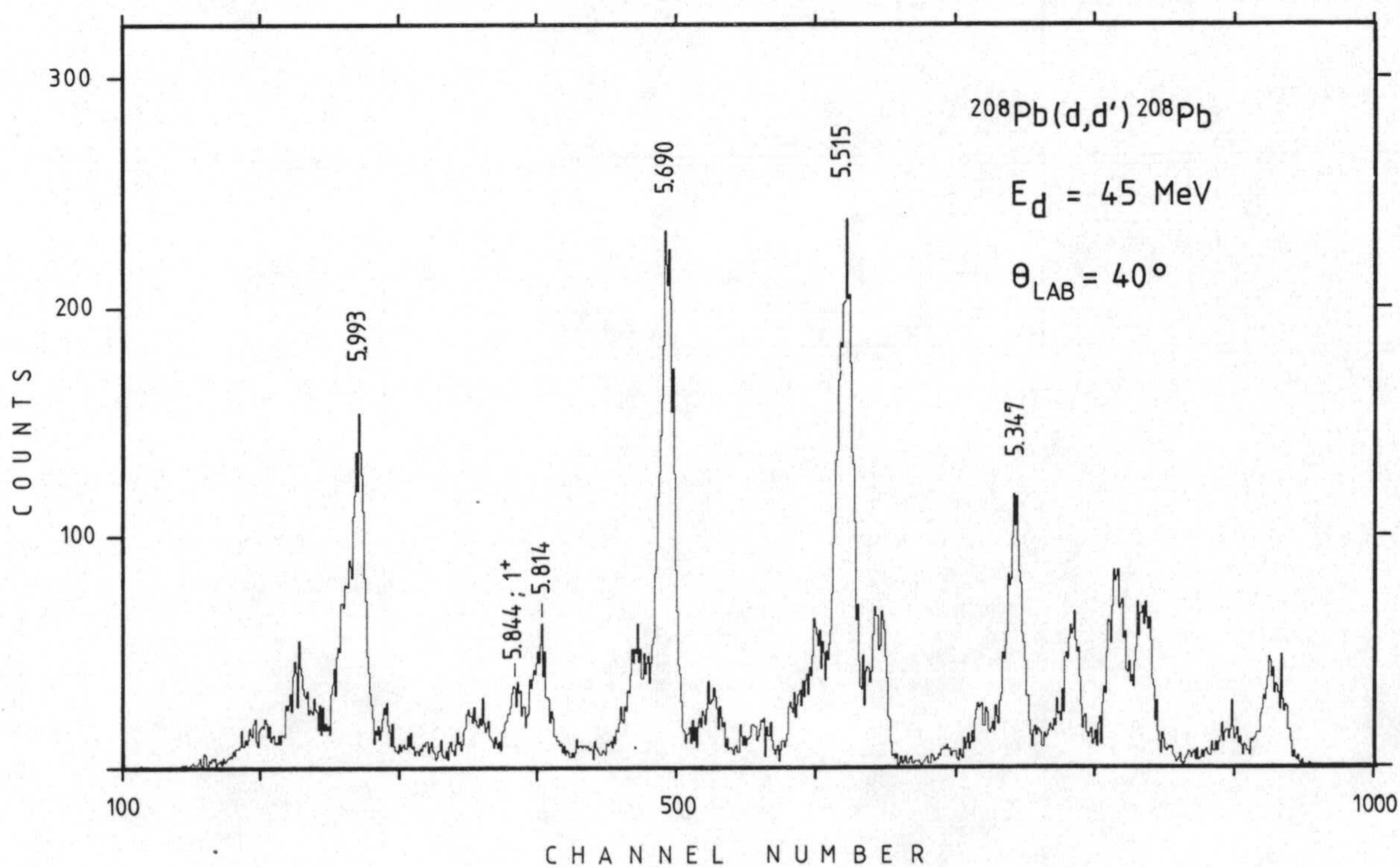


FIG. 2.10



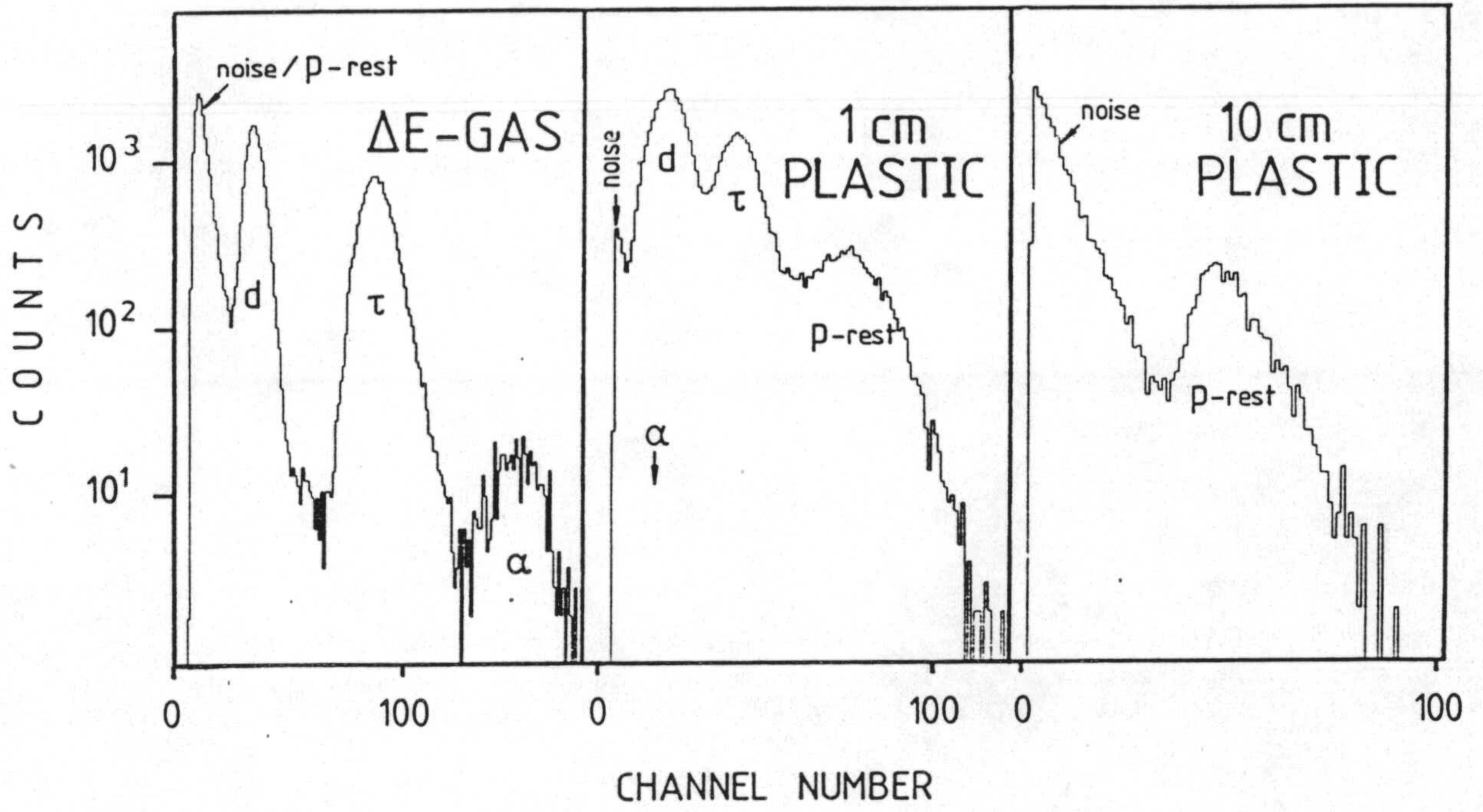


FIG. 2.11

$E_d = 45 \text{ MeV}$

$\theta_{\text{LAB}} = 20^\circ$

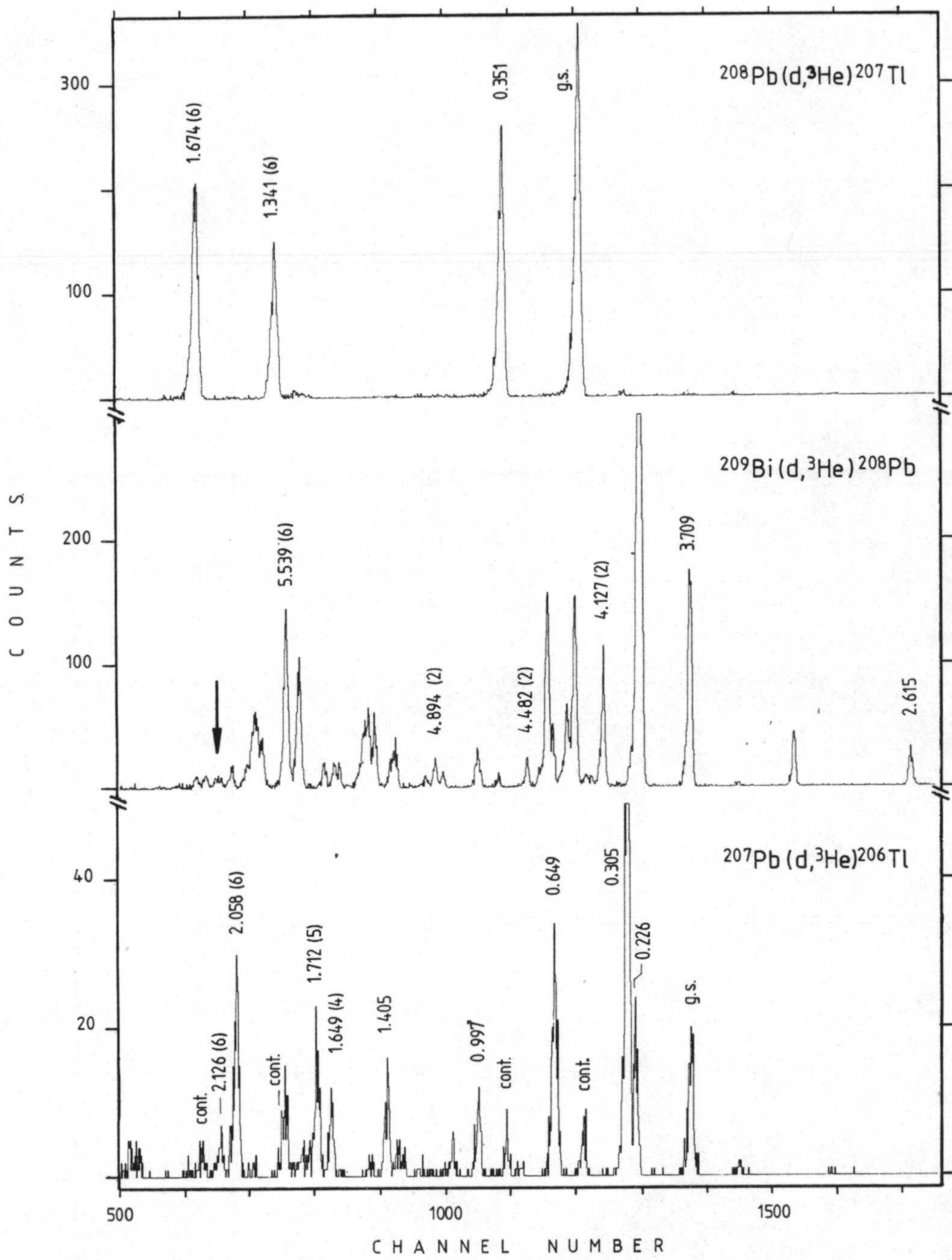


FIG. 2.12

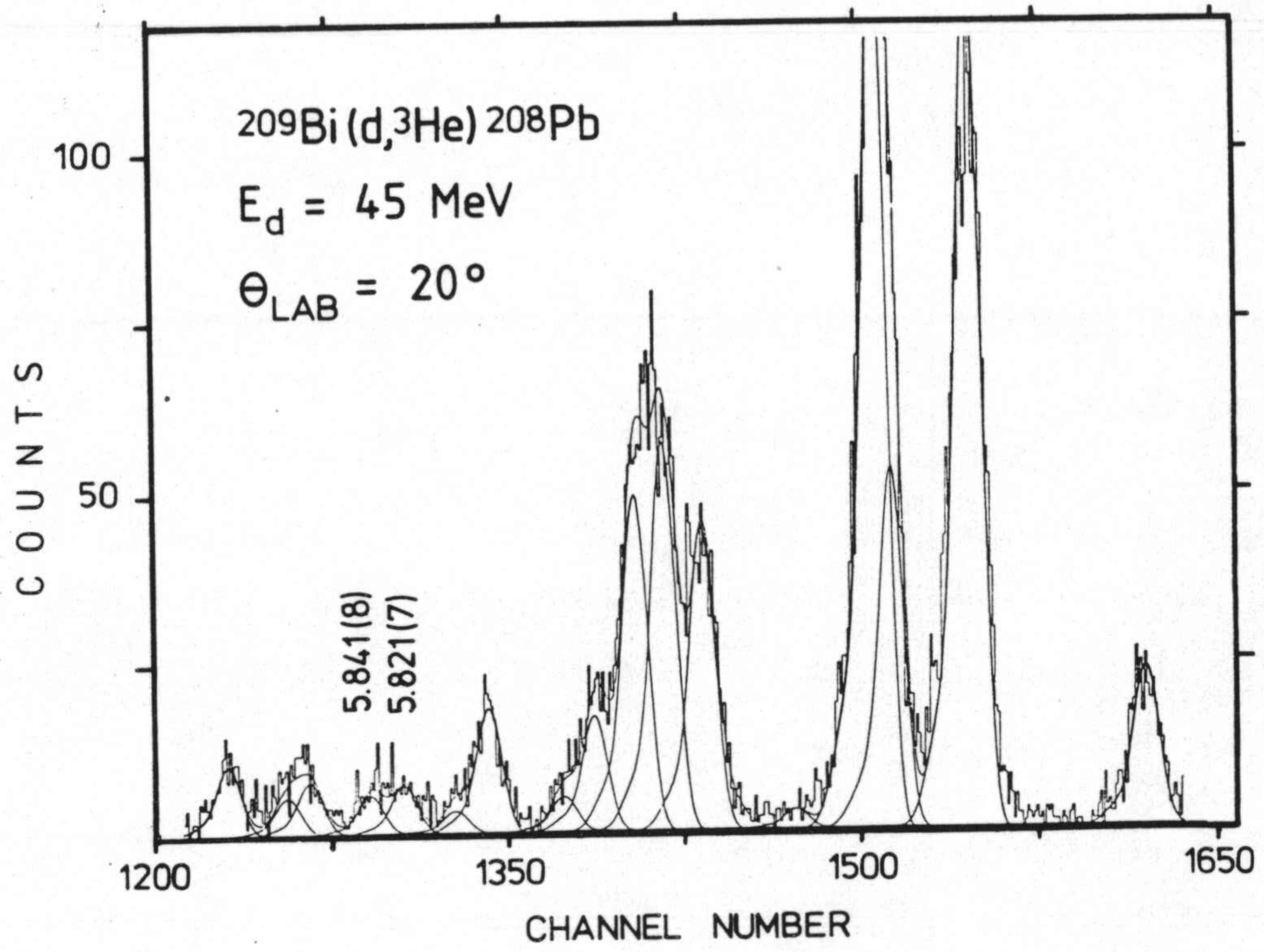


FIG. 2.13

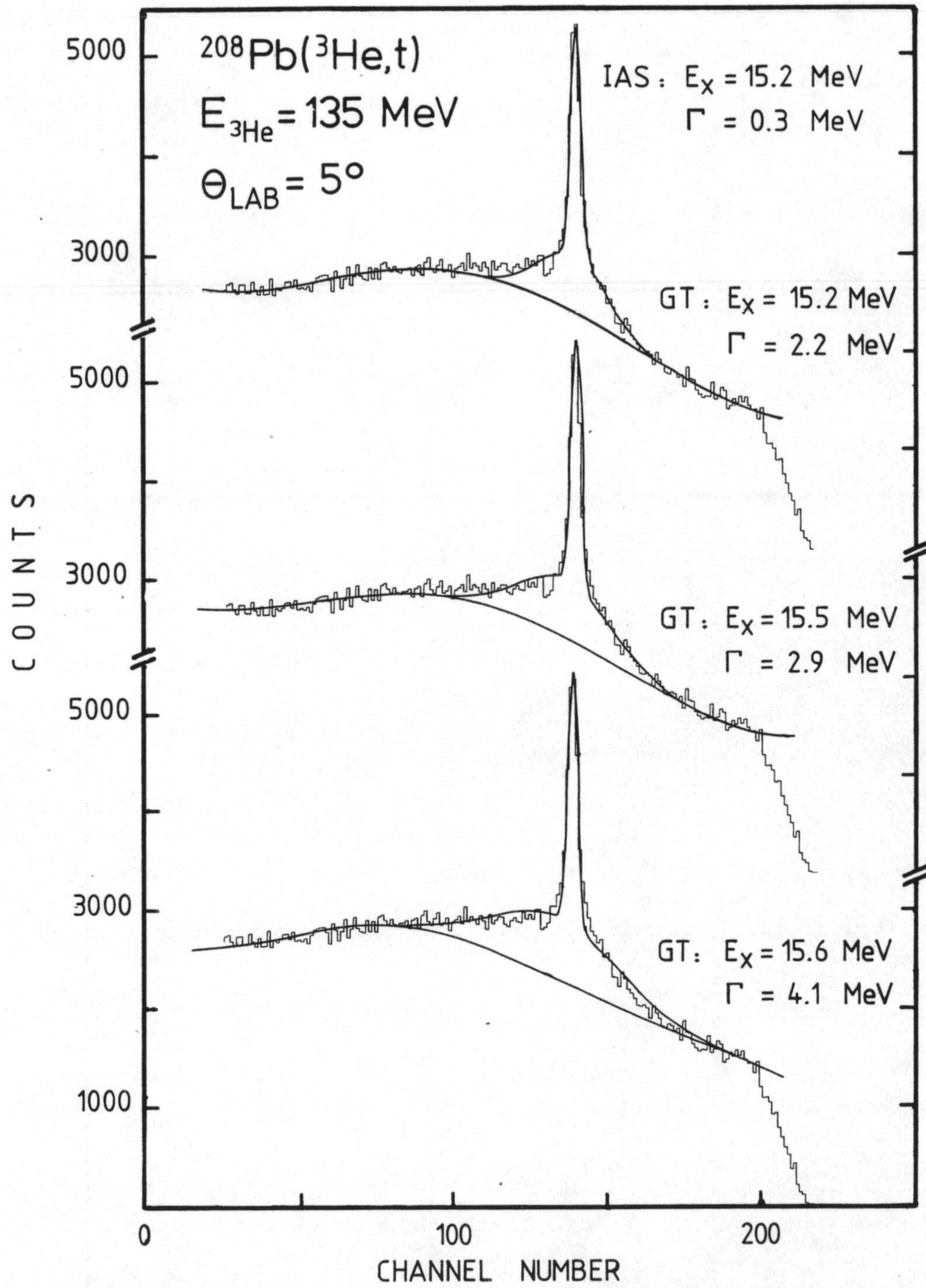


FIG. 2.14

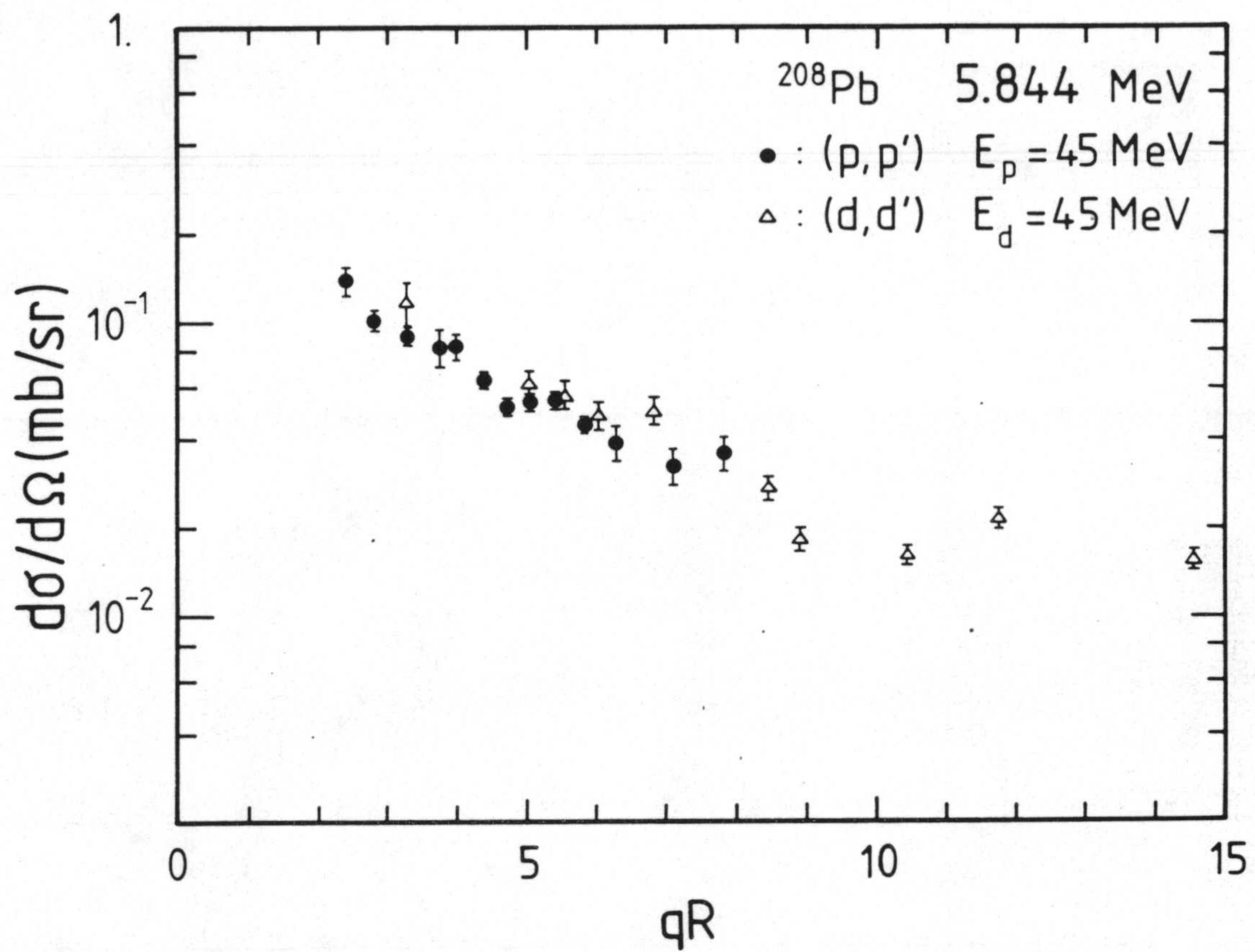


FIG. 4.1

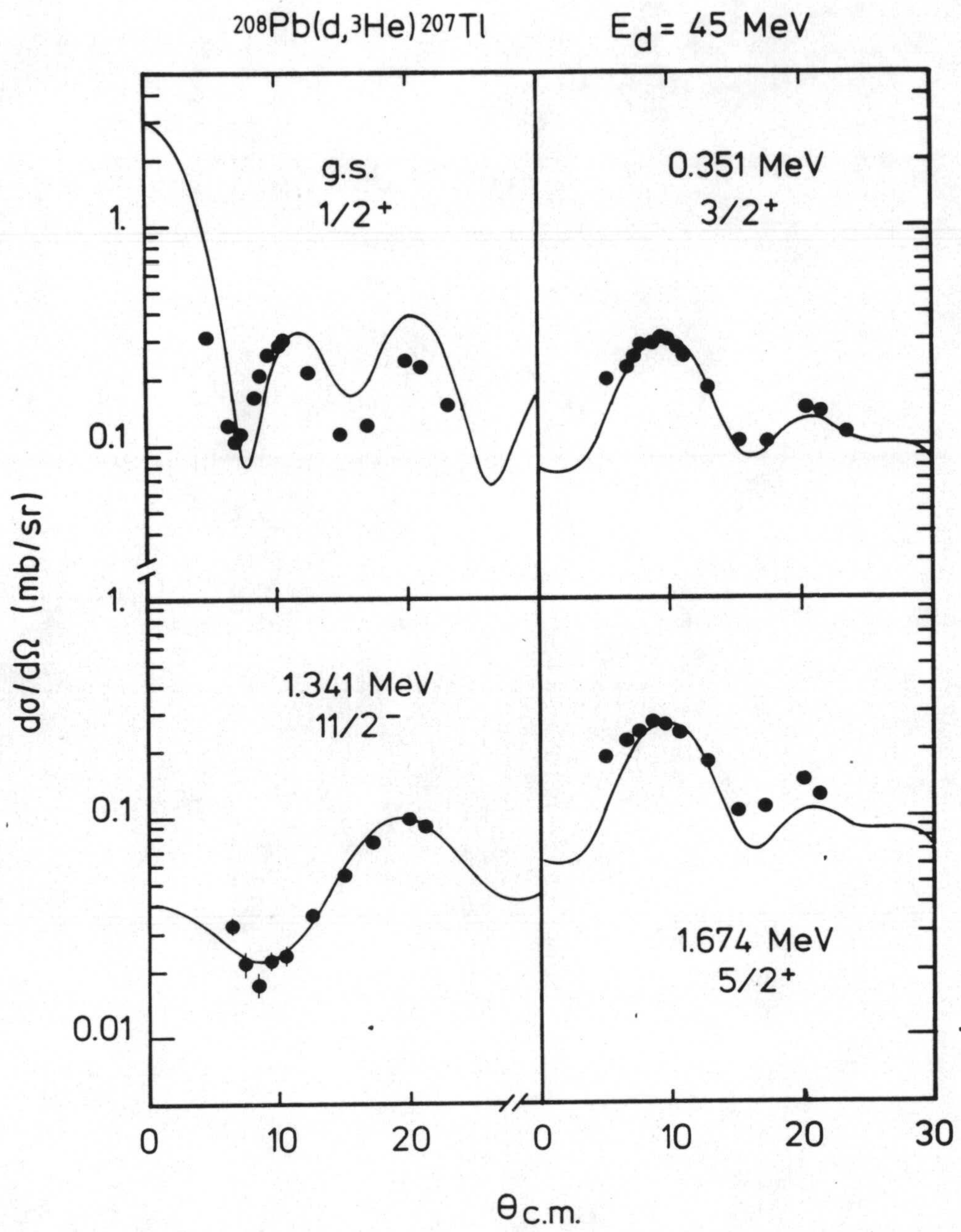


FIG. 4.2

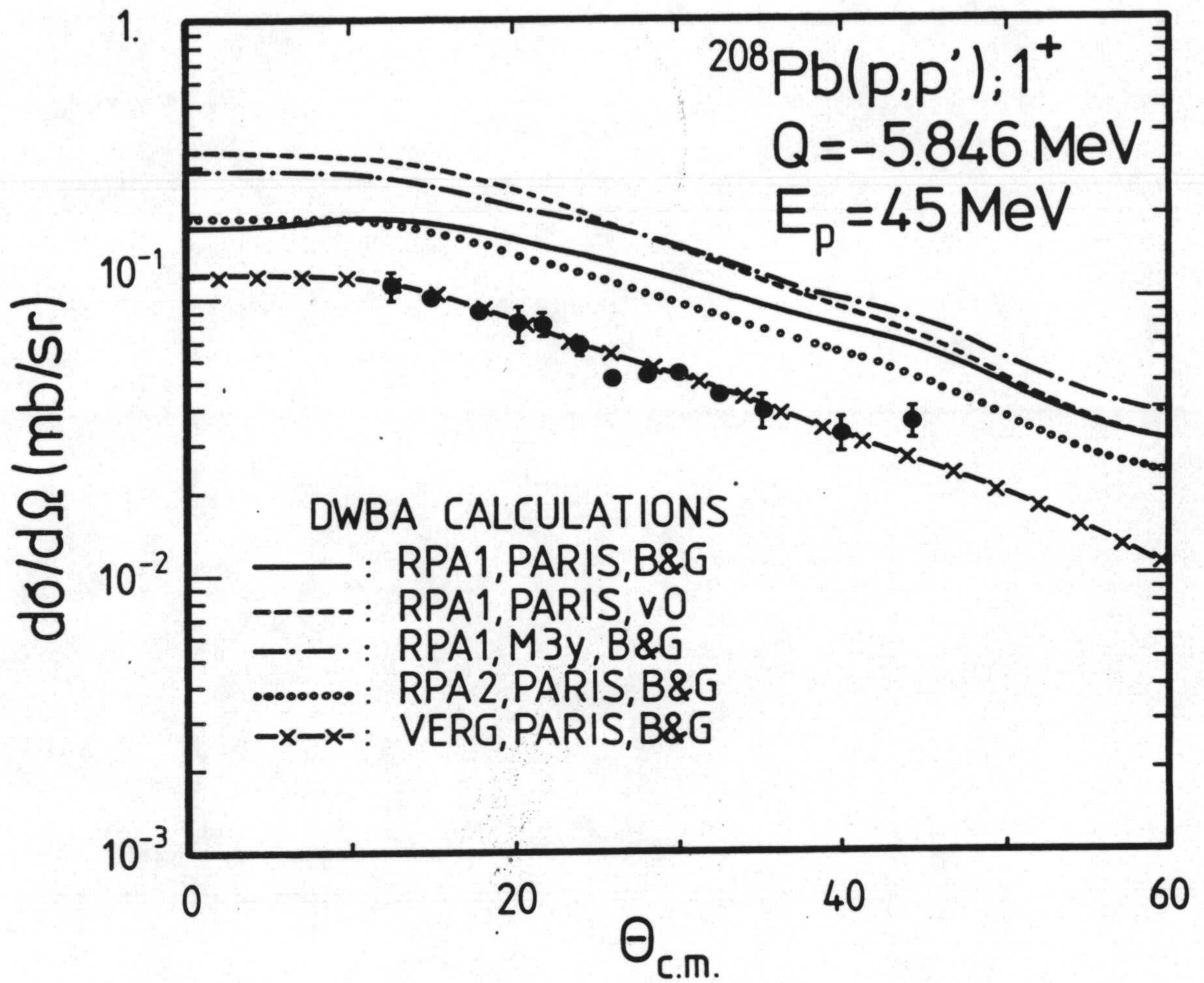


FIG. 4.3

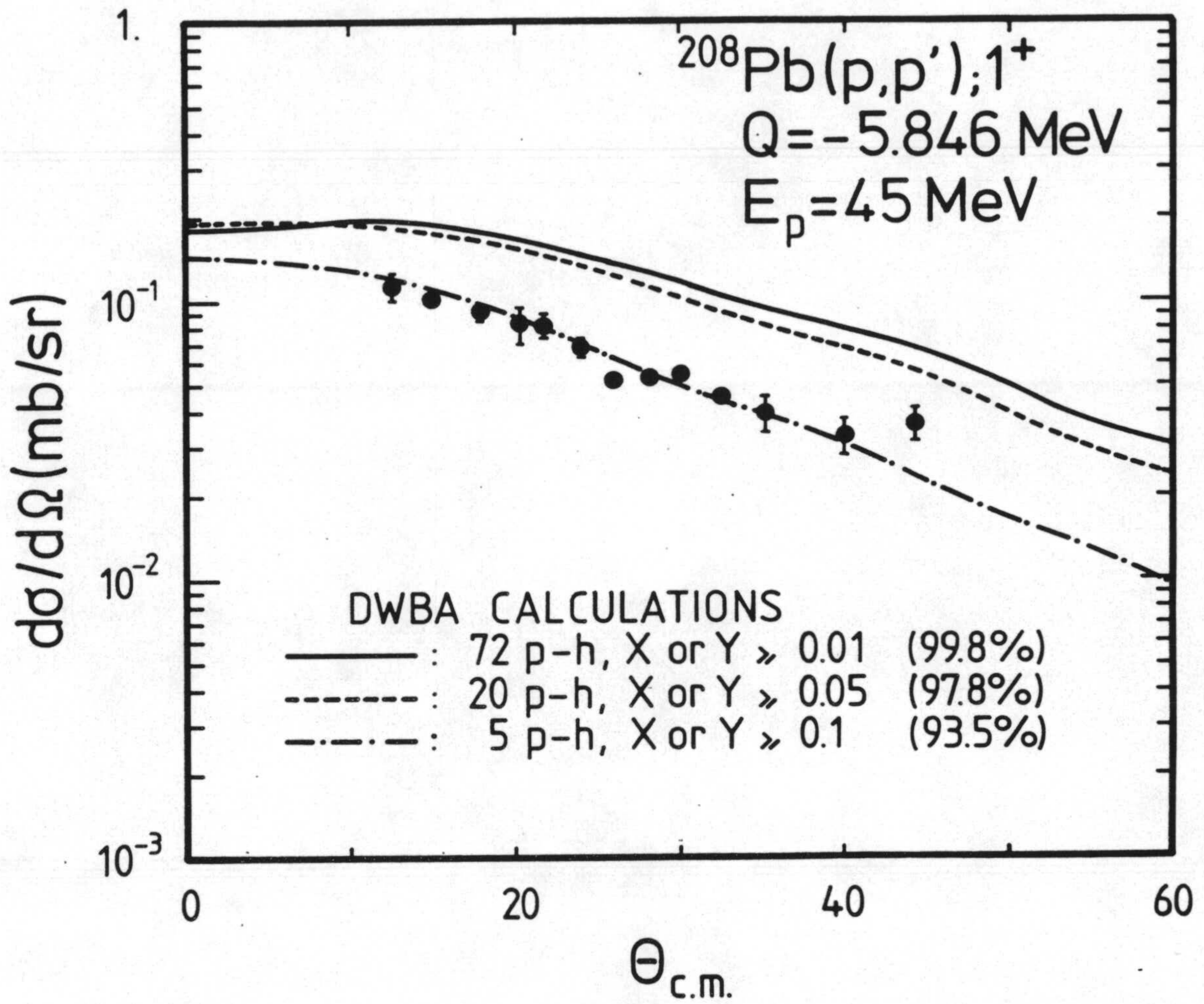


FIG. 4.4

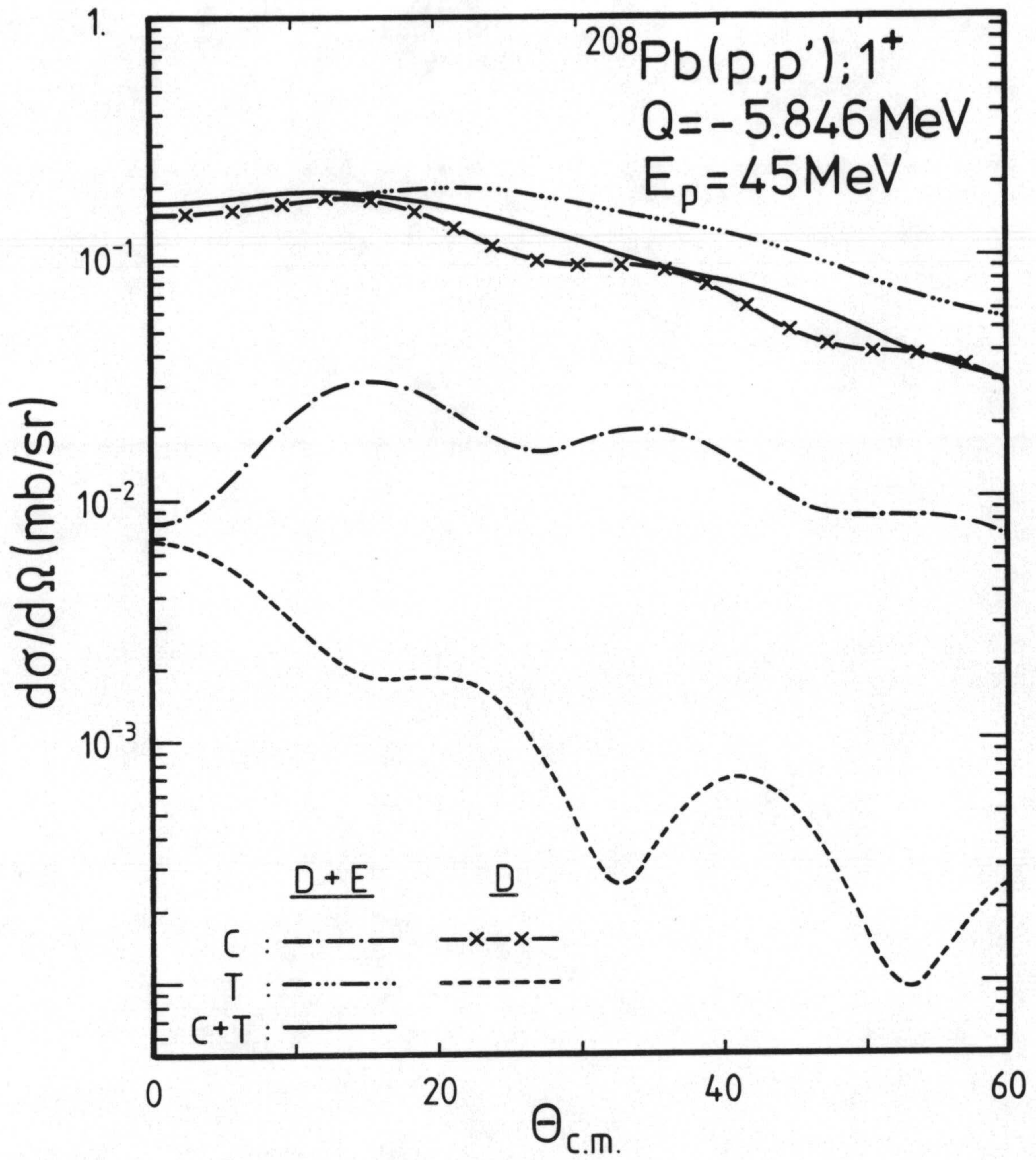


FIG. 4.5

$^{208}\text{Pb} (p,p')$ $E_p = 201 \text{ MeV}$

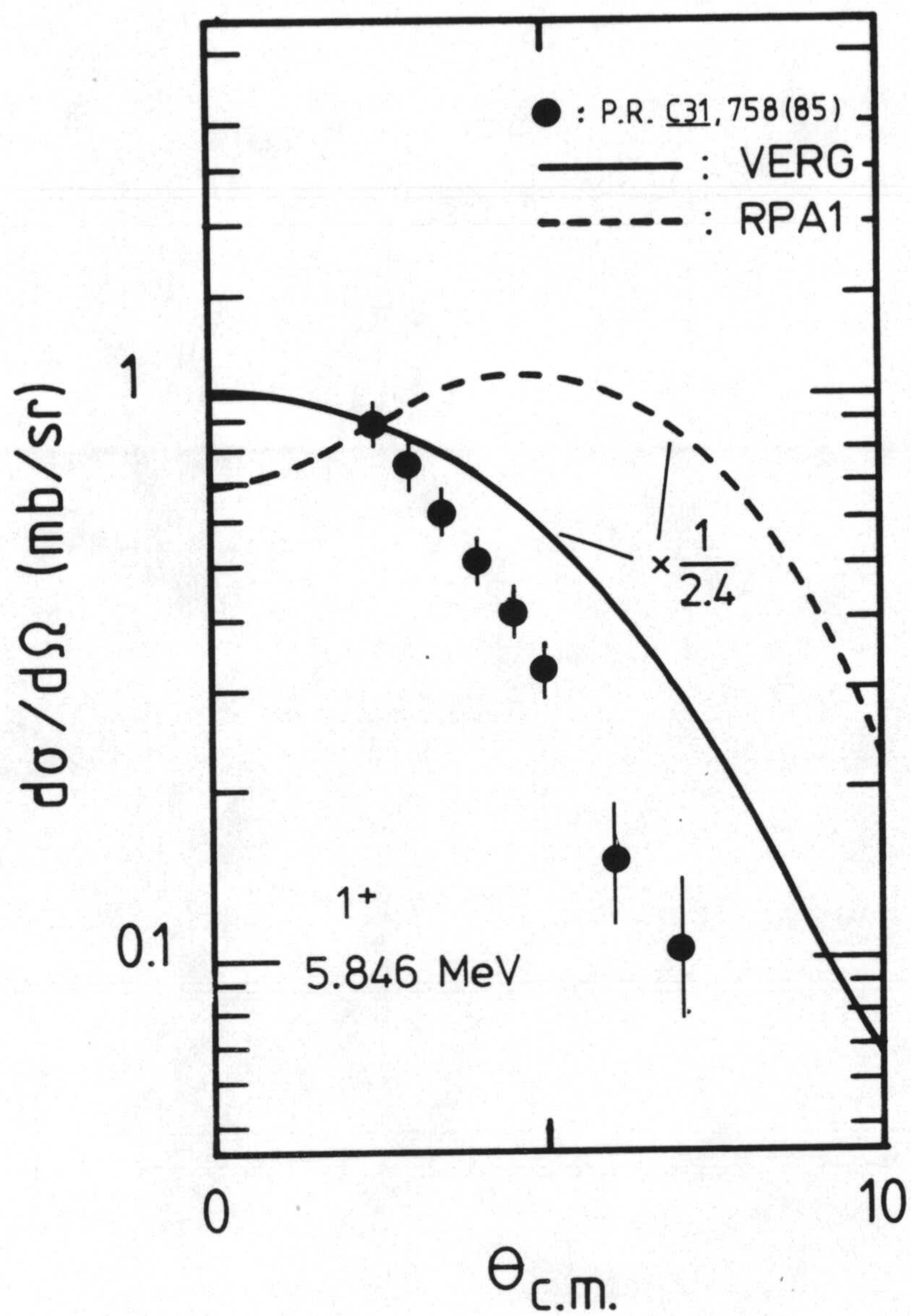


FIG. 4.6

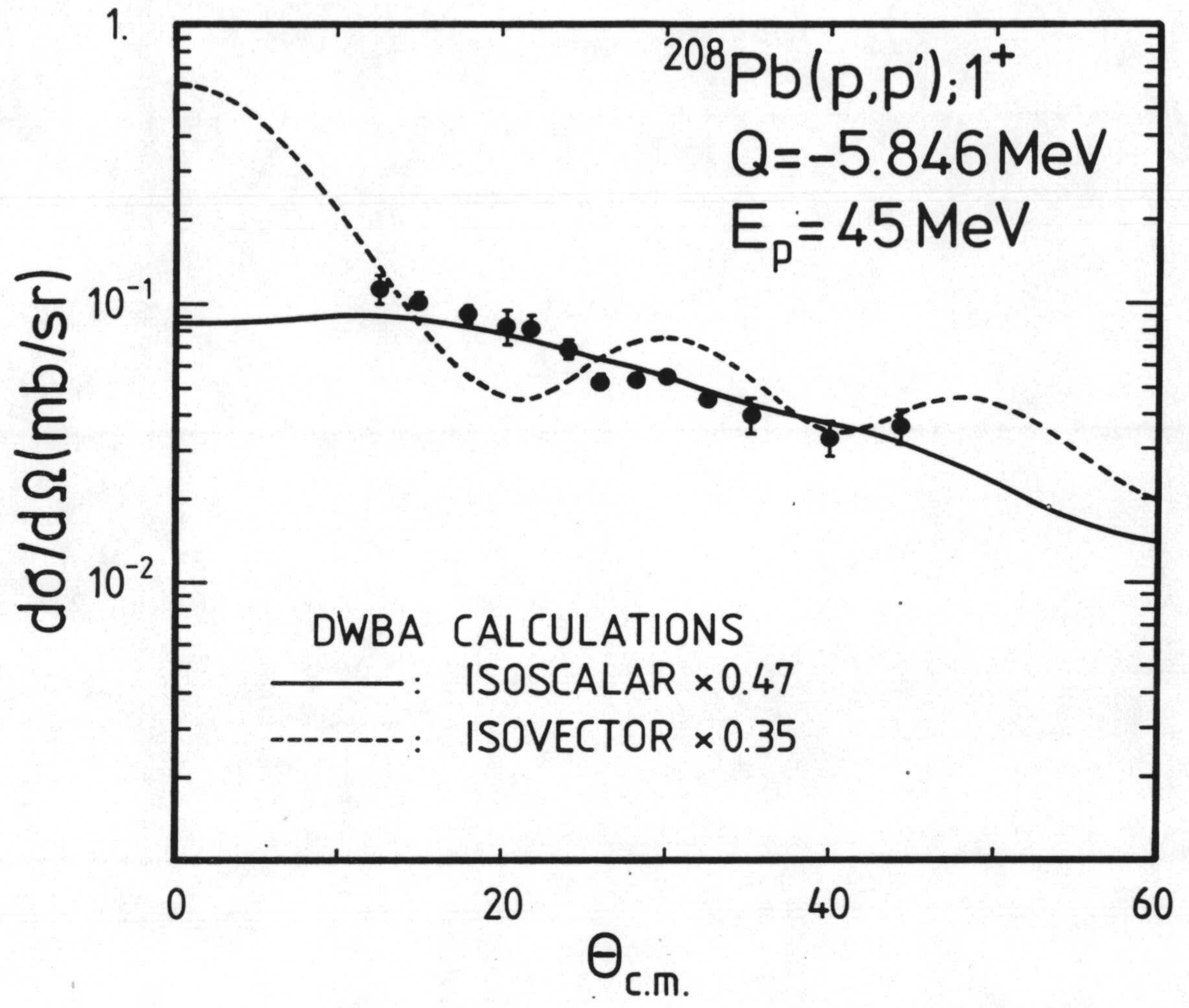


FIG. 4.7

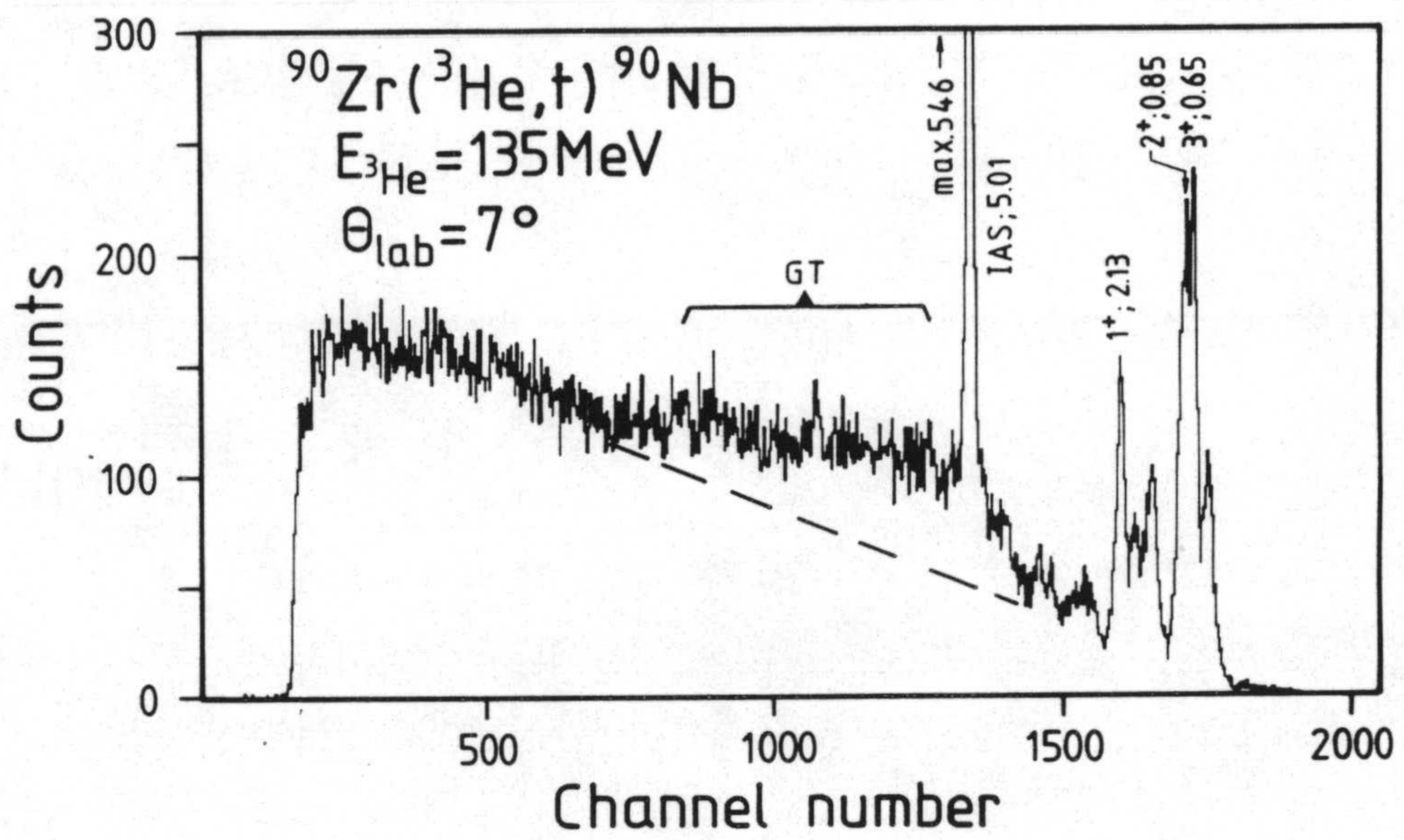


FIG. 4.8

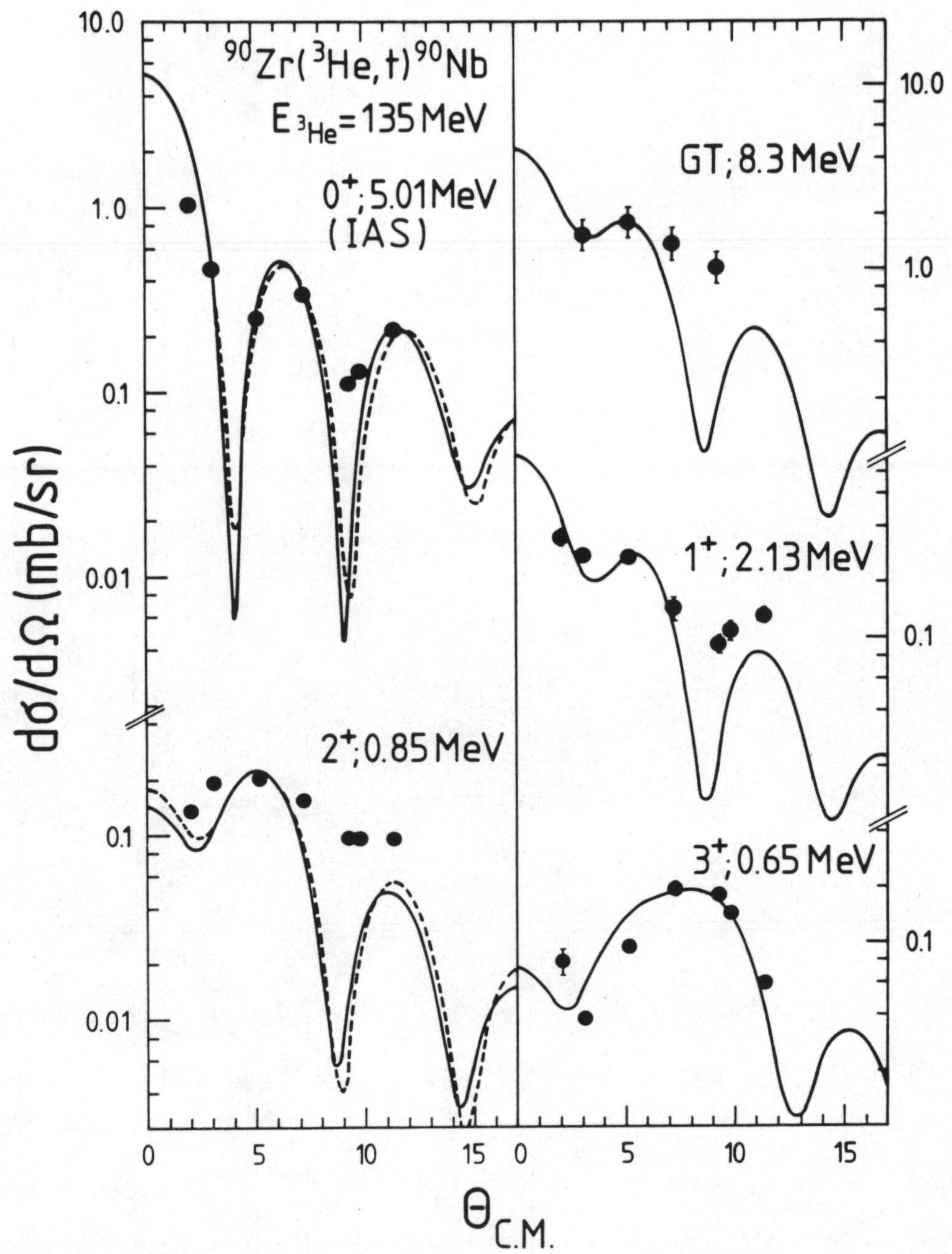


FIG. 4.9

$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ $E_{\text{inc}} = 135 \text{ MeV}$

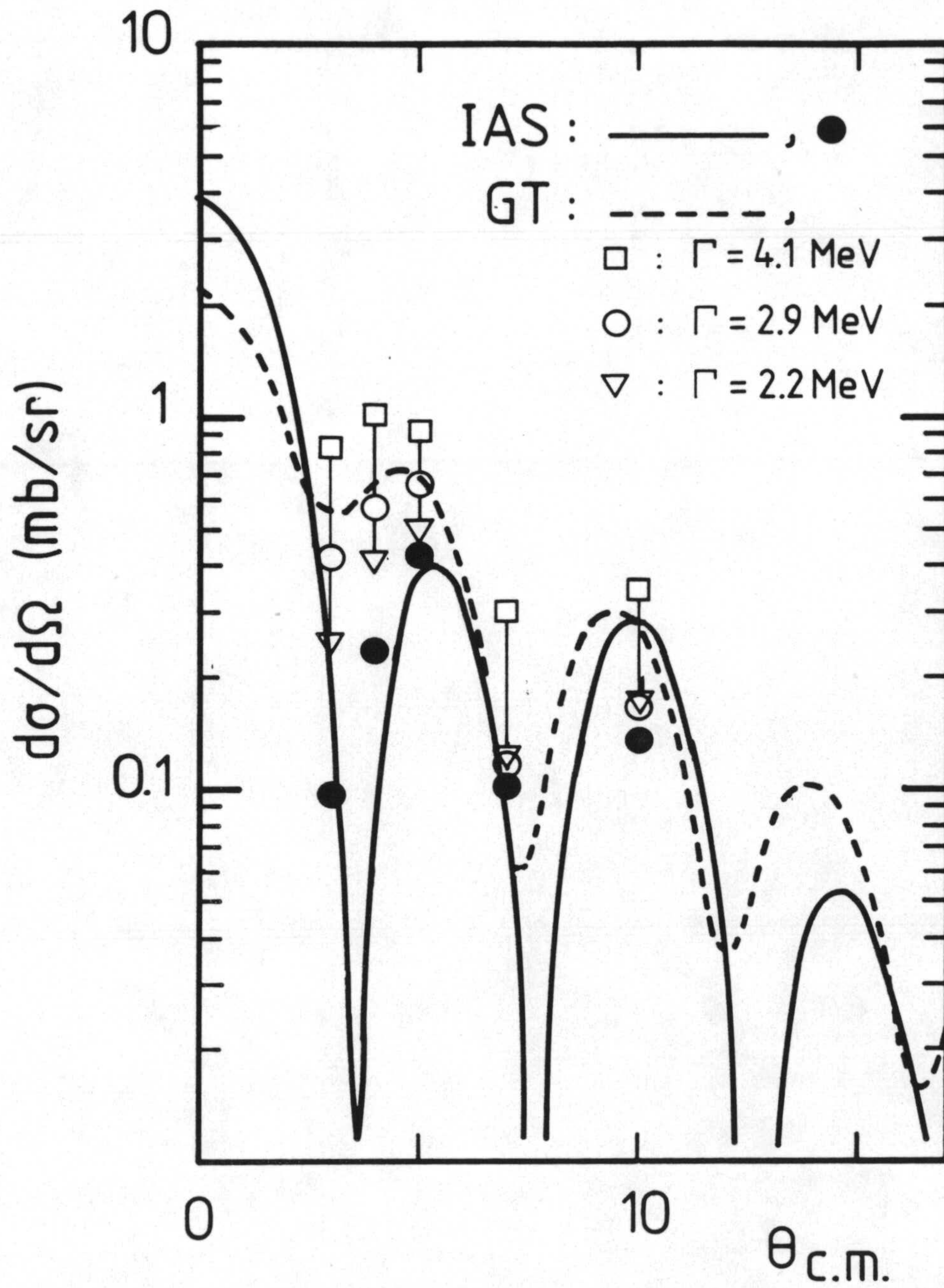


FIG. 4.10

$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ $E_{\text{inc}} = 135 \text{ MeV}$

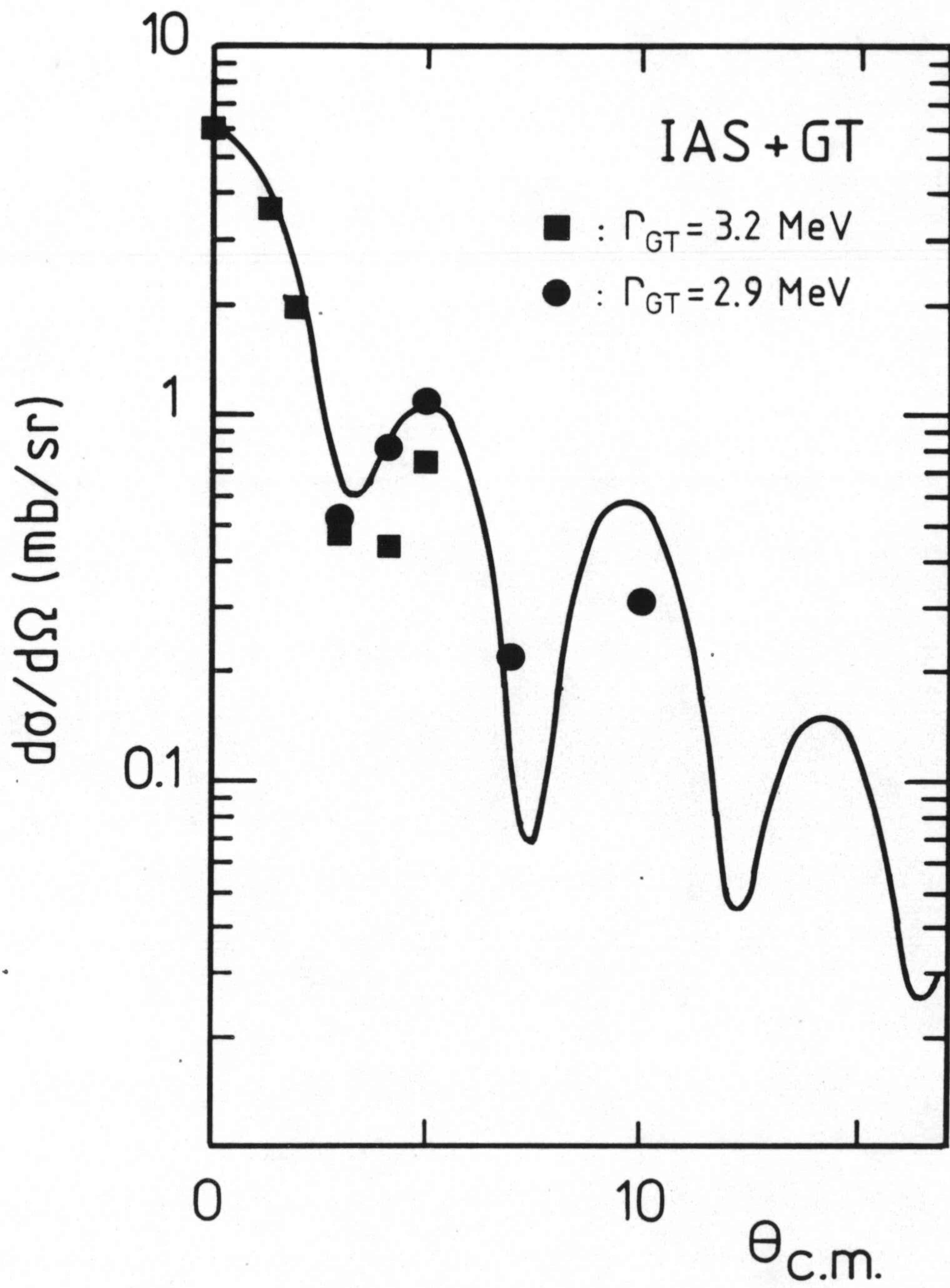


FIG. 4.11

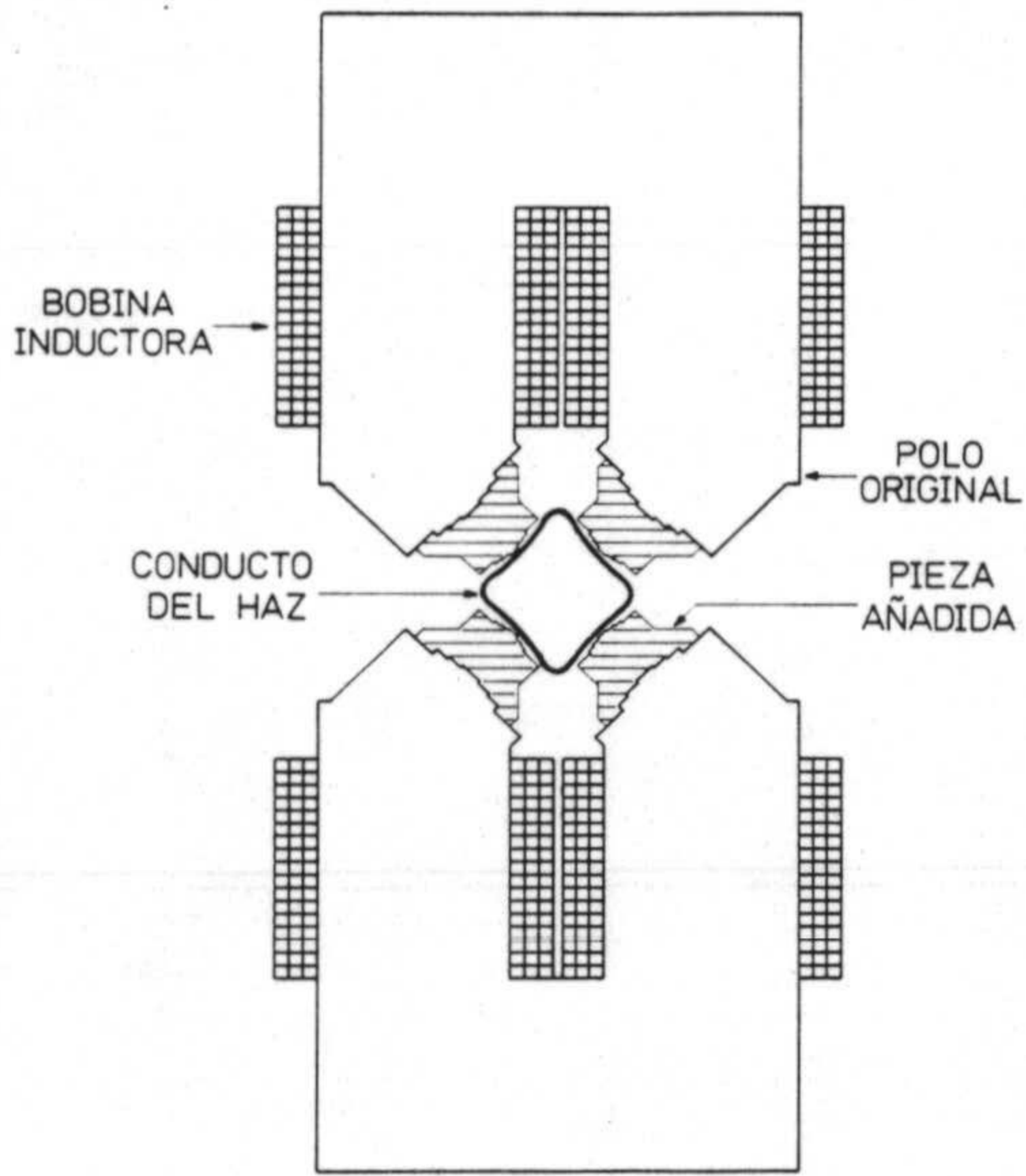


FIG. B.1

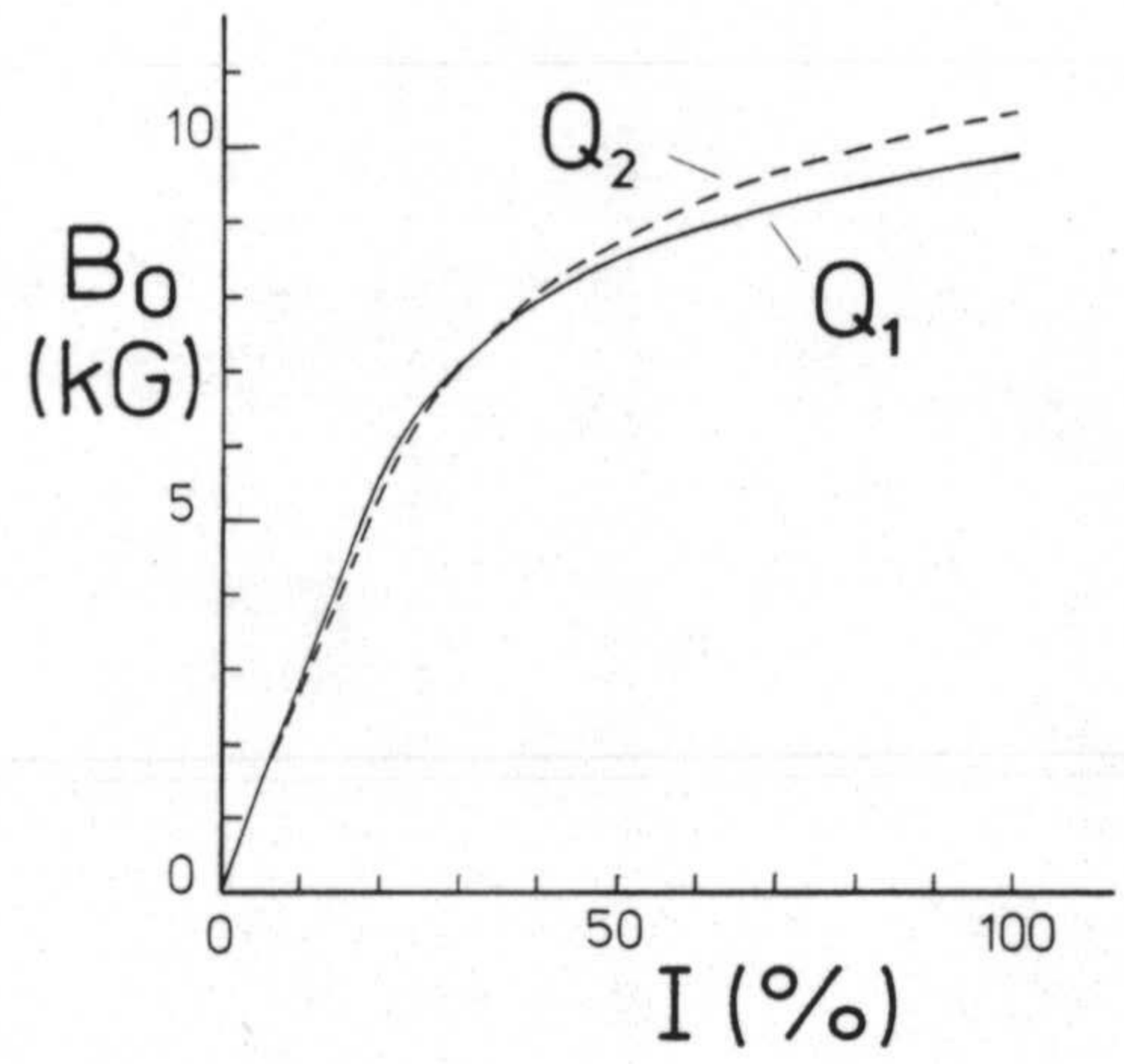


FIG. B.2

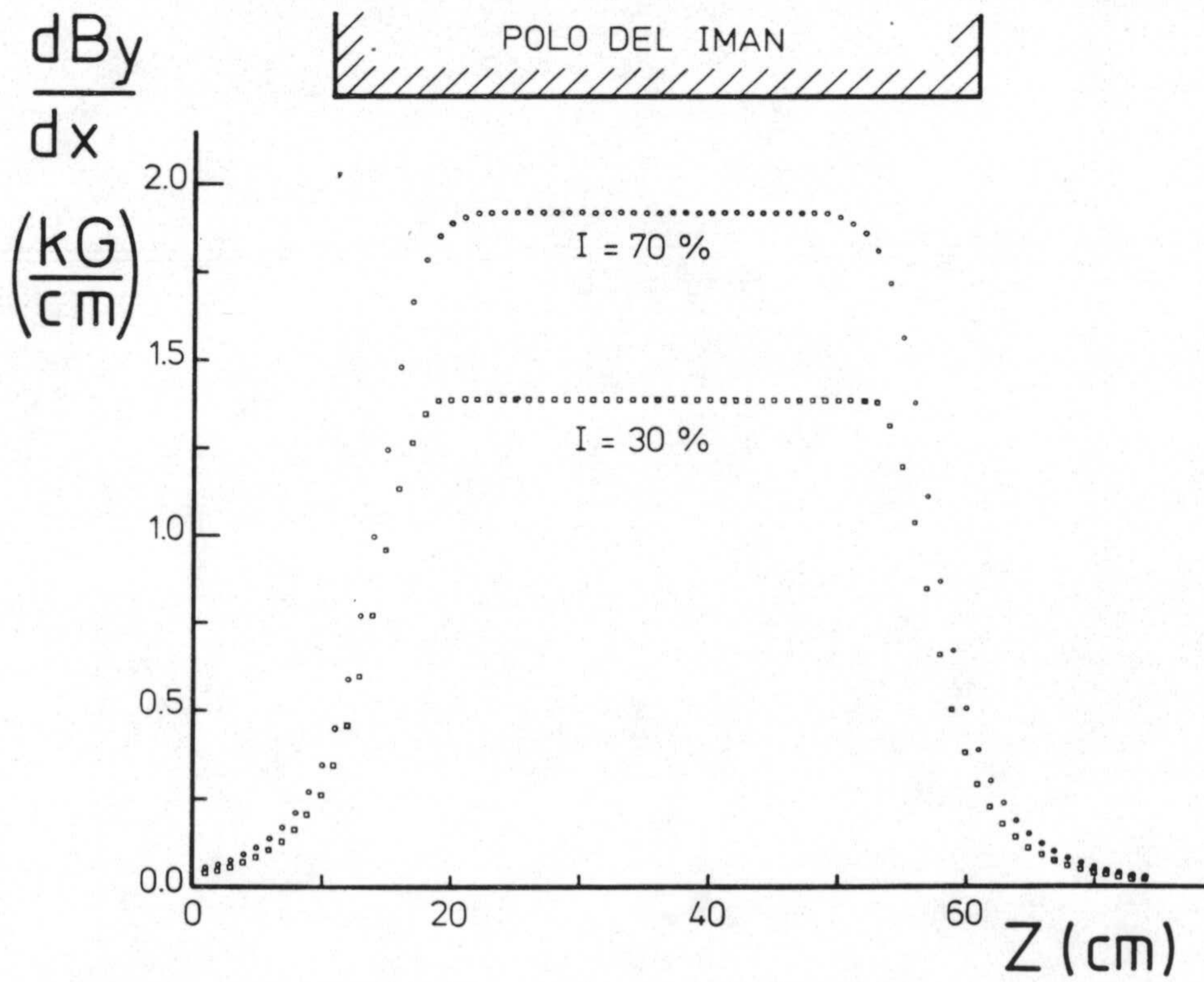


FIG. B.3

AGRADECIMIENTOS

La realización de este trabajo ha sido posible gracias a la confianza y el apoyo del Prof. Otto Schult, que me brindó la oportunidad de trabajar en el Instituto de Física Nuclear (IKP) de Jülich, y del Prof. Jesús Sanchez-Dehesa, que me alentó en esta empresa. Sea para ellos mi primer agradecimiento.

Por supuesto sin la colaboración constante de las personas que forman (o en algún momento formaron) parte del grupo BIG KARL, a lo largo de numerosos días (y noches) de experimentos, todos mis esfuerzos hubieran sido vanos. Por ello, mi agradecimiento mas sincero para: Dr. G.P.A.Berg, B.Brinkmöller, Dr. G.Hlawatsch, Dr. W.Hürlimann, Dr. I.Katayama, A.Magiera, Dr. S.A.Martin, Dr. J.Meissburger, D.Paul, Dr. J.G.M.Römer, Dr. P.von Rossen y T.Sagefka.

A los colegas de la sección teórica: Dr. D.Cha, Dr. G.P.Co, Dr. C.Conci, Dr. H.Lenske, Prof. G.Love, Dr. F.Osterfeld y Dr. J.Wambach, agradezco profundamente haberme facilitado los resultados de cálculos que yo a mi vez utilicé en otros cálculos, y por las discusiones esclarecedoras que me ayudaron a interpretar los nuevos resultados.

Por último no quisiera olvidar expresar mi agradecimiento a los trabajadores del IKP, que con su bienhacer facilitaron la marcha de mi trabajo, y al Centro de Investigaciones Nucleares (KFA) de Jülich por el soporte económico.

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title area.

Second block of faint, illegible text in the upper middle section.

Third block of faint, illegible text in the middle section.

Fourth block of faint, illegible text in the lower middle section.

Biblioteca Universitaria de Granada



01051713