

02.77.07

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 9	AÑO 1977

**"ESPECTROS DE FLUJO ANGULAR DE NEUTRONES  
CERCA DE UNA INTERFASE ENTRE AGUA LIVIANA Y AGUA PESADA"**

M. J. ABBATE

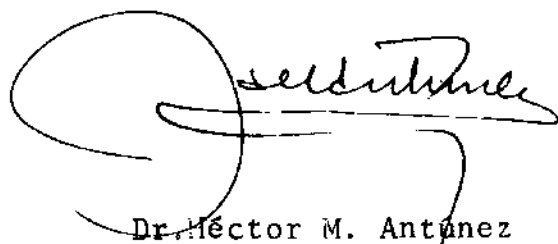
Tesis presentada al Instituto Balseiro,  
Universidad Nacional de Cuyo, para optar al título de  
Doctor en Física

SAN CARLOS DE BARILOCHE

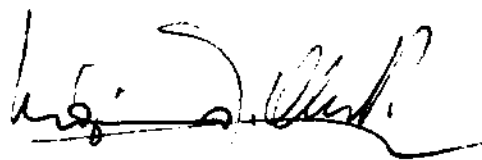
1977

"ESPECTROS DE FLUJO ANGULAR DE NEUTRONES  
CERCA DE UNA INTERFASE ENTRE AGUA LIVIANA Y AGUA PESADA"

Tesis presentada al Instituto Balseiro ,  
Universidad Nacional de Cuyo, para optar al título de  
Doctor en Física.



Dr. Héctor M. Antón  
Asesor Científico



Lic. Máximo J. Abbate  
Doctorando

San Carlos de Bariloche

- 1977 -

Con todo cariño  
a mi esposa  
e hijos.

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi reconocimiento al Dr. H. M. Antúnez por la importante asistencia que ha prestado a este trabajo, lo cual le ha significado un particular y privado esfuerzo por el que le estoy íntimamente agradecido.

Asimismo agradezco la valiosa colaboración del Dr. K. Burkart que se concretara en la revisión general de todo lo realizado y la discusión de los resultados.

También aprecio sinceramente el apoyo brindado por el Centro Atómico Bariloche y el Departamento de Investigaciones y Desarrollos del Comando en Jefe del Ejército, los cuales posibilitaron la concreción de esta investigación; así como el recibido a través del Plan Multinacional de Física de la Organización de Estados Americanos, del Organismo Internacional de Energía Atómica y del Centro de Investigaciones Nucleares de Karlsruhe, en la forma de visitas de expertos.

Debo mencionar al Argonne National Laboratory y al Radiation Shielding Code Center que proporcionaron los principales elementos de cálculo que se utilizaron; y a la Central Nuclear en Atucha y Departamento de Reactores de la CNEA que proveyeron el agua pesada y uno de los recipientes requeridos, respectivamente.

Mi reconocimiento y agradecimiento para todo el personal del CAB que de una u otra forma intervinieron en este trabajo, en especial a los Lic. G. Sánchez y O. Ignazi por su asistencia en algunas de las mediciones.

Debo hacer una mención muy particular acerca de la participación del Ing. L. A. Remez y del Lic. J. V. Lolich quienes fueron los permanentes e íntimos colaboradores a lo largo de todo el trabajo.

Además debo recordar la asistencia brindada por el personal del Acelerador Lineal que trabajaron en "tiempo real" durante todas las mediciones; así como la contribución de los Sres. R. E. Bravo y L. J. Capararo, técnicos de la división Neutrones y Reactores.

También agradezco la valiosa intervención que tuvieron en distintas partes de este trabajo, los Dres. T.F.Parkinson (V. P.I. & S.U., EE.UU.), M.Kuechle y H.Wuerz (KFZ, Karlsruhe); como así al Dr.A.E.Profio (GGA, EE.UU.) quién propusiera el tema general de esta tesis.

Finalmente, mi cariñoso reconocimiento a mi esposa y a mis hijos por su permanente apoyo, aliento y comprensión, brindados a lo largo de estos años.

S.C.de Bariloche, Abril de 1977.

## RESUMEN

Se han medido por el método de tiempo de vuelo, y calculado en aproximación transporte, espectros del flujo angular de neutrones de bajas energías en inmediaciones de una interfase entre agua liviana y agua pesada. Estas actividades fueron complementadas con mediciones integrales de la distribución espacial de la población de neutrones en el medio, y de su comportamiento temporal.

Cada uno de los moderadores citados fue estudiado por separado previamente.

Así, se midió en agua pura en geometría rectangular, en un recipiente de  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ , el espectro de neutrones en el centro previa calibración del espectrómetro con mediciones en soluciones boradas. Todos los espectros fueron calculados en forma independiente utilizando distintos métodos para resolver la ecuación de transporte. El programa DTF-4 con el modelo ENDF/GASKET para el núcleo de dispersión fue el que dió los mejores resultados. Se logró disminuir en un 50% la discrepancia entre espectros medidos y calculados por otros autores, la que en este trabajo alcanza un máximo de 16%. También se calcularon los parámetros de difusión de  $\text{H}_2\text{O}$  pura.

El agua pesada se estudió en un cilindro de 18 cm de radio por 50 cm de altura, sin envenenarla. Se midieron 8 espectros en 6 puntos espaciales y 2 ángulos obteniendo un acuerdo con el cálculo con DTF-4 en aproximación  $P_1$  sin precedentes en problemas de este grado de dificultad. También se evaluó el modelo ENDF/GASKET a través de comparaciones de la ley de dispersión, la sección eficaz total, el coseno del ángulo de dispersión y los parámetros de difusión obtenidos con él, con valores medidos y calculados por otros autores, de lo que surgieron observaciones concretas con respecto de su bondad y posibilidades de perfeccionamiento.

Finalmente se consideró el problema de la interfase entre los dos moderadores, midiendo en 9 puntos espaciales y 3 direcciones en un recipiente formado por dos recintos de  $20 \times 50 \times$

50 cm<sup>3</sup>. Los resultados obtenidos fueron reproducidos con acuerdo más que razonable utilizando también el método numérico para resolver la ecuación de transporte con aproximaciones multigrupo y  $S_n$ , con el programa DTF-4, que debe usarse por lo menos con a - proximación  $P_1$  y con una adecuada fuente de moderación.

Se repitieron diferencias sistemáticas localizadas, ob - servadas en el cilindro, entre los valores de los espectros medi - dos y calculados en D<sub>2</sub>O que pueden deberse al núcleo de disper - sión en aproximación  $P_1$  utilizado.

También se llegó a conclusiones comparativas acerca de los resultados que proporcionan otros métodos de cálculo.

Este trabajo ha dejado también como resultado la imple - mentación y puesta a punto de técnicas de medición de espectros de neutrones de bajas energías, dependientes de la posición y án - gulo, en sistemas heterogéneos no multiplicativos: así como de elementos de cálculo necesarios para estudiarlos, incluyendo el uso de teoría de transporte en aproximación multigrupo y unidi - mensional: tareas que revisten gran trascendencia en cuanto al desarrollo de las posibilidades de investigación necesarias para la Comisión Nacional de Energía Atómica en estos temas.

En general, puede afirmarse que este trabajo es de un definido interés para actividades en curso en el país y para o - tras que es de esperar se encaren en un futuro próximo.

-----

ABSTRACT

The angular flux spectra for low energy neutrons in the vicinity of an interface between light and heavy water have been measured by the time-of-flight method and calculated with the transport approximation. Integral measurements of the spatial distribution and time-behaviour of the neutron density in the media were also made.

In a first stage, each one of the moderators was studied separately.

Therefore, for pure light water the neutron spectrum was measured in the center of a cubical container of 30 x 30 x 30 cm<sup>3</sup>. Previously, the spectrometer was calibrated with measurements of borated light water solutions. Each spectrum was calculated separately by several different methods to solve the transport equation. The best results were obtained with the ENDF/GASKET model for the scattering kernel and the DTF-4 program. For this combination, the discrepancy between measured and calculated spectra is at most 16%, being this value an improvement of 50% in the discrepancy between measured and calculated values as reported by other authors.

For non-poisoned heavy water a cylinder of radius 13 cm and height 50 cm was used. Eight spectra in six spatial points and two angles were measured and compared with DTF-4 calculation in  $P_1$  approximation. The agreement obtained has no precedent in this type of work.

The ENDF/GASKET model for heavy water, was also evaluated comparing the scattering law, the total cross section, the mean cosine of the scattering angle and the diffusion parameters obtained from it with measured and calculated values reported by other authors; definite remarks about its quality and possible improvements were deduced.

Finally, the H<sub>2</sub>O-D<sub>2</sub>O interface was studied, measuring 9 spatial points and 3 directions in a dual container with each section of 20 x 50 x 50 cm<sup>3</sup>. The experimental results were repro

duced quite well by the DTF-4 program using the numerical method for the solution of the transport equation with multigroup and  $S_n$  approximations, being necessary at least the  $P_1$  approximation and an adequate moderation source.

Systematic local differences, similar to those noted in the cylinder case, were also found between the values of the measured and calculated spectra in  $D_2O$ , possibly originated in the scattering kernel in  $P_1$  approximation used.

Comparative results with other calculation methods were also obtained.

This work left also as valuable results for the development of the research capability of the CNEA in these subjects, the implementation of the techniques for the measurement of angle and position dependent low energy neutron spectra in non multiplicative heterogeneous systems and the related calculational capability, including the use of the transport theory in one-dimensional and multigroup approximations.

It may be said that this work has a definite interest for the activities being presently done in this field in Argentina, and also for new ones desirable to be started in the near future.

-----

INDICE

Resumen	i
Indice	v
Lista de figuras	ix
Lista de tablas	xi
<u>I. INTRODUCCION</u>	1
<u>II. GENERALIDADES</u>	5
<u>III. TECNICAS Y METODOS DE MEDICION Y CALCULO</u>	7
<u>1. METODOS, PROCEDIMIENTOS Y DISPOSITIVOS EXPERI- MENTALES</u>	9
<u>1.1. Mediciones diferenciales de espectros de neutrones por el método de tiempo de vuelo</u>	10
<u>1.1.1. Dispositivo e instalaciones</u>	10
1. Descripción general	10
2. Tubo de extracción	12
3. Blancos	13
4. Tubo de vuelo y colimación	16
<u>1.1.2. Sistema de medición</u>	16
1. Tiempo cero	17
2. Señales de arribo	18
3. Tiempo de vuelo y almacenamiento de la información	20
4. Monitores	20
5. Otros equipos	21
<u>1.1.3. Reducción de datos y correcciones</u>	21
1. Corrección por tiempo muerto	22
2. Corrección por fondo	22
3. Eficiencia del detector	26
4. Longitud y transmisión del camino de vuelo	27
5. Tiempo medio de emisión	28
6. Resolución en energías	30
7. Dispersión estadística	32
8. Corrección por función resolución	33

1.2.	<u>Mediciones integrales temporales por el método de fuente pulsada</u>	35
1.3.	<u>Mediciones integrales espaciales por el método de activación</u>	37
1.3.1.	Método	37
1.3.2.	Transmisión térmica y factor de cadmio	38
1.3.3.	Técnica de medición	38
1.3.4.	Distribución espacial para fuentes de moderación	40
1.3.5.	'Buckling' local	40
2.	<u>CALCULOS NEUTRONICOS</u>	41
2.1.	<u>Generalidades</u>	42
2.2.	<u>Método y elementos de cálculo</u>	42
2.2.1.	Selección de datos generales	43
2.2.2.	Generación de datos neutrónicos puntuales	43
2.2.3.	Cálculo de constantes de grupo	44
2.2.4.	Cálculo de fuentes de moderación	46
2.2.5.	Cálculo de espectros de neutrones	49
3.	<u>RESULTADOS Y CONCLUSIONES</u>	53
IV.	<u>MEDICIONES Y CALCULOS</u>	55
4.	<u>AGUA LIVIANA</u>	56
4.1.	<u>Antecedentes</u>	56
4.2.	<u>Experimentos</u>	58
4.2.1.	Material	58
4.2.2.	Geometría	58
4.2.3.	Pruebas	58
4.2.4.	Medición del espectro	59
4.2.5.	Medición de las distribuciones espaciales	61
4.2.6.	Otras mediciones	62
4.3.	<u>Cálculos</u>	63
4.3.1.	Modelo molecular	63
4.3.2.	Secciones eficaces	63
4.3.3.	Fuente de moderación	64
4.3.4.	Cálculo de espectros	64
4.3.5.	Cálculo de la constante de decaimiento y parámetros de difusión	64

4.4.	<u>Discusión de resultados</u>	65
4.5.	<u>Conclusiones</u>	67
5.	<u>AGUA PESADA</u>	69
5.1.	<u>Antecedentes</u>	69
5.2.	<u>Experimentos</u>	71
5.2.1.	Material	71
5.2.2.	Planificación del experimento, diseño y construcción del sistema físico	73
5.2.3.	Medición de las distribuciones espaciales	76
5.2.4.	Medición de la constante de decaimiento	78
5.2.5.	Medición de espectros	79
5.3.	<u>Cálculos</u>	82
5.3.1.	Modelo molecular	82
5.3.2.	Evaluación del modelo ENDF/GASKET	86
	1. Modelo ENDF/GASKET	86
	2. Ley de dispersión para D <sub>2</sub> O líquida	87
	3. Secciones eficaces	91
	4. Parámetros de difusión	92
	5. Conclusiones	93
5.3.3.	Constantes de grupo	94
5.3.4.	Fuente de moderación	95
5.3.5.	Cálculo de espectros	95
	1. Cálculo con DTF-4	96
	2. Cálculo con THERMOS	98
	3. Cálculo con NYRAGE	98
5.3.6.	Temperatura efectiva de los neutrones y función de unión	99
5.4.	<u>Discusión de resultados</u>	101
5.5.	<u>Conclusiones</u>	107
6.	<u>INTERFASE ENTRE AGUA LIVIANA Y AGUA PESADA</u>	111
6.1.	<u>Antecedentes</u>	111
6.2.	<u>Experimentos</u>	112
6.2.1.	Estimaciones por cálculo y dimensionamiento del sistema físico	113
6.2.2.	Diseño, especificaciones y construcción del recipiente	114

6.2.3. Medición de las distribuciones espaciales	116
1. Medición perpendicular al centro de la interfase	116
2. Mediciones paralelas a la interfase	117
3. "Buckling" locales y distancias de extrapolación	117
6.2.4. Medición de la constante de decaimiento	118
6.2.5. Medición de espectros	119
6.3. <u>Cálculos</u>	120
6.3.1. Datos básicos	120
6.3.2. Fuente de moderación	120
6.3.3. Cálculo de espectros	121
1. Cálculos con DTF-4	121
2. Cálculo con THERMOS	122
6.3.4. Temperatura efectiva de los neutrones	122
6.4. <u>Comparaciones y resultados</u>	123
V. <u>CONCLUSIONES</u>	129

Tablas

Figuras

Apéndice

Bibliografía

-----

LISTA DE FIGURAS

1. Dispositivo experimental e instalaciones.
2. Geometría para medición de espectros en agua liviana pura y borada.
3. Blanco F 4. Efecto del reflector.
4. Tubo de vuelo, colimación y blindajes.
5. Sistema de medición. Diagrama funcional.
6. Sistema de medición. Diagrama en bloques típico.
7. Tiempo de recuperación. Detector de Li 6.
8. Respuesta del detector de Li 6. Altura de pulsos.
9. Respuesta del detector de Li 6. Tiempo de vuelo.
10. Transmisión del camino de vuelo.
11. Diagrama del sistema de cálculo.
12. Fuente de moderación. Efecto del modelo.
13. Fuente de moderación anisotrópica ( $P_1$ ).
14. Espectros en soluciones boradas de  $H_2O$ . Cálculo con CAGE.
15. Espectro en agua liviana pura. Cálculo con DTF-4.
16. Resolución en energías.
17. Tiempo medio de emisión para agua liviana.
18. Distribución espacial transversal en agua liviana.
19. Distribución espacial longitudinal en agua liviana.
20. Espectro en agua liviana pura. Cálculos con CAGE y NYRESE.
21. Estimaciones por cálculo para agua pesada.
22. Recipiente para mediciones en agua pesada.
23. Recipiente para mediciones en agua pesada. Detalles.
24. Distribución espacial radial en agua pesada.
25. Distribución espacial longitudinal en agua pesada.
26. Tiempo medio de emisión para agua pesada.
27. Factor de corrección por función resolución en agua pesada.
28. Espectros medidos en  $D_2O$  a  $0^\circ$ . Dependencia espacial.
29. Espectros medidos en  $D_2O$  a  $180^\circ$ . Dependencia espacial.
30. Ley de dispersión de  $D_2O$  calculada en este trabajo (CA).
31. Contribución del oxígeno a la ley de dispersión de  $D_2O$  calculada en este trabajo (CA).
32. Ley de dispersión del  $D_2O$  medida por Egelstaff (EG).
33. Ley de dispersión del  $D_2O$  medida por Haywood (HY).

34. Ley de dispersión del  $D_2O$  medida por Harling (HA).
35. Ley de dispersión del  $D_2O$  medida por Whitemore (WH).
36. Ley de dispersión del  $D_2O$ . Comparación de valores calculados y medidos para  $\beta \approx 0,20$ .
37. Idem anterior, para  $\beta = 0,50$ .
38. Idem anterior, para  $\beta = 1,00$ .
39. idem anterior, para  $\beta \approx 2,40$ .
40. Idem anterior, para  $\beta > 1,00$ .
41. Espectro de frecuencias para  $D(D_2O)$ .
42. Sección eficaz total y coseno del ángulo de dispersión ( $D_2O$ ).
43. Constante de decaimiento.  $B^2 < 0.01 \text{ cm}^{-2}$ .
44. Constante de decaimiento.  $B^2 > 0.01 \text{ cm}^{-2}$ .
45. Efecto de la anisotropía de la dispersión ( $D_2O$ ).
46. Espectros medidos en  $D_2O$  a 0,0 y 14,0 cm. Cálculo  $P_1$  con DTF-4.
47. Idem anterior a 10,5 cm.
48. Idem anterior a 16,0; 17,0 y 17,8 cm.
49. Espectro central medido en  $D_2O$ . Cálculos con THERMOS, CAGE y NYRESE.
50. Funciones auxiliares para el modelo secundario.  $D_2O$  a  $23^\circ\text{C}$ .
51. Función de unión para  $D_2O$  (99,53%) a  $23^\circ\text{C}$ .
52. Recipiente para el estudio de la interfase.
53. Distribución espacial perpendicular a la interfase.
54. Distribución espacial paralela a la interfase ( a 2,5 cm en  $D_2O$ ). Longitudinal.
55. Idem anterior ( a 3,5 cm en  $H_2O$ ).
56. Espectros medidos en  $D_2O$  a 21,4 y 24,4 cm. Cálculo  $P_1$  con DTF-4.
57. Idem anterior, a 22,9 cm, direcciones  $0^\circ$  y  $90^\circ$ .
58. Espectros medidos en  $H_2O$  a 16,3 y 16,8 cm. Cálculo  $P_1$  con DTF-4.
59. Idem anterior, a 18,3 y 19,3 cm.
60. Espectros medidos en  $D_2O$  y  $H_2O$  cerca de los contornos. Cálculo  $P_1$  con DTF-4.
61. Temperatura efectiva de los neutrones. Medida y calculada.
62. Idem anterior. Calculada ( THERMOS y DTF-4).
63. Relación entre flujos angulares térmicos y epitérmicos.
64. Relación entre flujos escalares térmicos y epitérmicos.

LISTA DE TABLAS

- I. Eficiencia utilizada para la reducción de datos obtenidos con el detector de neutrones de vidrio de litio 6.
- II. Datos recomendados para agua liviana pura ( a 23°C).
- III. Datos principales de las soluciones de H<sub>2</sub>O borada, a 0,0253 eV.
- IV. Espectro de neutrones en H<sub>2</sub>O borada ( 6,31 g/l).
- V. Espectro de neutrones en H<sub>2</sub>O borada (13,77 g/l).
- VI. Espectro de neutrones en H<sub>2</sub>O pura.
- VII. Datos recomendados para agua pesada ( a 23°C).
- VIII. Datos y condiciones de medición en D<sub>2</sub>O.
- IX. Modelos moleculares para agua pesada.
- X. Frecuencias características (en eV) de algunos modelos para agua pesada.
- XI. Conjuntos de valores calculados y medidos de la ley de dispersión en D<sub>2</sub>O ( por átomo de deuterio).
- XII. Constante de decaimiento ( seg<sup>-1</sup>) en D<sub>2</sub>O.
- XIII. Parámetros de difusión de agua pesada.
- XIV. Espectro de neutrones en D<sub>2</sub>O, r = 0,0 cm.
- XV. Idem anterior, r = 14,0 cm , θ = 0°.
- XVI. Idem anterior, r = 14,0 cm , θ = 180°.
- XVII. Idem anterior, r = 10,5 cm , θ = 0°.
- XVIII. Idem anterior, r = 10,5 cm , θ = 180°.
- XIX. Idem anterior, r = 16,0 cm , θ = 0°.
- XX. Idem anterior, r = 17,0 cm , θ = 0°.
- XXI. Idem anterior, r = 17,8 cm , θ = 0°.
- XXII. Función de unión para D<sub>2</sub>O (99,53%) a 23°C.
- XXIII. "Bucklings" locales (B<sup>2</sup> en cm<sup>-2</sup>) medidos. Interfase.
- XXIV. Datos y condiciones de medición en la interfase.
- XXV. Espectro de neutrones en el sector con D<sub>2</sub>O, r = 21,4 cm , θ = 0°.
- XXVI. Idem anterior, r = 24,4 cm , θ = 0°.
- XXVII. Idem anterior r = 22,9 cm , θ = 0°.
- XXVIII. Idem anterior, r = 22,9 cm , θ = 90°.

- XXIX. Espectro de neutrones en el sector con  $H_2O$ ,  $r = 16,3$  cm ,  $\theta = 90^\circ$ .
- XXX. Idem anterior,  $r = 16,8$  cm ,  $\theta = 180^\circ$ .
- XXXI. Idem anterior,  $r = 18,3$  cm ,  $\theta = 180^\circ$ .
- XXXII. Idem anterior,  $r = 19,3$  cm ,  $\theta = 180^\circ$ .
- XXXIII. Espectro de neutrones en el sector con  $D_2O$ ,  $r = 39,5$  cm ,  $\theta = 0^\circ$ .
- XXXIV. Espectro de neutrones en el sector con  $H_2O$ ,  $r = 2,0$  cm ,  $\theta = 180^\circ$ .

-----

## I. INTRODUCCION

El conocimiento del campo neutrónico en el seno de un reactor nuclear es de gran importancia en todos aquellos problemas relacionados con la economía de neutrones.

Esta circunstancia es un fuerte incentivo para estudios que comprendan la medición de espectros de neutrones en distintas condiciones para confrontarlos con los resultados de su cálculo, problema al cual se han dedicado muchos esfuerzos hasta el presente.

Dada la variedad y complejidad de las interacciones de los neutrones con la materia, un cálculo de un reactor que tuviera en cuenta todos sus detalles requeriría una enorme cantidad de trabajo, aún contando con grandes computadoras; a fin de reducir este esfuerzo a valores razonables es necesario utilizar severas aproximaciones las que deben dejar de lado algunos aspectos, los que son responsables en cierta medida de las distribuciones de neutrones que se quieren conocer.

Es entonces de decisiva importancia el estudio de estas aproximaciones mediante experimentos significativos. Estos, además de sus resultados particulares y específicos, deben permitir realizar extrapolaciones a otros sistemas de mayor complejidad. En efecto en muy pocos casos es factible y/o es la mejor solución efectuar las mediciones en sistemas tan complejos como un reactor, sino más bien sobre adecuados sistemas físicos de geometría simple susceptibles de mejor interpretación.

Las mediciones diferenciales de espectros de neutrones en distintos materiales y condiciones han demostrado constituir una prueba importante para las teorías, métodos de cálculo y procedimientos generales utilizables en el análisis de reactores, y permiten verificar datos neutrónicos, en particular los modelos nucleares y moleculares que se formulan para el cálculo de las secciones eficaces, y ampliar el entendimiento acerca de procesos básicos de la física de neutrones lentos tales como los de moderación y termalización.

Muchos de los estudios conocidos acerca de espectros de neutrones lentos en moderadores han concentrado su atención en sistemas físicos casi-infinitos donde la componente isotrópica del núcleo de transferencia y dispersión es suficiente para describir teóricamente al campo neutrónico y donde la dependencia angular y el efecto de fuga están minimizados. Con esto se ha obtenido gran cantidad de información y ampliado el campo del conocimiento en el tema.

No ocurre lo mismo en proximidades de interfases como las originadas por distintos moderadores puestos en contacto, la inclusión de refrigerantes y barras de control en diversos sistemas físicos, etc. En estos lugares la anisotropía y la fuga producen efectos que pueden ser significativos.

Es evidente que la información fundamental para el estudio de estos detalles está constituida por los espectros del flujo angular de neutrones.

La medición de espectros se lleva a cabo, normalmente, en grandes volúmenes de moderador eventualmente envenenado con algún absorbente; también como función del tiempo después de inyectar un pulso de neutrones rápidos; y cerca de interfases o discontinuidades de propiedades, creadas por diferencia de temperaturas entre dos partes de un sistema homogéneo o por materiales distintos puestos en contacto.

Varios trabajos se han ocupado de estas interfases, y desde hace tiempo fué puntualizado por Young /1/ y Beyster /2/ que los flujos angulares medidos en medios no multiplicativos tenían serios desacuerdos con los calculados. Teniendo en consideración posteriores trabajos como los de Wuerz /3/, Voigts /4/ y Akino /5/, entre otros, surgen dos tipos de problemas a resolver:

a. De índole general: son aquéllos referentes a las técnicas y métodos de medición y cálculo, tipos de correcciones que se efectúan, etc, con respecto a lo cual, la determinación de su confiabilidad es un problema permanente y recientes discusiones llegan a cuestionar resultados conseguidos en medios homogéneos, considerados hasta el momento como muy buenos /5/.

b. De índole particular o propios del problema en estudio; resueltos los anteriores, cada trabajo pretende abarcar un caso específico, dependiendo del conocimiento con que se cuenta acerca de las propiedades neutrónicas de los materiales que se investigan.

El trabajo que se ha planteado aquí responde a una problemática de este tipo.

## II. GENERALIDADES

Tanto el agua liviana como el agua pesada han sido objeto, en forma individual, de numerosos estudios de sus propiedades como moderadores de neutrones, los que se han ido profundizando sucesivamente en busca de proporcionar una descripción satisfactoria de los procesos que en estos materiales llevan a la termalización de los neutrones.

Aun así, la reproducción por cálculo de espectros medidos en agua liviana presenta ciertas dificultades /49/, /5/ salvo cuando está apreciablemente envenenada con absorbentes; y en agua pesada se ha avanzado menos en ese sentido. Además, el desarrollo de modelos que representen al proceso de dispersión no ha finalizado /39/, /50/, /51/ y /52/. Por lo tanto, resultan de interés las mediciones y cálculos de espectros en estos materiales y su análisis crítico.

En el caso de sistemas homogéneos se ha observado que la dependencia angular del flujo de neutrones es importante cerca del contorno; pero en geometrías donde existan fuertes gradientes del flujo, como en el reticulado de un reactor, y en general en las inmediaciones de interfases entre medios distintos, aquélla puede ser también muy significativa. En tales condiciones no es aplicable la teoría elemental de difusión, requiriéndose tratamientos más refinados como la teoría de transporte con aproximación  $S_n$ .

Otro efecto que puede hacerse sensible en sistemas físicos como los citados es el de la anisotropía de la dispersión. Según algunas estimaciones de otros autores /53/ esto sería observable a pocos centímetros de una interfase entre agua liviana y pesada.

Por otra parte los estudios en tales zonas plantean, en el caso habitual del cálculo neutrónico unidimensional, el problema adicional de cómo considerar los efectos debidos a la fuga de neutrones.

Este tipo de consideraciones llevó a que se propusiera, para conformar la parte principal del presente traba-

jo, investigar los aspectos expuestos en las inmediaciones de una interfase entre agua liviana y agua pesada, por medio de la medición de espectros de neutrones lentos, su cálculo, la intercomparación de ambos y las conclusiones acerca de la bondad de su reproducción teórica; previo estudio de cada moderador en particular. Todo lo cual debía ir precedido del completamiento, análisis, discusión y optimización de la infraestructura necesaria en materia de técnicas y métodos de medición y cálculo /56/.

Tres circunstancias han determinado que se eligiera un sistema físico formado por agua liviana y agua pesada:

a. El agua pesada constituye el moderador de los dos primeros reactores de potencia del país /54/ por lo que se ha establecido un programa para realizar estudios sistemáticos en ella /55/, /56/, el que está orientado a investigar ciertas condiciones relacionadas con el reciclado de plutonio en ~~aquellas~~ /57/ /58/.

b. El agua liviana sería muy probablemente el moderador de reactores compactos de propulsión naval.

c. Una interfase entre agua liviana y pesada se presentaría en una posible versión de un reactor del tipo "CANDU" que usara agua liviana como refrigerante.

### III. TECNICAS Y METODOS DE MEDICION Y CALCULO

Es conveniente presentar las características de las técnicas y métodos de medición y cálculo que fué necesario utilizar en el presente estudio.

Desde el punto de vista de su objetivo, esta parte abarca, fundamentalmente, las discusiones y el perfeccionamiento de ciertos métodos y técnicas conocidos, con vistas a obtener de ellos mayor confiabilidad o al menos acotarla.

Debe quedar aclarado desde ya que, en realidad, se requirió mucho mayor esfuerzo por cuanto se debieron implementar dichas técnicas y métodos en un porcentaje que excede lo que normalmente ocurre en casos similares debido al hecho de tratarse de un laboratorio en formación. Más aún, la filosofía fué no limitarse a responder al requerimiento del trabajo en sí sino actuar con suficiente amplitud y generalidad como para crear elementos idóneos que incrementen realmente las posibilidades de trabajo de la división Neutrones y Reactores del Centro Atómico Bariloche. (CAB).

## 1. METODOS, PROCEDIMIENTOS Y DISPOSITIVOS EXPERIMENTALES.

Para el cumplimiento de los objetivos establecidos en II. se requiere, fundamentalmente, realizar mediciones del campo neutrónico en función de la energía, posición y ángulo.

La necesidad de obtener suficiente resolución en energías en estas mediciones obliga a utilizar el método de tiempo de vuelo ya que ningún otro alcanza esa resolución en el intervalo de energías que interesa en este trabajo.

Los resultados obtenidos con este método deben complementarse con el conocimiento del comportamiento temporal de la población de neutrones integrada en energías, que puede lograrse con el método de fuente pulsada.

Por otra parte, mediante mediciones por el método de activación se tendrán las distribuciones espaciales, integradas en energías, de esa población en todo el seno del sistema físico, lo cual completa la información experimental y posibilita la comparación entre valores medidos y calculados.

La base del sistema experimental de medición utilizado está descrita en /7/ y /8/. El fué revisado y completado a lo largo de este trabajo, según el detalle que sigue, y de los otros que se realizan en la citada división.

### 1.1. Mediciones diferenciales de espectros de neutrones por el método de tiempo de vuelo.

Este método, ~~ampliamente~~ conocido /9/, permite obtener la energía cinética del neutrón por medio de la medición directa del tiempo que tarda en recorrer una distancia prefijada ( tiempo de vuelo ).

La determinación del espectro de neutrones en función de la energía, posición y ángulo en un sistema físico se realiza acumulando en función del tiempo de vuelo las señales correspondientes a neutrones de un haz colimado que se extrae desde la posición en estudio y con el ángulo deseado, y reduciendo esa información a flujo de neutrones por unidad de energía.

En el presente caso está asociado al uso de una fuente pulsada de neutrones de manera que el intervalo de tiempo a medir queda definido por el pulso de ésta y la señal que corresponde al instante de llegada del neutrón al final del camino de vuelo; también puede medirse con este método empleando una fuente continua de neutrones e interrumpiendo el haz periódicamente.

Es claro que en las condiciones citadas la población de neutrones en el sistema físico es una función del tiempo, pero el resultado final corresponderá al de un medio en estado estacionario, tal como puede ser justificado /10/.

#### 1.1.1. Dispositivo e instalaciones.

Un esquema del dispositivo experimental e instalaciones existentes para la medición de espectros de neutrones de bajas energías se muestra en la figura 1.

1.1.1.1. Descripción general: La parte fundamental de la fuente pulsada de neutrones está constituida por el acelerador lineal de electrones (LINAC) del CAB.

Las condiciones típicas de operación de esta máquina para la medición de espectros fueron:

Energía del haz de electrones: 24 MeV (aproximadamente)

Intensidad de corriente:

pico de 126 a 176 mA.

media de 5 a 7  $\mu$ A.

Ancho del pulso: 1,2  $\mu$ seg.

Frecuencia de repetición: 33,33 pps ; en las mediciones temporales y por activación se usaron frecuencias de 50 y 100 pps.

El LINAC proporciona un haz pulsado de electrones que se hace incidir sobre un blanco adecuado en donde se produce radiación de frenamiento. Su espectro alcanza hasta la energía de los electrones y su intensidad aumenta, aproximadamente, con el cuadrado del número atómico del material.

Posteriormente tiene lugar una segunda conversión, en especial por reacción ( $\gamma, n$ ), con lo cual el blanco se constituye en una fuente pulsada de neutrones rápidos. Su espectro resulta ser similar, en primera aproximación, al de los de fisión de uranio.

Parte de los neutrones penetran en el sistema en estudio. Entre éste y el blanco se coloca una plancha de plomo de 2,5 cm de espesor que tiene por finalidad atenuar el pulso de radiación de frenamiento, conocido como "gamma flash", así como dar lugar a una fuente de neutrones más distribuída que la constituída por el blanco, reduciendo las amplitudes de las armónicas transversales indeseables, y haciendo menos críticas la alineación del blanco y pequeñas imperfecciones geométricas que se presentan en la práctica ( ver figura 2).

Un detector auxiliar sensible al gamma flash, colocado cerca del blanco, indica el tiempo cero.

Los neutrones que han penetrado en el sistema en estudio interaccionan con los átomos y moléculas del medio, lo que implica su moderación y termalización estableciéndose cierto campo neutrónico.

Los contornos del sistema se blindan convenientemente para evitar el retorno de los neutrones que se fugan e impedir el ingreso de aquéllos que, originados en el blanco, no

incidieron en la geometría en estudio directamente sino que lo hacen luego de reflejarse en las paredes, techo y piso del área experimental.

Desde el punto de interés y con la dirección deseada se facilita la fuga de neutrones con un tubo de extracción. Al final del camino de vuelo y a distancia conocida se encuentra el detector principal de neutrones con cuya información se podrá obtener, como ya se expresó, la distribución de neutrones en función del tiempo de vuelo.

1.1.1.2. Tubo de extracción: De acuerdo con el diseño general el tubo de extracción (o reentrante) resulta orientado en forma perpendicular al haz de electrones, con lo cual disminuirá la cantidad de radiación gamma que ingresará directamente al tubo de vuelo.

Es obvia la necesidad de este orificio para extraer los neutrones, y que en este caso deberá ser un tubo por tratarse de materiales en estado líquido. Pero su inclusión modifica al sistema en estudio ya que delimita a un recinto que no contiene material y agrega otros extraños, aspectos que no son tenidos en cuenta en el cálculo.

El área de su sección debe ser tal que permita obtener una intensidad suficiente de neutrones en el haz que fuga y/o una relación entre señal y fondo conveniente.

Sobre el problema de su dimensionamiento existen varios antecedentes teóricos y experimentales.

Los primeros adolecen de la limitación de tener que extrapolar resultados uni y bidimensionales a complejos problemas tridimensionales. Además se acepta como hipótesis que los cálculos ya reproducen correctamente al espectro en sistemas con perturbaciones de este tipo, lo que a veces es lo que se quiere probar con trabajos como éstos. Es típico el estudio de McGirt /11/ en el que se basan Voigts /4/ y Akino /5/ para realizar estimaciones de la perturbación pero encarando el cálculo en una forma más refinada.

En cuanto a los métodos experimentales, puede estimarse este efecto midiendo con tubos de distintos diámetros;

al respecto pueden citarse los trabajos de Young /1/, Neill /12/ y Carbone /13/.

En el presente trabajo se adoptaron los resultados de Young /1/ según los cuales sería aceptable un diámetro de hasta 40 mm para mediciones en agua liviana en condiciones experimentales similares.

En vista de la existencia de opiniones no tan optimistas y con un criterio conservativo de minimizar la perturbación, se colocó un tubo de extracción de 25 mm de diámetro, de latón delgado, para las mediciones en agua liviana. El fondo se construyó en lucite muy delgado por sus propiedades similares a las del moderador. Similar fue el utilizado en agua pesada.

Para el caso de la interfase, la resolución espacial que se requiere obligó a reducir el diámetro a 11,4 mm con lo que sería de esperar menor perturbación.

En agua pesada y en la interfase se utilizaron tubos de acero inoxidable de pared delgada con fondos de aluminio de 0,3 mm de espesor, recomendados por Kuechle /14/.

1.1.1.3. Blancos: Se efectuaron varias pruebas a fin de optimizar los blancos a utilizar.

Se realizaron experimentos con blancos de tungsteno sinterizado, de una aleación de tungsteno, cobre y níquel denominada "Fansteel" (89W7Ni4Cu), y de óxido de uranio natural, de distintos espesores que se designaron como:

Designación	Material	Espesor (mm)
W 1	Tungsteno sinterizado densidad 16,6 g/cm <sup>3</sup>	9,0
W 2	Idem anterior.	12,0
F 2	Fansteel	7,8
F 3	Idem anterior	10,5
U	Oxido de uranio natural, densidad 10,4g/cm <sup>3</sup>	9,0

Estos experimentos consistieron en determinar, en forma relativa, la producción media de neutrones obtenible con cada blanco en la geometría de figura 2 usando agua liviana

pura como moderador. Se operó al LINAC con electrones de 20 MeV de energía y una corriente media de 0,2  $\mu$ A; las cantidades comparadas fueron las de neutrones detectados al final del camino de vuelo por el detector principal (Li6), cuya energía fuera inferior a 5,5 eV, la cual se definió con una adecuada compuerta temporal.

En estas condiciones resultaron las siguientes relaciones:

Blanco	Producción media	Relación neutrones/ $\gamma$
U	1,00	10,5
W 1 y W 2	0,58	--
F 2	0,44	--
F 3	0,63	8,9

La producción media citada, que se define como la cantidad de neutrones detectados por pulso, multiplicada por la frecuencia de repetición y corregida por la eficiencia en energías del detector y la geométrica del tubo de vuelo, fué de aproximadamente  $2 \times 10^8$  n/seg para el blanco U. Esta magnitud da la equivalencia con una fuente estacionaria.

A pesar de las ventajas que muestra, el blanco U tuvo que ser descartado ante el peligro de contaminación, su alta actividad residual y las dificultades para lograr una adecuada refrigeración.

Se adoptó el F 3 con refrigeración a aire forzado, el que fué utilizado en las pruebas y mediciones preliminares.

Posteriormente, ante modificaciones realizadas en el LINAC con las que se obtuvo mayor potencia de haz, sufrió importantes deterioros.

Para las mediciones definitivas se buscó solucionar el problema apuntado y lograr una mayor intensidad de neutrones sobre el sistema físico. Para ello se realizó un estudio completo acerca de blancos el que se ha descrito en /15/ y cuyas conclusiones más importantes fueron:

- El material más adecuado es el Fansteel porque: su producción de neutrones por electrón y MeV ( $n/(e^-MeV)$ ) es

del orden de la del tungsteno y del plomo, aunque menor que la del uranio; la actividad residual y peligro de contaminación durante la irradiación y después de ella son inferiores a los del uranio; además sus propiedades térmicas son más convenientes que las del plomo y muy superiores a las del uranio; y sus propiedades mecánicas son más adecuadas que las del tungsteno.

- El espesor más eficiente de Fansteel resultó ser de 14,4 mm que corresponde a 4 longitudes de radiación ( $X_0$ ) en este material. Se lo designó como F 4.
- Comparado con el F 3 la producción media fué superior en un 23%.
- El 66% de la potencia del haz de electrones se entrega con Fansteel en forma de calor, cantidad que está de acuerdo con las predicciones teóricas de Evans /16/ suponiendo que el número atómico efectivo (promedio pesado) de este material es 69.
- La producción de neutrones por electrón de 25 MeV con Fansteel resultó ser de: 0,00191 para un espesor de 2  $X_0$ ; 0,00252 para 3  $X_0$ ; y 0,00288 para 4  $X_0$ . Estos valores coinciden con los resultados generales de Barber /17/ suponiendo nuevamente el citado número atómico.
- Se requiere una refrigeración a agua forzada con un caudal de unos 10 l/min en las condiciones de diseño de F 4.
- La adición a F 4 de un reflector tronco cónico de acero originó una reorientación de los neutrones dentro del ángulo sólido que aquél define sin modificar en forma apreciable, menor que el 2%, la intensidad total pero con una ganancia del 34% en la dirección deseada que es en la que se coloca el sistema a estudiar (ver figura 3).

Finalmente se determinó la intensidad media de neutrones rápidos de F 4 con respecto a una fuente radioactiva de Am - Be de 1,0 Curie ( $2,4 \times 10^6$  n/seg) calibrada; resultando ser de  $1,7 \times 10^{11}$  n/seg para una corriente media de 5  $\mu$ A de electrones de 25 MeV.

1.1.1.4. Tubo de vuelo y colimación: La condición primaria para el sistema de colimación es que sólo deben llegar al detector principal los neutrones provenientes del fondo de tubo de extracción.

Se realizaron varias pruebas sobre el diseño preliminar del tubo de vuelo /7/ llegándose al que se muestra en la figura 4, cuya discusión en lo referente a blindajes se completará en 1.1.3.2..

Con respecto a la colimación, la definición del haz de neutrones se logra en un primer tramo mediante un precolimador con plomo, ácido bórico y parafina mezclados, de 22 mm de diámetro y 1,50 m de largo. En el último tramo se corrige con un postcolimador de ácido bórico de 200 mm de espesor ubicado a 8,75 m de la fuente.

Dentro del tubo se ubicaron otros diafragmas de ácido bórico para evitar que los neutrones dispersados en las paredes del tubo reingresen al haz.

La alineación general se efectuó con laser, y la del tubo de extracción para cada experimento, por dos métodos:

- Para los casos de  $H_2O$  y de  $D_2O$ : se colocó una fuente de luz que emite un haz paralelo en uno de los cortes del tubo de vuelo frente a un diafragma de igual diámetro que el precolimador; con el haz se alinea el tubo de extracción de manera que la imagen del precolimador se proyecte en el fondo de dicho tubo sin tocar las paredes. En el caso de agua liviana se usó un tubo con fondo de lucite (transparente), en el de agua pesada se alineó quitando el fondo, ya que era de aluminio.
- Para la interfase, al utilizarse un precolimador y tubo de extracción de menor diámetro, 11,4 mm, debió complementarse el método anterior mediante una vinculación mecánica entre el tubo y el precolimador.

#### 1.1.2. Sistema de medición.

De acuerdo con los requerimientos del método de tiempo de vuelo, el sistema de medición deberá cumplir con las

siguientes funciones, figura 5:

- Proporcionar una señal de tiempo cero (o tiempo de partida) en correlación con el pulso de la fuente de neutrones (detector gamma-flash).
- Proporcionar señales de arribo de los neutrones después de recorrer el camino de vuelo (detector principal).
- Medir el lapso entre ambas señales con suficiente precisión (LABEN TV-60).
- Almacenar esta información, agrupada en convenientes intervalos de tiempo (computadora).
- Proveer un factor de normalización correspondiente a la intensidad de fuente para poder sustraer correctamente el fondo y relacionar mediciones entre sí (monitor).
- Registrar otros datos auxiliares.

Un diagrama en bloques típico y detallado de sus partes principales se muestra en la figura 6.

1.1.2.1. Tiempo cero: Corresponde al instante en que el neutrón escapa del sistema físico en estudio a través del tubo de extracción. Es una función de la energía del neutrón ya que no podrá escapar antes de haberla alcanzado moderándose; pero como puede considerarse que los neutrones rápidos del blanco sí penetraron en el medio simultáneamente, siendo su ancho de pulso mucho menor que el tiempo de vuelo; el tiempo cero se tomó referido a este instante y el efecto citado es tratado como una corrección denominada de tiempo medio de emisión.

La solución más simple para obtener esta señal sería con el pulso de disparo del LINAC pero, como el lapso entre éste y el pulso de neutrones depende de las condiciones de operación de la máquina, no resulta práctico. Se optó por detectar el pulso gamma flash simultáneo con el de neutrones rápidos que emergen del blanco.

Esto se realizó muy simplemente ubicando un detector auxiliar cerca del blanco, a 1,5 m, de manera que sea despreciable el lapso entre la generación en el blanco del pulso y su

detección.

Dada su alta intensidad, el gamma flash excita su ficientemente a un simple tubo fotomultiplicador sin necesidad de acoplarle detector alguno. Polarizado con 1350 V proporciona un pulso de - 1,0 V el que es procesado por la unidad conformadora que genera todos los disparos, correlacionados con este tiempo cero, que se necesitan para:

- Contaje de pulsos de LINAC producidos.
- Disparo del codificador de tiempos.LABEN TV-60.
- Referencias para las compuertas temporales del detector principal y de los monitores.

1.1.2.2.Señales de arribo: Las proporciona el detector principal de neutrones ubicado al final del camino de vuelo, el que está constituido por un vidrio centellador de Li 6, THORN KG-2L de 12,7 mm de espesor y 127 mm de diámetro, acoplado a un fototubo EMI 9618R y ha sido descrito ampliamente en /7/, /18/ y /19/;, y optimizado para estos experimentos.

Con este detector se había conseguido una resolución en altura de pulsos (FWHM) extremadamente buena en comparación con otros similares, 29%, la que en el emplazamiento definitivo desmejoró a 34%. Hubo dificultad para seleccionar el punto de trabajo debido a la excesiva sensibilidad del circuito de enfoque, el que fué modificado.

La señal que proporciona el detector es amplificada y conformada convenientemente, siendo sometida a dos análisis previos a su aceptación como indicadora del tiempo de arribo del neutrón. Ellos son:

- Análisis en altura de pulsos: mediante el uso de un discriminador diferencial se eliminan aquellos pulsos cuya amplitud no esté comprendida en el intervalo más probable de amplitudes de pulsos correspondientes a neutrones, que luego se explicará en 1.1.3.2.. El espectro en altura de pulsos obtenido mediante la coincidencia entre la señal del discriminador y la proveniente directamente del amplificador es almacenado en un multicanal RIDL de

400 canales y constituye una información muy importante para la sustracción del fondo.

- Análisis en tiempo: las señales del discriminador sólo serán aceptadas si ocurren dentro del intervalo temporal de medición comprendido entre un tiempo  $\Delta t_1$ , que deberá ser como mínimo el tiempo de recuperación del detector, 24  $\mu$ seg en este caso, y a menudo mayor que éste para eliminar información no significativa cercana al pulso, y  $\Delta t_1 + \Delta t_2$ , donde  $\Delta t_2$  debe ser menor o a lo sumo igual al tiempo de barrido del codificador de tiempos (cf. fig.5 y 6). Esto se consigue con una compuerta formada por dos generadores de compuertas conectados en serie.

Las señales de arriba también se cuentan como can tidad total de eventos; esta información y la de pulsos de LINAC, obtenida con las señales de tiempo cero, se van comparando a lo largo de cada medición con la suma de lo acumulado en cada uno de los canales en la computadora y el canal de pulsos de LINAC, a fin de ir controlando la normalidad de la transferencia de datos.

El tiempo de recuperación del detector de Li 6, que ha sido citado, fué medido directamente. Se entiende como tal al lapso posterior al gamma flash durante el cual el detector queda insensible debido a la exagerada excitación sufrida. En una primera medición se obtuvo la respuesta ante una fuente radioactiva de Am - Be colocada en parafina almacenando la información en 2048 canales de 125 nseg cada uno; es claro que de bía resultar un espectro independiente del tiempo tal cual lo muestra la figura 7. En una segunda medición se repitió lo anterior con el LINAC en funcionamiento de manera que fuera detec tado el gamma flash, y para evitar que llegaran también los neu- trones provenientes del blanco se interpusieron adecuados filtros. En la figura antes citada se observa el resultado que muestra que no hay prácticamente respuesta en los primeros 100 canales y recién en el canal 192, aproximadamente, el detector recupera sus condiciones de funcionamiento; es decir después de 24  $\mu$ seg. Este valor constituye una cota superior por cuanto fué medido con la máxima potencia de haz que suministra el LINAC.

1.1.2.3. Tiempo de vuelo y almacenamiento de la información: En realidad el codificador de tiempos funciona así: a partir de la señal de tiempo cero inicia un barrido de una dada cantidad de canales de ancho temporal prefijado; al llegar la señal de arribo proporciona el número del canal de tiempo que estaba ha bilitado en ese instante. Como el barrido continúa podrá recibirse más de una señal de arribo, limitada esta cantidad por los tiempos muertos que origina la transmisión de esta información y los de transferencia que requiere.

El número del canal de tiempo es transferido en forma directa a una computadora IBM/360 modelo 44 a través de una interfase diseñada especialmente por Remez /20/.

El sistema opera bajo control del programa TDV 1 /21/ almacenando los datos como cuentas por canal de tiempo previa operación de sumar uno al contenido de la locación de memoria asignada al canal indicado por el codificador.

La información acumulada puede graficarse a voluntad durante el experimento para control de su evolución, siendo finalmente extraída mediante listados, gráficos y tarjetas perforadas para su posterior procesamiento.

1.1.2.4. Monitores: El monitoraje de la intensidad del campo neutrónico en el sistema físico en estudio es efectuado con dos circuitos idénticos con cámaras de fisión miniatura de uranio 235 ubicadas dentro del medio (figuras 5 y 6).

La cantidad de cuentas que se obtiene con estos detectores es proporcional a dicha intensidad, integrada temporalmente durante cada medición por medio de un escalímetro, y en energías por el detector. Dado que la eficiencia de las cámaras es una función de la sección eficaz de fisión del material que contienen, la información corresponderá a la población de neutrones térmicos.

La señal que suministran sufre también los dos análisis que se explicaron en 1.1.2.2.:

- Altura de pulsos: para evitar el conteo de pulsos originados por la radiación alfa propia del detector.
- Temporal: la habilitación del escalímetro debe efec-

tuarse no antes del tiempo de recuperación del detector, el que debe ser medido cada vez pues depende no sólo de las condiciones de la irradiación sino también de su ubicación relativa al haz de electrones. Se lo puede obtener directamente observando la respuesta en un osciloscopio, es de 50 a 100  $\mu$ seg.

Pero para lograr la proporcionalidad deseada entre respuesta y población de neutrones, el instante citado deberá ser posterior a la iniciación del decaimiento exponencial de ésta y estar fuera del lapso en que el detector está saturado. Con estos requerimientos la habilitación se realiza a unos 200  $\mu$ seg desde la señal de tiempo cero o más ( $\Delta t_3$  en figura 6).

El instante de cierre de la compuerta se fija al final de la zona exponencial del decaimiento. Este último es observado para verificar que corresponda al del sistema en estudio ( $\Delta t_4$  en figura 6).

1.1.2.5. Otros equipos: El sistema de medición se completa con un circuito de puesta a cero simultánea de los escalímetros, un contador para realizar mediciones con tiempo o cantidad de cuentas prefijadas, varios sistemas de alarma ante las circunstancias accidentales más comunes que pueden presentarse, barómetros, termohigrómetros, vacuómetro y termocuplas, para un mejor control del experimento y la obtención de datos auxiliares.

### 1.1.3. Reducción de datos y correcciones.

La información obtenida del experimento en cuentas por canal de tiempo deberá ser corregida y reducida a flujo de neutrones por unidad de energía con la expresión:

$$F(E_i) = Z_0(t_i) \frac{1}{S(E_i) \times Tr(E_i)} \frac{\Delta t}{\Delta E_i} \quad (1.1.3.)$$

donde:  $E_i$ : es la energía correspondiente al tiempo de vuelo  $t_i$ .  
 $t_i$ : tiempo medio del canal  $i$ , de ancho  $\Delta t$  (constante para todos los canales), corregido por los retardos que pudieran haberse introducido y por el tiempo medio de emisión.  
 $\Delta E_i$ : ancho del canal  $i$  en unidades de energía.  
 $S(E_i)$ : eficiencia del detector.  
 $Tr(E_i)$ : transmisión del tubo de vuelo.  
 $Z_0(E_i)$ : cantidad de cuentas del canal  $i$ , corregida por las pérdidas debidas a tiempo muerto y por fondo.

Tanto las correcciones como la reducción se realiza con el programa NYR383 cuyo resumen se incluye en el APENDICE.

1.1.3.1. Corrección por tiempo muerto: La corrección por tiempo muerto originado por el procesamiento del pulso hasta llegar al codificador y por el de éste mismo, se efectuó según lo descrito en /22/. En el presente trabajo se midieron estos intervalos para cada configuración del circuito de medición.

1.1.3.2. Corrección por fondo: Se denomina fondo a todos los pulsos que proporciona el detector principal que no fueron provocados por neutrones provenientes del punto de interés.

Su correcta sustracción es una corrección muy importante a realizar.

La respuesta  $R$  del detector principal puede considerarse como formada por las siguientes contribuciones:

$$R = N + F = N + FN + G + FG + AM$$

siendo:

- $N$ : neutrones del punto de interés.
- $F$ : fondo total.
- $FN$ : neutrones provenientes de otros puntos.
- $G$ : radiación gamma del punto de interés.
- $FG$ : radiación gamma que llega desde otros puntos.

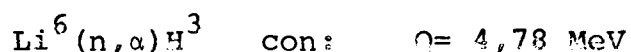
AM: fondo ambiente formado por ruido electrónico, radiación cósmica, etc.

Las contribuciones indeseables deberán ser eliminadas, disminuídas y/o identificadas para efectuar la corrección. La solución es una combinación de los procedimientos que a continuación se detallan.

a.No detectarlas: Para ello hay que evitar que lleguen al detector principal, lo que puede conseguirse mediante adecuados blindajes que disminuirán a las componentes FN y FG. Desde un primer momento se observó una fuerte contribución de FN debida a neutrones que atravesaban la pared de 1 m de hormigón del LINAC y los blindajes adicionales de bloques de hormigón ubicados en la parte exterior de la citada pared y frente a la casilla en que está ubicado el detector. Ver figura 4. Ante esto se colocaron forros, y postcolimadores y diafragmas de ácido bórico en el tubo de vuelo impidiendo una visual directa entre el detector y la pared del LINAC. Con ello se consiguió reducir la componente FN en un 90%. En inmediaciones del blanco se colocó un blindaje de plomo de 10 cm de espesor en la dirección hacia el detector que disminuyó FG. El blindaje local del detector principal fué reforzado lográndose disminuir la cantidad de neutrones que detectaba de una fuente de Am-Be colocada en sus inmediaciones en un 53% por la parte superior; 13% por la inferior y hacia el tubo de vuelo y 36% hacia los costados. Finalmente AM fue reducida con adecuadas conexiones a tierra de los equipos.

b.No almacenarlas: Por el tipo de detector principal utilizado pueden aplicarse dos criterios que corresponden a los análisis en altura de pulsos y en tiempo ya citados en 1.1.2. 2..

La reacción nuclear que se utiliza para detectar los neutrones es:



y como la altura del pulso que dará el detector es proporcional a la suma de las energías de la partícula alfa y del tritio, las que provienen del Q de la reacción y la energía del neutrón in cidente, ante neutrones de baja energía se tendrá un espectro en altura de pulsos con un máximo bien definido.

Pero además este detector es sensible a radiación gamma con lo cual el espectro R que se obtiene es como el que se muestra en la figura 8. Allí también se han indicado las componentes de la respuesta total debidamente normalizadas, tal cual fueron obtenidas en uno de los experimentos, y las posiciones de los niveles de discriminación. Con éstos se define un intervalo en donde son admitidos todos los pulsos correspondientes a neutrones, y los de radiación gamma con energías comprendidas entre 1,36 y 3,0 MeV. El efecto final es reducir FG, G y AM.

Mediante el análisis en tiempo se habilita el acceso a los diversos registradores durante el lapso de interés; el retardo para iniciar la compuerta después del pulso disminuirá G y FG, y también N, pero en pulsos correspondientes a energías superiores a las del intervalo en estudio.

c. Sustraerlas: Distintos métodos pueden ser usados con este detector. Uno de ellos consiste en disponer de otro detector de similar sensibilidad ante radiación gamma y eficiencia prácticamente nula para detectar neutrones ( un vidrio centellador de  $\text{Li}^7$  ) con el que se determinan directamente las componentes no neutrónicas. Debe complementarse con el uso de un filtro adecuado para separar luego N de FN.

Otro método es el de utilizar un juego de dos filtros, uno para neutrones y otro para radiación gamma.

En las mediciones que se realizaron en el presente trabajo, la característica fue el tener una componente FN importante y, en cambio, G y FG de magnitud casi despreciable, tal como puede verse en la figura 8. Por lo tanto no se justificó utilizar el detector auxiliar de  $\text{Li}^7$ .

Se efectuaron distintas pruebas con filtros para neutrones seleccionándose uno de boro 10 con transmisión del 1 % para neutrones de 300 eV colocado en el fondo del tubo de extracción; su atenuación para radiación gamma es despreciable.

De esta manera, en una medición sin filtro se obtendrá:

$$R = N + FN + G + FG + AM$$

y en una segunda con el filtro colocado:

$$F' = FN' + G' + FG' + AM'$$

Entonces, si las indicaciones de los monitores son  $M$  y  $M'$ , respectivamente, restando y normalizando queda:

$$\frac{R}{M} - \frac{F'}{M'} = \frac{N}{M} + \left( \frac{G}{M} - \frac{G'}{M'} \right) + \left( \frac{FN}{M} - \frac{FN'}{M'} \right) + \left( \frac{FG}{M} - \frac{FG'}{M'} \right) + \left( \frac{AM}{M} - \frac{AM'}{M'} \right)$$

de donde se obtendrá  $N$  si las cuatro diferencias se cancelan. A lo largo de todas las mediciones se verificó que los espectros en altura de pulsos  $R/M$  y  $F'/M'$  coincidieran fuera de los niveles de discriminación, donde  $N$  es cero. Esto puede verse en la figura 8. Por lo tanto, las cuatro diferencias se anulan y esto asegura la correcta sustracción del fondo.

Extremando el análisis, la correlación temporal de las componentes de la respuesta puede verse en la figura 9.

Para su mejor estudio no sólo se obtuvieron  $R$  y  $F$  según lo dicho anteriormente, sino que también se efectuó otra medición con el filtro de boro 10 más otro de plomo de la que debía resultar  $FN + FG + AM$  y por diferencia  $G$ , suponiendo todos los valores debidamente normalizados por cuenta de monitor.

Así se encontró que la componente  $G$  ( figura 9) aparece sólo en los primeros canales, hasta unos 320  $\mu$ seg que para aproximadamente 17 m de longitud de vuelo equivalen a 21 eV de energía de neutrón; y su importancia es reducida, llega al 10% de  $R$  para el canal correspondiente a 123 eV. Esta circunstancia permitió evitar el uso del filtro de plomo.

La corrección por fondo se realiza en la forma descrita para cada uno de los canales de tiempo cuyo contenido corregido se denominará  $Z$ .

1.1.3.3. Eficiencia del detector de Li6: Es la probabilidad de que un neutrón que llega al detector sea detectado.

Dado que la detección de neutrones se realiza a través de una reacción nuclear la eficiencia dependerá, entre otras cosas, de la sección eficaz y por lo tanto de la energía del neutrón.

Un detector ideal para utilizar con el método de tiempo de vuelo debería poseer una eficiencia alta, e independiente de la energía o bien conocida; pero en la práctica, sólo pueden conseguirse aproximaciones como la del detector de boro 10 en polvo mezclado con vaselina, el cual tiene las ventajas de contener pocos tipos de nucleidos de secciones eficaces bien conocidas y una eficiencia de sencilla dependencia con la energía en un amplio intervalo, lo que permite definirlo como standard /23/.

No obstante, debido a su reducida eficiencia, especialmente a altas energías, su alta sensibilidad ante radiación gamma y su gran volumen, no es tan práctico como los detectores de vidrio de Li 6 cuya eficiencia y manueabilidad son mayores, sus requerimientos de blindaje mucho menores y su uso está muy difundido en un amplio intervalo de energías.

Para determinar la eficiencia de estos detectores pueden utilizarse varios métodos, por ejemplo por medio de cálculos, con las limitaciones impuestas por el conocimiento de la sección eficaz de la reacción y de la composición química e isotópica del vidrio y por ser un sistema muy reducido y tridimensional. Otro método sería por calibración con detectores standard como el ya citado.

El problema se simplifica cuando su uso será a bajas energías (menores que 100 eV) y puede optarse entre determinar la eficiencia mediante la reproducción de espectros bien conocidos o adaptar la de un detector similar.

Ante las dificultades con que se tropezó para encontrar espectros suficientemente confiables como para asegurar una adecuada precisión, se obtuvo una estimación, que se agrega en Tabla I, a partir de la eficiencia de un detector similar /24/ corrigiendo por la diferencia de transmisión de sus vidrios cal-

culada a partir de sus composiciones isotópicas.

El vidrio del detector del presente trabajo contiene mayor cantidad de Li 6 que el estudiado por Neill en /24/ pero como a energías muy bajas son ambos totalmente negros se adoptó el mismo valor de normalización que éste. es decir, 0,987 para 0,0001 eV; desde donde es constante hasta 0,1 eV. recién a 1,0 eV se nota una ganancia en eficiencia del 1,3 % con el detector de este trabajo, diferencia que llega al 5 % para 10,0 eV.

1.1.3.4. Longitud y transmisión del camino de vuelo: La longitud del camino de vuelo fue medida con cinta métrica y siendo de 17 m, aproximadamente, no requiere una precisión mejor que 1 cm ( 0,06 %), este error se ve incrementado por el espesor del vidrio del detector ( 1,27 cm) ya que no se conoce en qué punto del mismo fue detectado el neutrón pero en total, el error relativo no supera el 0,2 %.

La corrección por la transmisión del camino de vuelo se efectuó directamente aplicando la ley de atenuación exponencial. Si hay NM materiales interpuestos entre el punto de interés y el detector la transmisión será:

$$Tr(E_i) = \exp \left( - \sum_{j=1}^{NM} Es_j \times DEN_j \times SIG_j(E_i) \right)$$

donde:

$Es_j$  : espesor del material j.

$DEN_j$  : densidad atómica del material j.

$SIG_j(E_i)$  : sección eficaz total microscópica del material j a la energía  $E_i$ .

Es deseable que la transmisión sea lo más alta posible para disminuir el peso de esta corrección y tener la mayor intensidad en el haz de neutrones.

Para ello se entuba el camino de vuelo de modo de poder evacuarlo, así los 16,50 m que están en estas condiciones equivalen a sólo 0,2 cm de aire en condiciones normales. No se requiere una presión extremadamente baja para lograr lo antes citado, basta la obtenible con una bomba mecánica ( 0,1 torr

aproximadamente). La presión se controla constantemente durante las mediciones.

Resta una longitud de aire, a presión atmosférica, de unos 80 cm como máximo siendo el tramo más largo el del tubo de extracción.

Deberá corregirse entonces la atenuación que sufre el haz de neutrones al atravesar el aire, para lo cual se miden la presión, humedad relativa y temperatura ambiente, estas dos últimas dentro y fuera del edificio. Con estos datos se determinan las densidades atómicas o moleculares de oxígeno, nitrógeno y agua en el aire para cada medición.

La evacuación del tubo impone el uso de ventanas las que son de aluminio de 0,055 cm de espesor.

Las tablas de secciones eficaces y otros datos de los materiales citados que se utilizaron en las correcciones, se obtuvieron de /25/, /26/, /27/ y /28/; comprenden al intervalo de 0,0001 a 1000 eV.

Una curva de transmisión típica es la que se muestra en la figura 10; la individualizada como "actual" es la resultante de algunas modificaciones que se hicieron al camino de vuelo para optimizarlo. En este sentido, antes de las mediciones de espectros, se observa una ganancia del 5 % respecto de la anterior condición del tubo. Se calculó la transmisión con el programa NYR384 ( ver APENDICE).

En la curva "actual" se nota cierta estructura a bajas energías que proviene de las ventanas de aluminio, cabe destacar que la tabla de este material es la menos confiable por falta de suficientes datos recomendados; pero de todos modos no afecta la transmisión en más del 0.5 % para energías menores que 0,02 eV.

1.1.3.5. Tiempo medio de emisión: De acuerdo con el concepto que de él se ha dado en 1.1.2.1., el tiempo medio de **emisión** será:

- El tiempo medio requerido por el neutrón para alcanzar la energía E ( tiempo de moderación):

$$\bar{t}(E) = \frac{\int_0^{\infty} t \times \phi(E,t) dt}{\int_0^{\infty} \phi(E,t) dt}$$

o sea el primer momento temporal calculado con el flujo de neutrones en función de la energía y tiempo  $\phi(E,t)$ .

- Más el tiempo de decaimiento, ya que luego de alcanzada la energía E la población de neutrones que la posea decaerá con una cierta constante  $t_d$ .

Es decir:

$$t_{me} = \bar{t} + t_d$$

A bajas energías, menores que 0,0125 eV, suponiendo el decaimiento como:

$$\phi(E,t) \approx \exp(-\alpha \times t)$$

resulta que:

$$t_d = \frac{1}{\alpha} = \text{constante}$$

y al ser mucho mayor que  $\bar{t}$  será:

$$t_{me} = t_d = \frac{1}{\alpha}$$

El valor de  $t_d$  puede obtenerse en forma precisa midiendo el decaimiento del modo fundamental de la población de neutrones con el método de fuente pulsada, según se verá en 1.2.; además se lo puede calcular con la expresión (1.2.2.).

A altas energías, mayores que 0,6 eV, el decaimiento es muy rápido y será más importante  $\bar{t}$ , el que según Beckurts /9/ vale:

$$\bar{t} \approx \frac{M_2}{v \times \Sigma_s \times M_1}$$

siendo:

v : velocidad del neutrón.

$\Sigma_s$  : sección eficaz macroscópica de dispersión.

$$M_1 = 2/\xi$$

$\xi$  : decremento logarítmico medio.

$$M_1 = \frac{2}{\xi} \prod_{i=1}^1 \frac{i-1}{1 - \frac{2}{i+1} \times \frac{1-\alpha'}{1-\alpha'}}^{\left(\frac{i-1}{2}\right)}$$

$$\alpha' = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

A : número de masa.

La dispersión correspondiente es:

$$\Delta^2 = \frac{1}{(v \times \Sigma_S)^2} \times \frac{M_3 \times M_1 - M_2^2}{M_1^2} = \bar{t}^2 - \bar{t}^2 \quad (1.1.3.5.)$$

El programa CAGE /29/, en su versión NYR261 cuyo resumen se incluye en el APENDICE, permite calcular el primer momento temporal que se ha obtenido hasta una energía máxima comprendida entre 1 y 2 eV, según las secciones eficaces que se utilicen. Luego, un cálculo con este programa que reproduzca el valor de  $t_d \approx 1/\alpha$  (calculado con el  $\alpha$  medido) a bajas energías, proporcionará el tiempo medio de emisión en el intervalo de 0,0125 a 0,6 eV que faltaba; debiendo empalmarse suavemente esta función con la correspondiente a altas energías.

1.1.3.6. Resolución en energías: La precisión con que es posible medir la energía con el método de tiempo de vuelo depende de las incertezas de las magnitudes involucradas en su determinación que son el tiempo y la longitud del camino de vuelo; normalmente el diseño del sistema es tal que la incerteza de ésta última puede desprejarse, como resulta en el presente caso (su valor relativo no supera 0,2 %, ver 1.1.3.4.), con lo cual, la resolución en energías del espectrómetro es /9/:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \times \frac{\Delta t}{t} = 0,0277 \frac{\Delta t}{l} (E)^{1/2}$$

Donde:

- t : tiempo de vuelo correspondiente a la energía E (eV) expresado en  $\mu$ seg.
- l : longitud del camino de vuelo, en metros.
- $\Delta t$  : incerteza temporal total.

La incerteza temporal total es la raíz cuadrada de la suma de las desviaciones standard de todas las distribuciones temporales, que son:

- Pulso del LINAC: este pulso es rectangular y de un ancho  $t_L$ , luego su desviación standard será  $/27/$ :  $t_L / 12$ .
- Canal del codificador de tiempos: también rectangular de ancho  $t_c$ ; la expresión de su desviación es similar a la anterior.
- Período del oscilador del codificador de tiempos: este error adicional aparece por el hecho de que el oscilador no está sincronizado con el disparo del barrido, se calcula igual que las anteriores con un ancho  $t_o$ .
- Tiempos de captura del neutrón, extracción del pulso y otras distribuciones propias del detector: son generalmente despreciables en el intervalo de energías de interés para el presente trabajo. En efecto, ya se vió que el vidrio de Li 6 es prácticamente negro para neutrones de menos de 0,1 eV y para 1,0 eV su transmisión es del 4,2 % (Tabla I) luego los neutrones serán capturados en los primeros milímetros del vidrio. Aún así, un neutrón de 1,0 eV atraviesa al detector en menos de 1,0  $\mu$ seg, siendo ésta una cota máxima del tiempo de captura. Con respecto a las otras distribuciones temporales, el tiempo de extracción en el fototubo utilizado, EMI 9618R, es de 10 nanoseg y la incerteza temporal por la diferencia de caminos de los electrones en el fototubo es de 25 nanoseg. Se denominó  $DD^2$  a la desviación standard de todos estos efectos.
- Tiempo medio de emisión: la desviación standard,  $TM3^2$ , de esta función llega a ser del orden del valor de la misma para bajas energías. Se la obtiene del programa CAGE en este intervalo, y con la expresión (1.1.3.5.) para energías mayores que 0,6 eV.

Por lo tanto la resolución en energías resulta:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{t} \left( \frac{t_L^2}{12} + \frac{t_c^2}{12} + \frac{t_o^2}{12} + DD^2 + TM3^2 \right)^{1/2}$$

y puede calculársela con los datos del experimento ( programa NYR382 cuyo resumen se agrega en el APENDICE).

A modo de ejemplo, los valores de los distintos sumandos pueden ser del siguiente orden:

$$\frac{t_L^2}{12} = 0,12 \mu\text{seg}^2, \text{ para } 1,2 \mu\text{seg de ancho de pulso.}$$

$$\frac{t_c^2}{12} = 21,3 \mu\text{seg}^2, \text{ para canales de } 16 \mu\text{seg de ancho.}$$

$$\frac{t_o^2}{12} = 0,0003 \mu\text{seg}^2 \text{ para el codificador de tiempos LABEN TV-60.}$$

$$DD^2 = 0,00006 \mu\text{seg}^2, \text{ para el fototubo EMI 9613R.}$$

TM3<sup>2</sup> : para el caso del agua liviana estudiado en este trabajo, resultó de 200  $\mu\text{seg}^2$  para energías menores que 0,1 eV ; y de 1,0  $\mu\text{seg}^2$  para 1,0 eV.

Por lo tanto a bajas energías es más importante TM3 y a altas energías el valor debido al ancho del canal del codificador de tiempos.

En la figura 18 puede verse la resolución en energías correspondiente a las mediciones en agua liviana y pesada.

1.1.3.7. Dispersión estadística: Para obtener la dispersión estadística de la cantidad de cuentas correspondientes a un canal de tiempo,  $Z(t)$ , ya corregida por fondo y pérdidas debidas a tiempos muertos, se aplica estadística de Poisson con la cual:

$$\frac{\Delta Z(t)}{Z(t)} = \frac{1}{(Z(t))^{1/2}}$$

En las distintas mediciones se ha buscado que este valor no supere el 5 % prolongandolas suficientemente, o agrupando canales contiguos siempre que la resolución en energías se mantenga dentro de los valores dados por las condiciones experimentales. En los espectros graficados este error es del tamaño de los símbolos utilizados para representarlos salvo algunos casos en que se indican las barras de error.

1.1.3.8. Corrección por función resolución: Las distribuciones temporales vistas no sólo afectan a la precisión en la determinación de la energía sino también a la forma del espectro.

Según Beckurts /9/, la cantidad de cuentas  $Z(t)$  de un determinado canal se relaciona con la que corresponde al caso de una resolución ideal,  $Z_0(t)$  (en que todas las distribuciones temporales son  $\delta(t)$ ) por la expresión:

$$Z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_0(t+x) \text{Re}(x) dx$$

donde  $x$  es el corrimiento de la escala de tiempos debido a la función resolución  $\text{RE}(x)$ .

Desarrollando en serie de Taylor, anulando el primer momento mediante la elección de un adecuado origen de tiempos y despreciando los términos de orden superior al segundo, resulta:

$$Z(t) = Z_0(t) + Z_0''(t) \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \text{Re}(x) dx}{2}$$

Y suponiendo que la derivada segunda temporal  $Z_0''(t)$  es aproximadamente igual a  $Z''(t)$ , quedará:

$$Z_0(t) = Z(t) \left( 1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \text{Re}(x) dx}{2} \right) \quad (1.1.3.8.)$$

Esta corrección puede ser calculada a partir de las cantidades medidas  $Z(t)$ , de la segunda derivada  $Z''(t)$  que se obtiene numéricamente y de los momentos de segundo orden de todas las funciones que afectan la resolución.

Para las distribuciones citadas en 1.1.3.6. los momentos son:

$\frac{t^2}{3}$  : para todas las que corresponden a pulsos rectangulares.

$\frac{\int_{\phi}^{\infty} t^2 \phi(E,t) dt}{\int_0^{\infty} \phi(E,t) dt}$  : para el tiempo medio de emisión, que se calcula con CAGE para energías menores que 0,6 eV y con expresiones derivadas de la (1.1.3.5.) para energías mayores.

El factor de corrección por función resolución, que es el comprendido entre paréntesis en la expresión (1.1.3.8.), se calculó con el programa NYRCFR /30/ y su efecto no superó el 1,5 % en ninguno de los espectros medidos en este trabajo.

En la figura 27 se ha representado el factor de corrección en los casos en que su magnitud fue mayor.

1.2. Mediciones integrales temporales por el método de fuente pulsada.

En un medio con fuentes no estacionarias se encontrará un especial comportamiento del campo neutrónico.

Si la fuente es pulsada y de neutrones rápidos (1 a 2 MeV de energía) transcurrirá un cierto tiempo hasta que se establezca un espectro de equilibrio de neutrones térmicos, luego del cual el decaimiento de la población de neutrones puede representarse por /9/:

$$\phi(r,t) = \sum_{n=1}^{\infty} Rr_n(r) \times \exp(-\alpha_n t) \quad (1.2.1.)$$

donde:

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \bar{v} \bar{\Sigma}_a(\bar{v}) + \bar{D} \bar{v} B_n^2 - \bar{C} \bar{v} B_n^4 + \bar{F} \bar{v} B_n^6 + \dots \\ &= \alpha_0 + D_0 B_n^2 - C B_n^4 + F B_n^6 + \dots \end{aligned} \quad (1.2.2.)$$

No se considera aquí dependencia en energías. luego tanto la sección eficaz macroscópica de absorción  $\bar{\Sigma}_a$ , como la constante de difusión  $\bar{D}$ , el coeficiente de enfriamiento por difusión  $\bar{C}$  y los otros siguientes, son valores medios pesados o promediados con el espectro de neutrones.  $B_n$  son los autovalores ("buckling") de la ecuación de difusión resuelta en el sistema físico en estudio.

En determinadas condiciones, por ejemplo lejos de los bordes y a suficiente tiempo después del pulso, las contribuciones de las armónicas superiores de la solución general (1.2.1.) pueden no ser tenidas en cuenta quedando sólo el modo fundamental (n=1).

Midiendo  $\alpha$  y realizando un análisis modal, si fuera necesario, se logrará información como para:

a. Conocidos los valores de  $B_1$ , obtener los parámetros de difusión y la sección eficaz de absorción del material en estudio, ajustando con el polinomio (1.2.2.) la curva experimental de  $\alpha$  en función de  $B_1^2$ .

b. Conociendo además los parámetros de difusión, puede hallarse la sección eficaz de absorción del material, o su concentra-

ción si se conoce aquélla, estudiando una sola geometría. Este método fue verificado midiendo el decaimiento de soluciones de cloruro de sodio y ácido bórico en agua liviana /31/, en particular se obtuvieron las secciones eficaces de absorción térmicas del cloro y del boro, valores que han sido incorporados en CINDA /72/.

c. Completar la curva de tiempos medios de emisión según fue explicado en 1.1.3.5..

En este trabajo se aplicó el método descrito brevemente, para medir la concentración total de venenos del agua pesada utilizada; y para determinar el tiempo medio de emisión en cada sistema físico empleado y aún en función de la posición dentro de los mismos.

Además, haciendo uso de (1.2.2.) se obtuvieron los parámetros de difusión del agua liviana y agua pesada a partir de la función  $\alpha = \alpha \left( \frac{2}{B_1} \right)$  calculada con CAGE.

Las mediciones se realizaron con cámaras de fisión miniatura de uranio 235, utilizando el circuito y las condiciones ya descritas para el uso de estos detectores como monitores en 1.1.2.4..

### 1.3. Mediciones integrales espaciales por el método de activación.

Estas mediciones son complementarias de las que se realizan por tiempo de vuelo; se utilizó el método de la diferencia de cadmio con hojuelas de indio /9/ que permite obtener la población de neutrones térmica ( o subcadmio ) y epitérmica ( o epicadmio ) en una posición determinada dentro del sistema físico en estudio.

De esta forma se logran distribuciones espaciales de la población de neutrones, integradas en energías y tiempo, con las que se puede conocer: los "buckling" locales indispensables para tener en cuenta la fuga de neutrones en las direcciones no consideradas en el cálculo; la distribución espacial de la fuente de moderación; y las distancias de extrapolación del sistema físico las que permiten verificar las bondades del blindaje en cuanto a su función de condición de contorno.

Toda esta es información básica para permitir las comparaciones entre valores calculados y experimentales de los espectros.

#### 1.3.1. Método.

La base del método consiste en realizar dos mediciones con la misma hojuela, de una aleación de indio para este trabajo, en el mismo punto; una de las veces recubierta de cadmio.

En la primera medición, hojuela desnuda, su actividad que es proporcional a la densidad de neutrones será:

$$A_d = A_t + A_e \quad (1.3.1.)$$

es decir, debida a todos los neutrones que sobre ella inciden, siendo:

$A_t$  : actividad correspondiente a neutrones con energías menores que 0,4 eV ( valor adoptado para la energía de corte del cadmio ).

$A_e$  : la correspondiente a neutrones de mayores energías.

En la medición bajo cadmio la actividad será:

$$A_{Cd} = A_{Cd_t} + A_{Cd_e} \quad (1.3.2.)$$

donde:

$AC_{dt} = X A_t$  : contribución de los neutrones con energías inferiores a 0,4 eV, debida a que el cadmio no es totalmente negro en este intervalo sino que posee una transmisión térmica X.

Luego

$$AC_{de} = AC_d - X A_t$$

Pero esta contribución epitérmica no es igual a la de la hojuela desnuda,  $A_e$  ya que el cadmio no es totalmente transparente por encima de su energía de corte. Este efecto se representa con el llamado factor de cadmio,  $FC_d$ , tal que:

$$A_e = FC_d AC_{de}$$

Entonces midiendo (1.3.1.) y (1.3.2.) y haciendo uso de las otras expresiones es posible separar las componentes  $A_t$  y  $A_e$  que interesan.

### 1.3.2. Transmisión térmica y factor de cadmio.

Estos datos dependen del espesor del cadmio, del de la hojuela, del material de ésta, del material en estudio, etc, por lo cual resulta dificultoso obtenerlos de los resultados de otros autores. Ante esto se encaró su medición en función del espesor del cadmio para las hojuelas a utilizar según fue descrito en /32/.

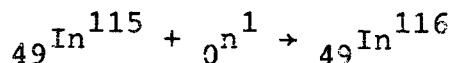
Los valores de la transmisión térmica correspondientes a los espesores del cadmio utilizado, 0,53 mm y 0,47 mm, fueron de 0,000008 y 0,000032 respectivamente; y los del factor de cadmio, 1,89 y 1,83.

### 1.3.3. Técnica de medición.

Consiste en irradiar simultáneamente las hojuelas ubicadas en los puntos espaciales seleccionados en el sistema en estudio, luego de lo cual se extraen para medir su actividad /33/. Esto se realiza en un dispositivo blindado con plomo y con un circuito convencional basado en un detector de ioduro de sodio.

Varios detalles debieron ser tenidos en cuenta para realizar correctamente las mediciones, como ser: asegurar la estabilidad del equipo electrónico, calibrar en energías de radiación gamma la escala de altura de pulsos del multicanal observando con el detector fuentes radioactivas de Co 60, Na 22 y Cs 137, fijar los niveles de discriminación para seleccionar los productos de decaimiento que se van a medir, además de otras precauciones y verificaciones habituales en este tipo de mediciones.

La reacción responsable de la actividad que se mide es:



su sección eficaz presenta resonancias en 1.457 eV (su valor es de 30000 barn y su ancho parcial de 3.03 meV); en 3,86 eV ( 850 barn); y en 9,10 eV ( 1000 barn). Ante un flujo de neutrones de la forma 1/E la contribución de la primera resonancia a la actividad total es del 98,4 %, luego la Ae puede atribuirse al flujo de neutrones de dicha energía.

Por trabajarse en sistemas líquidos las hojuelas se deben colocar en un soporte; se realizaron varias pruebas seleccionándose finalmente soportes de lucite para usar en agua liviana y de aluminio, muy livianos, para agua pesada.

La distancia entre hojuelas de 2,0 cm pareció ser adecuada, no obstante en agua pesada se midió con separaciones de 4,0 cm y 8,0 cm y se confirmó que no se producían perturbación entre las hojuelas.

Estas mediciones también requieren usar monitores cuyas indicaciones permitan referir las dos mediciones a igual intensidad del campo neutrónico; para ello se utilizaron cámaras de fisión y hojuelas.

Para relacionar los resultados entre distintas posiciones, las hojuelas a emplear deberían ser idénticas. En principio, son de igual composición y espesor, pero su superficie puede ser distinta, una forma de tener en cuenta esto es con un factor de peso que se mide pesando la hojuela. La diferencia entre los factores de distintas hojuelas puede llegar a ser de un 10 % y se observó que con el manipuleo puede modificarse el factor entre una medición y otra.

Las actividades medidas se corrigen por el tiempo de irradiación para quedar referidas a una intensidad constante, por el tiempo de decaimiento, por fondo, etc con los programas NYR-438 y NYR439 redactados al efecto /34/.

#### 1.3.4. Distribución espacial para fuentes de moderación.

La distribución espacial que se emplea para calcular las fuentes de moderación es la de la actividad epitérmica, eventualmente interpolando para obtener valores en los puntos espaciales en donde se va a calcular el espectro y que generalmente tienen una mayor densidad que los experimentales.

#### 1.3.5. "Buckling" local.

Conocidas las distribuciones térmica y epitérmica puede calcularse el "buckling" local que es la curvatura de las mismas:

$$B^2 = - \frac{\nabla^2 \phi(r)}{\phi(r)}$$

Para hallarlo, en los casos de sistemas homogéneos, se buscó la función que ajusta a la distribución medida en todo el recinto, la que no debe ser muy distinta de la prevista por la teoría de difusión, dentro de las condiciones de validez de ésta.

En el caso heterogéneo se implementó un método que realiza lo anteriormente descrito pero en distintos sectores de la distribución medida; está contenido en el programa NYR440 para problemas del tipo de pila exponencial /34/ y en el NYR451 /35/ para los de otro tipo.

## 2. CALCULOS NEUTRONICOS.

La otra fase de este trabajo consiste en la reproducción por medio de cálculos de los espectros medidos a fin de realizar comparaciones que permitan obtener conclusiones acerca de la bondad de los datos y teorías utilizadas.

Lo expuesto implica varias tareas, como ser la preselección de datos neutrónicos y de teorías a emplear, la búsqueda y eventualmente creación de los elementos de cálculo para aplicarlas y la implementación de todo un sistema que proporcione datos neutrónicos puntuales, constantes de grupo, fuentes de moderación, espectros del flujo de neutrones en distintas aproximaciones y en función de distintas variables, así como otras funciones auxiliares y acciones utilitarias.

Para cubrir los requerimientos del presente trabajo debió formarse un sistema completo, lo que implicó importar algunos programas, adaptarlos a la computadora del CAB, modificarlos, generalizarlos o perfeccionarlos, y generar otros nuevos.

Un diagrama del sistema utilizado se muestra en la figura 11, donde también se incluyen los programas principales para adquisición, corrección y reducción de datos experimentales.

## 2.1. Generalidades.

Para un caso como el que presenta la interfase a estudiar, se requieren tener en cuenta en el cálculo ciertos refinamientos que hasta el momento sólo se encuentran en la teoría de transporte tratada con métodos de resolución numéricos, y que abarcan: dependencia angular del flujo, dispersión anisotrópica y consideración de una cantidad razonable de puntos espaciales, de grupos de energía y de direcciones.

Se interpreta que existen aún interrogantes acerca de algunos de los aspectos y aplicaciones cubiertos por los programas conocidos hasta ahora, y trabajos como el presente pueden contribuir a dilucidarlos en alguna medida.

## 2.2. Método y elementos de cálculo.

El método de cálculo apropiado para trabajos como éste comprende:

- Selección de datos generales.
- Generación de datos neutrónicos puntuales (por punto de energía).
- Cálculo de constantes de grupo.
- Cálculo de fuentes de moderación.
- Cálculo de espectros del flujo de neutrones.
- Otros cálculos y funciones auxiliares.

Los programas y bibliotecas de datos neutrónicos que satisfacen lo anterior conforman el sistema de cálculo ya citado, figura 11, que está pensado como parte de otro sistema más general, para cálculos neutrónicos y de reactores.

Una hoja resumen de cada programa redactado o de cada nueva versión, de programas conocidos, realizada a raíz del presente trabajo se agrega integrando el APENDICE.

### 2.2.1. Selección de datos generales.

Los datos generales de los materiales son hipótesis plausibles del problema correspondiente y se seleccionaron mediante una consulta bibliográfica.

Se confeccionaron tablas de valores recomendados para H<sub>2</sub>O y para D<sub>2</sub>O que se agregan como Tablas II y VII respectivamente.

También se seleccionaron otros datos, como ser: modelos moleculares, datos experimentales, redes de energía y espaciales, y conjuntos de cuadraturas, los que se incluyen en cada uno de los casos considerados.

### 2.2.2. Generación de datos neutrónicos puntuales.

Considerando que el problema de la interfase puede interpretarse como el de dos materiales con distintos núcleos de dispersión, puestos en contacto, conviene partir del estudio de sus propiedades neutrónicas más elementales como son los modelos moleculares de cada uno que se utilizan para describir las interacciones con los neutrones. Se adoptaron los programas GASKET /37/ y FLANGE /38/, de los que se obtuvieron las versiones llamadas NYR200 y NYR190 respectivamente, cuyos resúmenes se agregan en el APENDICE.

Con el primero de ellos se calcula la ley de dispersión en aproximación incoherente a partir de la masa del núcleo dispersor A, los datos del modelo molecular respectivo, la temperatura del material T y una red adecuada de valores para  $\alpha$  y  $\beta$  : se la designa como:  $S(\alpha, \beta)$ , donde:

$$\alpha = \frac{1}{A \times k \times T} (E + E' - 2 \mu (E \times E')^{1/2}) = \frac{\hbar \omega^2}{2mkT} \quad \text{inter-}$$

cambio de momento en la colisión.

$$\beta = \frac{E - E'}{k \times T} = \frac{\hbar \omega}{k \times T} \quad \text{intercambio de energía.}$$

k : constante de Boltzman.

E , E' : energía final e inicial del neutrón.

$\mu$  : coseno del ángulo de dispersión.

La forma analítica de la ley de dispersión depende de los distintos modos dinámicos que tenga en cuenta el modelo /30/.

Para el caso de compuestos como el  $H_2O$  y el  $D_2O$ , se calcula la ley de dispersión para el hidrógeno (o deuterio) ligado a la molécula y la del oxígeno. La correspondiente al compuesto es la suma de las anteriores según /39/:

$$S(\alpha, \beta)_{H_2O} = \frac{2x\sigma_b^H xS(\alpha, \beta)_{H(H_2O)} + \sigma_b^O xS(\alpha, \beta)_O}{2x\sigma_b^H + \sigma_b^O}$$

$\sigma_b$  es la sección eficaz del átomo ligado.

La suma anterior se realiza con el programa NVR201 (ver APENDICE).

Con los valores tabulados de la ley de dispersión el programa FLANGE 1 calcula el núcleo de dispersión y sus momentos de Legendre en una dada red de energías, según:

$$\sigma(E' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sigma_b}{4\pi kT} (E/E')^{1/2} \exp(-\beta/2) S(\alpha, \beta)$$

y los momentos serán:

$$\sigma^l(E' \rightarrow E) = 2\pi \int_{-1}^1 P_l(\mu) \sigma(E' \rightarrow E, \mu) d\mu$$

siendo  $P_l(\mu)$  el polinomio de Legendre de grado l.

Con esto la sección eficaz total de dispersión resulta de:

$$\sigma_s(E') = \int_0^\infty \sigma^0(E' \rightarrow E) dE$$

Las secciones eficaces de absorción se obtuvieron de tablas y valores recomendados.

### 2.2.3. Cálculo de constantes de grupo.

Entre los principales programas para cálculos neutrónicos están los que utilizan la aproximación multigrupo. Para emplearlos deben obtenerse las constantes de grupo que son los valores de las secciones eficaces y de otros parámetros nucleares promediados con el espectro de neutrones como función de  $p_e$

so en un cierto intervalo de energía.

En el sistema de cálculo tal como se lo proyectó originalmente, las constantes de grupo debían calcularse con el conjunto de programas GGC-3 /40/. Pero no se pudo contar con él oportunamente.

En consecuencia, las constantes se calcularon con el programa NYR081 /41/ redactado al efecto. Este parte de los resultados del NYR190 más la sección eficaz de absorción, los límites de energía de los grupos y el espectro de peso, salvo que se opte por utilizar el que el programa calcula con el método de Horowitz-Tretiakoff /9/.

Los promedios se calculan con la expresión:

$$\sigma_{g \rightarrow h}^1 = \frac{\int_{E_{ih}}^{E_{sh}} dE \int_{E_{ig}}^{E_{sg}} dE' \sigma^1(E \rightarrow E') \phi(E')}{\int_{E_{ig}}^{E_{sg}} \phi(E) dE}$$

donde:

$\sigma_{g \rightarrow h}^1$  : sección eficaz ( constante de grupo) de transferencia del grupo g al h.

$E_{sg}, E_{sh}, E_{ig}, E_{ih}$  : límites superiores e inferiores de energía de los grupos g y h.

$\phi(E)$  : espectro de peso.

NYR081 también promedia la sección eficaz de absorción  $\sigma_{ag}$  y obtiene además:

- La sección eficaz total del grupo g:

$$\sigma_{tg} = \sigma_{ag} + \sigma_{sg}^0$$

- La de transporte:

$$\sigma_{trg} = \sigma_{tg} - \sigma_{sg}^1$$

- El coseno promedio del ángulo de dispersión:

$$\bar{\mu}_g = \frac{\sigma_{sg}^1}{\sigma_{sg}^0}$$

Finalmente, se hallan los valores macroscópicos de las constantes de grupo con el programa NYR233 ( ver APENDICE) conociendo las concentraciones atómicas o moleculares de cada material y/o su proporción en una mezcla. Pero este programa cumple también otra función muy importante que es la de ordenar los datos y preparar las tablas de acuerdo con los requerimientos de entrada de datos de los distintos programas de cálculo.

Las tablas se organizaron para 30 grupos de energía con 65 tipos de secciones eficaces para cada uno a saber:

1. Disponible para cálculos de activación
2. Sección eficaz de transporte.
3. Sección eficaz de absorción.
4. Sección eficaz de fisión por la cantidad media de neutrones por fisión (lugar reservado para otros trabajos).
5. Sección eficaz total.
6. Sección eficaz de dispersión total de procesos con ganancia de energía.
7. a 35. Secciones eficaces de transferencia desde grupos de mayor energía.
36. Sección eficaz elástica.
37. a 65. Secciones eficaces de transferencia desde grupos de menor energía.

Es claro que se incluyen transferencias imposibles como las que implican ganancia de energía para el grupo de mayor energía pero igual son requeridas por los programas de cálculo. En los casos como el citado la tabla se completa con ceros.

#### 2.2.4. Cálculo de fuentes de moderación.

Normalmente el cálculo de espectros de neutrones de bajas energías se efectúa desde una cierta energía máxima o de corte  $E_c$ , la que frecuentemente viene definida por el modelo molecular utilizado en la generación de las secciones eficaces o por la red de energías de la biblioteca de datos neutrónicos empleada.

Esto implica que deberá ingresarse a modo de fuente de moderación y en cada grupo de energía, una cierta cantidad de

neutrones correspondiente a los que han sido transferidos directamente al grupo desde energías mayores que la de corte.

Los antecedentes que se encontraron para calcular dicha fuente. /13/, /42/ y /43/ son demasiado particulares por lo que se decidió replantear el problema con mayor generalidad y confeccionar el elemento de cálculo necesario\* programa NVR232 ( ver APENDICE).

Las fuentes que pueden usarse con la ecuación de transporte son de distintos tipos, como ser exteriores o no dependientes del flujo y la de fisión, dependiente del flujo. También puede considerarse como fuente para cada grupo a los neutrones transferidos desde otros grupos, es decir:

$$S(r, E, \Omega) = \int_{4\pi} \int_0^{\infty} \Sigma_S(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega, r) \quad F(r, E', \Omega') \, dE' \, d\Omega'$$

siendo  $F(r, E', \Omega')$  el flujo vector.

Pero si el cálculo se extiende sólo hasta la energía de corte  $E_c$  y se supone que por el valor de ésta, del orden de 2 eV, es despreciable la transferencia de neutrones hacia mayores energías, la integral anterior se dividirá en una primera con límites entre 0 y  $E_c$  que calculará el mismo programa que resuelve la ecuación, y una segunda entre  $E_c$  e infinito o energía de la fuente real, que deberá ser dada como dato.

A esta última integral es a lo que aquí se define como fuente de moderación. A fin de calcularla se siguió el esquema que se describirá brevemente.

Considerando cada zona del sistema en estudio como un medio homogéneo ( u homogeneizado), aceptando separabilidad de variables al menos dentro de cada grupo de energía, y limitándose a la aproximación  $P_1$  para tratar la dependencia angular de las funciones /9/, la fuente resulta ser:

$$Q(r, E, \mu) = \frac{F_0(r)}{4\pi} \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_0(E' \rightarrow E) \Psi(E') \, dE' + \\ + \frac{3\mu F_1(r)}{4\pi} \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_1(E' \rightarrow E) \Psi(E') \, dE'$$

donde:

$F_0(r) = \phi(r)$  : flujo escalar.

$F_1(r) = J(r)$  : corriente, que en las condiciones de aplicación de la ley de Fick vale  $-D \frac{d\phi(r)}{dr}$ .

La dependencia espacial del flujo es conocida para el caso de geometrías simples y dentro de las hipótesis que se han enunciado. Pero, dentro de lo posible, se usa la obtenida por el método de activación según se describió en 1.3.4..

Con respecto a la dependencia en energías pueden aplicarse los resultados de la teoría de moderación dado el valor relativamente alto de la energía de corte. Para el presente caso se adoptó la formulación dada por Honeck /2/ que implica:

$$\psi(E) \sim E^{-k}$$

donde:

$$k = \frac{\Sigma_S \times ((1 - \alpha^k)/(1 - \alpha))}{D B_D B^2 + \Sigma_S}$$

$$\alpha = ((A - 1)/(A + 1))^2$$

A : número de masa.

El exponente k puede calcularse por aproximaciones sucesivas con los datos del material evaluados a la energía de corte y representa al efecto de fuga de los neutrones del sistema físico.

En el caso de las mediciones en agua liviana pura, el valor de k calculado fue verificado experimentalmente con muy buen acuerdo.

El efecto de la absorción puede incluirse como un factor que no es otro que la probabilidad de escape a las resonancias, calculable separadamente /44/.

En cuanto al núcleo de transferencia  $\Sigma_1(E' \rightarrow E)$  se desarrollaron las posibilidades de obtenerlo a partir de dos modelos /45/:

a. De moderación, considerando colisiones elásticas con núcleos libres y en reposo.

b. De gas monoatómico ideal o libre, teniendo en cuenta el movimiento térmico de los núcleos dispersores y suponiendo que su

distribución de velocidades es maxwelliana.

A modo de ejemplo, puede verse en la figura 12 el efecto de calcular con uno u otro modelo en la zona central de las geometrías utilizadas para  $H_2O$  y  $D_2O$  (cubo de 30 cm de arista y cilindro de 50 cm de altura y 36 cm de diámetro respectivamente). En figura 13 se muestra la diferencia entre considerar fuente isotrópica y anisotrópica a 3 cm del contorno de dichas geometrías. Los porcentajes que se indican en las curvas correspondientes a  $D_2O$  son las concentraciones de este material para las que se calculó con el fin de observar el efecto de la contaminación de hidrógeno en la fuente.

De ambas figuras y sus correspondientes estudios se concluyó que:

- Las drásticas diferencias entre la fuente generada con el modelo de gas libre (más realista) y el de moderación llevan a descartar el uso de este último.
- Aún pequeñas concentraciones de hidrógeno como HDO influyen apreciablemente sobre la fuente para agua pesada aumentándola.
- La diferencia entre la fuente calculada en aproximaciones  $P_0$  y  $P_1$  es suficiente como para considerar la posibilidad de implementar en el futuro la técnica para medir la distribución espacial  $P_1$  y la aceptación de una fuente anisotrópica por parte de los programas de cálculo.

#### 2.2.5. Cálculo de espectros de neutrones.

El espectro del flujo de neutrones se obtiene como solución de la ecuación de transporte de Boltzmann, la que para problemas estacionarios es la siguiente:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F(r, E, \Omega) + \Sigma_t(r, E) F(r, E, \Omega) = \\ = \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^E c \, dE' \Sigma_S(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) F(r, E', \Omega') + Q(r, E, \Omega) \end{aligned}$$

En este trabajo se buscó realizar un cálculo detallado que proporcionara flujos angulares comparables con los que se miden, sin fuertes aproximaciones en las ecuaciones utilizadas, ni en los procedimientos mismos de cálculo, ni -especialmente- en cuanto a las propiedades de los moderadores las que se describen con los métodos señalados en 2.2.2.. También se requirió que pudiera tenerse en cuenta la anisotropía de los procesos, cuando ello fuera necesario.

Entre los métodos para resolver la ecuación dada anteriormente se tiene:

a. Método de frecuencia de colisión: reproduce la historia de un pulso de neutrones proveniente de una fuente externa en función de la cantidad de colisiones sufridas, y luego de una suficiente cantidad de procesos calcula el espectro estacionario /10/.

b. Método de probabilidad de colisión: emplea esta conocida teoría para el tratamiento de la dependencia espacial del flujo /46/.

c. Método de la ecuación integral: reduce la ecuación general a una de este tipo /9/.

d. Método numérico: encara la resolución de la ecuación numéricamente, tratando de conservar la mayor generalidad /47/. Aquí se reservó esta denominación para el caso general pero debe destacarse que en los otros métodos también se utilizan procedimientos numéricos.

Estos métodos se implementan con ciertas aproximaciones como ser: unidimensional (bidimensional), multigrupo, multi zona,  $P_n$  y  $S_n$ , todas ampliamente conocidas.

Desde el punto de vista práctico es necesario seleccionar las combinaciones entre método y aproximaciones que se encuentren contenidas en los programas de cálculo disponibles.

El programa CAGE /29/ utiliza el primer método con aproximación multigrupo pero no admite dependencia espacial. Calcula a partir de la inyección del pulso de neutrones en la forma de una fuente de moderación el espectro de neutrones des-

pués de cada colisión y el tiempo transcurrido entre ellas, en promedio. También calcula el espectro en estado estacionario y sus momentos temporales. Para utilizarlo se confeccionó una nueva versión llamada NYR261 ( ver APENDICE). Es muy simple y rápido.

El programa ESE /36/ se basa en el segundo método. Y además, reemplaza al núcleo de transferencia y dispersión por dos funciones auxiliares según el modelo secundario de Cadilhac /46/. Opera con una biblioteca propia y calcula con aproximación unidimensional. La corrección por fuga en las otras dimensiones es dificultosa de realizar. y está limitado a pocos puntos espaciales.

El programa THERMOS /48/, resuelve la ecuación integral con dispersión isotrópica y su uso está ampliamente difundido. Es unidimensional, no proporciona flujos angulares y está optimizado para calcular ritmo de reacciones.

El programa DTF-4 /47/ resuelve numéricamente la ecuación de transporte con las aproximaciones unidimensional, multi-grupo, multizona,  $P_n$  y  $S_n$ . Se confeccionaron dos versiones, NYR-0230 y NYRA230, cuyos resúmenes se agregan en el APENDICE. Fue el programa principal utilizado en los cálculos.

Ciertos detalles acerca de los datos empleados y criterios aplicados serán vistos en los casos particulares calculados.



### 3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

Se implementaron, perfeccionaron y revisaron los métodos y técnicas experimentales necesarios para el estudio del campo neutrónico en medios heterogéneos no multiplicativos. En especial en lo que se refiere a la medición de espectros de neutrones de bajas energías dependientes de la posición y ángulo.

En particular:

- Se completaron las instalaciones existentes generales.
- Se desarrolló un blanco pesado más eficiente y se determinaron sus parámetros característicos.
- Se optimizó la transmisión y se mejoró la calidad del camino de vuelo.
- Se verificó un método de monitoraje confiable.

Se analizaron acabadamente las correcciones por tiempo medio de emisión y por fondo, estableciéndose un procedimiento adecuado para controlar la bondad de esta última.

- Se evaluó la resolución en energías y la magnitud de la corrección por función resolución, concluyéndose que no es importante ante tiempos medios de emisión de aproximadamente un 10 % del tiempo de vuelo y que por lo tanto no sería responsable de las discrepancias, entre espectros medidos y calculados, que habitualmente se han observado en estos materiales en la zona de 0,1 a 0,2 eV y que fueron atribuidas a este efecto.
- Se verificó la bondad de la determinación de la sección eficaz de absorción por el método de fuente pulsada.
- Se implementó la obtención del "buckling" local a partir de las distribuciones espaciales del flujo medidas.

Desde el punto de vista de cálculo, puede decirse que fue completada una parte del sistema de cálculo planeado y que incluye refinados métodos y posibilidades bastante generales.

En especial:

- Se adaptaron, pusieron en operación y generalizaron varios

programas.

- Se crearon nuevos elementos de cálculo y nuevas versiones de programas conocidos y ya en uso.
- Se propone una mejor aproximación al problema de la obtención de las fuentes de moderación de cuyo estudio se concluyó la conveniencia de usar el modelo de gas libre para calcular la dependencia en energías descartando al de moderación; y también que la diferencia entre las aproximaciones  $P_0$  y  $P_1$  es suficiente como para considerar la inclusión de esta última como futuro perfeccionamiento del sistema de cálculo.

Todo lo anteriormente citado y descripto fue realizado con la suficiente generalidad como para incrementar realmente las posibilidades de trabajo de la división Neutrones y Reactores del Centro Atómico Bariloche.

#### IV. MEDICIONES Y CALCULOS

Esta parte comprende a los estudios, mediciones y cálculos realizados y a los resultados, discusiones y conclusiones particulares obtenidos.

Según ya fué anticipado se realizó primeramente una investigación acerca de la termalización de neutrones en cada uno de los moderadores en particular y luego, en una interfase formada por los mismos materiales puestos en contacto.

Como gran parte de los resultados y conclusiones provienen de la intercomparación entre espectros de neutrones medidos y calculados, se ha juzgado conveniente incluir las siguientes aclaraciones generales:

- Las comparaciones citadas se realizaron con el programa NYR-341 redactado al efecto ( ver APENDICE).
- La expresión "más duro" (blando), referida a un espectro, significa que su energía media es mayor (menor) que la de aquél con el cual se lo compara.
- La expresión "más (menos) termalizado", referida a un espectro, implica que posee una mayor (menor) relación entre flujo térmico y flujo epitérmico que la de aquél con el cual se lo compara.
- La relación entre flujo térmico y flujo epitérmico está definida como:

$$\frac{\phi_t}{\phi_e} = \frac{(E \times \phi(E))_{\text{máximo}}}{\lim_{E \rightarrow \infty} (E \times \phi(E))}$$

luego, es 1/1,836 veces la habitualmente utilizada /4/.

- En las tablas en que se presentan los espectros se incluyen los valores efectivamente calculados, con respecto a los medidos sólo se muestran los valores obtenidos interpolando en las energías medias de cada grupo.

#### 4. AGUA LIVIANA. /58/

##### 4.1. Antecedentes.

Una completa revisión del estado de los cálculos y experimentos en este material, hasta el año 1960, fue dada por Bayster /59/. Los cálculos de espectros de neutrones por él presentados se basaron en el modelo de Nelkin /60/ y, en muchos casos considerados, se observaron discrepancias de hasta un 50 % entre los espectros medidos y calculados, resultando estos últimos menos termalizados.

Posteriormente fueron realizadas otras comparaciones /61/ utilizando el modelo de gas libre (Wigner-Wilkins) y de hidrógeno ligado de Nelkin. El mejor acuerdo se obtuvo con este último; sin embargo persistían desviaciones del orden del 40 % entre los valores medidos y calculados.

J.C. Young y otros /49/ luego de un considerable desarrollo de modelos moleculares y elementos de cálculo, se basaron en el modelo de hidrógeno ligado de Haywood /49/ (también citado como Haywood II) y en un método desarrollado por Parks /62/ para obtener los datos neutrónicos. Utilizando el programa GATHER-II /42/ en aproximación  $P_0$  (este programa no contempla dependencia espacial) obtuvieron con sus resultados una discrepancia de hasta el 40 %, entre teoría y experimento, en el intervalo de energías de 0,08 a 0,25 eV. Pero ahora el espectro calculado resultó más termalizado que el medido en un 23 % aproximadamente.

Más recientemente Akino /5/ obtuvo un mejor acuerdo en este problema utilizando el modelo citado últimamente. Sus cálculos fueron efectuados con teoría de transporte y en cuanto a la anisotropía de la dispersión, usó hasta aproximación  $P_2$ . Sus resultados teóricos difieren no menos del 20 % con los medidos, siendo más termalizados que éstos como los de la referencia anterior. La discrepancia es atribuida a la perturbación del tubo de extracción.

En suma, las conclusiones más importantes extraídas de los trabajos citados son:

a. El modelo de hidrógeno ligado Haywood II ha dado mejores resultados que el de Nelkin y el llamado anisotrópico /63/.

b. El modelo ligado sería válido hasta una temperatura del moderador de 300°C, similar a la presente en un reactor.

c. Parte de la discrepancia observada al comparar espectros medidos y calculados puede ser debida a la resolución en energías entre 0,1 y 0,3 eV, en donde tanto el flujo como sus derivadas temporales cambian muy rápidamente ( cf. figuras 16 y 17, 1.1.3. ).

d. Se interpreta como principales responsables de dichas discrepancias a los métodos de cálculo y a las técnicas experimentales antes que a la falta de refinamiento del modelo /49/.

e. Si bien se han obtenido resultados satisfactorios en las comparaciones de espectros medidos y calculados en el caso de agua liviana con absorbentes /64/, /49/, /35/, /1/, /65/, /66/, no ha ocurrido lo mismo con el agua liviana pura hasta trabajos recientes como los ya citados.

Ante esto, se encaró la medición del espectro de neutrones en agua liviana pura a temperatura ambiente y en condiciones de medio casi infinito, revisando las técnicas experimentales conocidas y probando nuevas condiciones de medición y elementos de cálculo, según ya fue descrito en 1. y 2..

Previamente al experimento principal se remidieron espectros bien conocidos en soluciones de agua liviana borada a modo de verificación de toda la metodología a aplicar.

## 4.2. Experimentos.

### 4.2.1. Material.

Se utilizó agua liviana destilada cuyos datos principales y recomendados se dan en la Tabla II, y ácido bórico de pureza "pro-análisis". No obstante un análisis químico del mismo indicó una pureza del 98,37 % /67/.

Las soluciones de 6,31 g/l y de 13,77 g/l de dicho ácido en agua, correspondientes a los espectros tomados como referencia ( GA-H<sub>2</sub>O-8A y GA-H<sub>2</sub>O-8B /64/), se formaron mezclando cantidades conocidas de los dos materiales. Su composición y datos principales se agregan en la Tabla III.

### 4.2.2. Geometría.

La geometría utilizada para la medición en condiciones casi infinitas es la que se muestra en la figura 2. Consiste en un tanque cúbico de 30 cm de arista.

Estas dimensiones permiten contar con separabilidad entre las variables energía y espacio en la zona central, según fue verificado con las mediciones por el método de activación.

Dicho tanque fue blindado con una plancha de cadmio y una mezcla de materiales moderadores (parafina) y absorbentes (boro). Esto también fue optimizado con los resultados de las mediciones auxiliares antes citadas.

El recipiente se construyó en chapa de aluminio de 2,0 mm de espesor.

Según se justificó en 1.1.1.2., se colocó un tubo de extracción de latón delgado de 25 mm de diámetro lo que implicó un precolimador de 22 mm de diámetro.

### 4.2.3. Pruebas.

Por constituir ésta una primera medición completa de espectros del flujo de neutrones se efectuaron numerosas prue-

bas y verificaciones.

Estas fueron una continuación de las que ya venían realizando C. Castro Madero y otros /58/ en la división.

Por medio de ellas se verificaron, perfeccionaron y optimizaron las técnicas de medición, los blindajes, las dimensiones del sistema físico, etc, según ya fue descrito.

Las pruebas finales consistieron en la medición de los espectros correspondientes a las soluciones de agua borada ya definidas en 4.2.1..

Los resultados de estas mediciones comparados con los de J.R. Beyster y otros /64/ mostraron muy buen acuerdo en el intervalo de energías de 0,002 a 1,0 eV: fuera del mismo, las desviaciones que se observaron eran fundamentalmente debidas a errores estadísticos.

Si bien no se midió con precisión la temperatura se consideró que con estos resultados se eliminó la posibilidad de obtener ajustes fortuitos.

Los espectros pueden verse en la figura 14 y Tablas IV y V, donde se observa claramente la variación de la forma con la concentración de absorbente. También se muestran en esta figura los resultados del cálculo realizado con el programa CAGE que más adelante se mencionará.

#### 4.2.4. Medición del espectro.

El espectro en agua liviana pura fue medido a 23°C y en el centro del cubo citado.

Para la sustracción del fondo se utilizó un filtro de boro 10 de 2,19 g/cm<sup>2</sup> con una transmisión de 0,9 % a 300 eV para neutrones. Ante radiación gamma se supone la transmisión igual al 100 %, pero no resulta importante en este caso por lo analizado en 1.1.3.2. con referencia a las componentes del fondo. Esto último pudo verificarse tomando espectros en altura de pulsos de la señal total (tubo sin filtro) y de fondo ( con filtro) simultáneamente con los espectros por tiempo de vuelo y comparándolos.

Los datos principales y características de la medición fueron:

- a. Longitud del camino de vuelo: 1724,8 cm.
- b. Sector a presión atmosférica: 76,3 cm.
- c. Ventanas del tubo de vuelo: 4 de aluminio con un espesor total de 0,22 cm.
- d. Acumulación de datos: en 1024 canales de 16  $\mu$ seg cada uno.
- e. Presión atmosférica media: 696 torr.
- f. Presión en el tubo de vuelo: 0,09 torr.
- g. Temperatura en el exterior del edificio: 6,5°C.
- h. Idem en el interior: 21,6°C.
- i. Humedad relativa en el exterior: 76 %.
- j. Idem en el interior: 45 %.
- k. Fondo ambiente:  $1,03 \times 10^{-6}$  cuentas/ $\mu$ seg.
- l. Temperatura media del agua: 23,4°C: medida y controlada a lo largo del experimento con una termocupla calibrada.
- ll. Tiempo de medición sin filtro: 14hs 15 min.
- m. Idem con filtro (fondo) : 7hs 15 min.
- n. Cantidad de mediciones: 6 sin filtro alternadas con 5 de fondo.
- ñ. Diferencia de acumulación entre escalímetros y computadora: 0,2 %.
- o. Diferencia en la relación de monitores: menor que el 1 % ante variaciones de intensidad de fuente de hasta un 60 %.

Las mediciones en las soluciones boradas se efectuaron con valores similares de los parámetros pero menor tiempo de medición; por ello estos espectros muestran peor estadística que el de agua liviana pura que se incluye en la figura 15 y tabla VI.

En la reducción de datos se agruparon los canales contiguos hasta lograr una dispersión estadística mejor que el 5 %

con lo cual se obtuvo un espectro en 130 valores de energía comprendidos entre 61,3 y 0,006 eV.

La corrección por función resolución estaría comprendida dentro del 5 % citado de acuerdo a los cálculos de la misma con el NYRCFR: resultado que coincide con el de comparar los datos del experimento con valores presentados por Beckurts /9/ para acotar este efecto.

La resolución en energías para el espectro en agua pura se observa en la figura 16, es mejor que el 5 % salvo en el intervalo entre 0,033 y 0,34 eV donde no excede el 10 %.

El tiempo medio de emisión se obtuvo de la constante de decaimiento medida, el primer momento temporal calculado con CAGE y el tiempo de moderación (cf.1.1.3.5.) y se lo representa en figura 17. Su relación con el tiempo de vuelo no supera el 2,5 % en las soluciones boradas y el 5 % en el agua pura.

#### 4.2.5. Medición de las distribuciones espaciales.

Se midió la distribución espacial transversal al haz de electrones para obtener la necesaria para la fuente de moderación. Se la grafica en figura 18. Puede observarse que la separabilidad de variables (energía y espacio) está razonablemente asegurada en la zona central.

La medición en la dirección de dicho haz (longitudinal) se muestra en la figura 19, también acusa separabilidad de variables en la zona central y no se nota perturbación debida al tubo de extracción que estuvo colocado durante la medición.

Con estos resultados se obtuvieron los siguientes valores del "buckling":

- Transversal al haz de electrones:  $B_{tr}^2 = 0,0192 \text{ cm}^{-2}$ , que coincide con el valor geométrico siendo la arista de 30 cm y la distancia de extrapolación de 1 cm (valor medido, superior al recomendado en tabla II, su uso implica el poder eliminar del cálculo la pared del recipiente, indicaría una cierta reflexión de neutrones en la misma).

- Longitudinal:  $B_1^2 = -\gamma^2 = -0,0434 \text{ cm}^{-2}$ .

- Transversal a la dirección de cálculo:  $B_{trt}^2 = - 0,0338 \text{ cm}^{-2}$ .
- Total:  $B_T^2 = - 0,0242 \text{ cm}^{-2}$ .

#### 4.2.6. Otras mediciones.

Fue medida la constante de decaimiento del sistema resultando valores que concuerdan con los obtenidos a partir de los parámetros de difusión y el "buckling" aplicando la expresión (1.2.2.); aquéllos fueron:

170, ± 2,  $\mu\text{seg}$  para  $\text{H}_2\text{O}$  pura.

73,9± 0,9  $\mu\text{seg}$  para la solución de 6,31 g/l.

44,0± 0,5  $\mu\text{seg}$  para la solución de 13,77 g/l.

### 4.3. Cálculos.

#### 4.3.1. Modelo molecular.

De acuerdo con los antecedentes que se han mencionado, se ~~adoptó~~ el modelo de hidrógeno ligado en agua citado como Haywood II que aquí se designará ENDF/GASKET /69/ .

Se basa en las características principales del modelo de Nelkin /60/, es decir que atribuye a la molécula la posibilidad de sufrir vibraciones internas que se representan por medio de osciladores de frecuencias 0,205 y 0,48 eV; y además, oscilaciones torsionales donde, en lugar del oscilador de frecuencia 0,06 eV supuesto por Nelkin, utiliza todo un espectro continuo que abarca frecuencias desde 0,04 a 0,165 eV el cual fue medido por Haywood /1/, pero que en el modelo se incorpora modificando reemplazando los picos que muestra a bajas frecuencias, debidos a la traslación no libre de la molécula, por una traslación libre de masa 18.

El oxígeno es considerado como un gas libre de masa 16.

El modelo está limitado a una energía máxima de 2,0 eV.

#### 4.3.2. Secciones eficaces.

Con el modelo nombrado y el programa GASKET se calcularon las leyes de dispersión de hidrógeno ligado en agua y de oxígeno. Fueron verificadas con las que se muestran en /69/.

Luego de efectuar la suma pesada, se obtuvo el núcleo de dispersión y sus momentos de Legendre con FLANGE 1 y posteriormente las constantes de grupo.

Para promediar a éstas se utilizó un espectro de peso calculado con el método de Horowitz-Tretiakoff /9/, el que luego fue reemplazado por el calculado con DTF-4. No se encontró que dichas constantes fueran sensibles al espectro de peso.

Se definieron 30 grupos de energía desde 0,0025 hasta 1,66 eV.

#### 4.3.3. Fuente de moderación.

La fuente distribuída en aproximación  $P_0$  se calculó con el modelo de gas libre para el núcleo de transferencia y usando como distribución espacial, la de neutrones epitérmicos medida por activación en sentido transversal al haz de electrones, o sea en el sentido del cálculo.

#### 4.3.4. Cálculo de espectros.

Los espectro de neutrones se calcularon utilizando tres de los métodos citados en 2.2.5..

Por teoría de transporte, con el programa NYR230 (DTF-4), se calculó en 15 intervalos espaciales de igual espesor, con dispersión isotrópica ( $P_0$ ) y aproximación  $S_8$ .

También se efectuó un cálculo adimensional con CAGE que incluyo al caso de las soluciones boradas.

Finalmente fue hecho otro cálculo unidimensional con el programa NYRESE /36/. Debe destacarse que los datos neutrónicos de la biblioteca de este programa no responden al modelo de hidrógeno ligado que se usó con los anteriores.

#### 4.3.5. Cálculo de la constante de decaimiento y de los parámetros de difusión.

Como una prueba adicional de las constantes de grupo se calcularon la constante de decaimiento y en función del "buckling" y los parámetros de difusión del agua liviana.

Se usó el método descrito por J. Volkis y otros/70/.

La constante de decaimiento calculada reprodujo, dentro del 1%, a los valores experimentales obtenidos por otros autores; los parámetros de difusión también resultaron en buen acuerdo con los valores de ellos conocidos hasta la fecha.

En particular, los valores calculados aquí fueron:

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 = 4926, \text{ seg}^{-1} & C = 3560, \text{ cm}^4 \text{ seg}^{-1} \\ D_0 = 36170, \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1} & F = 318, \text{ cm}^6 \text{ seg}^{-1} \end{array}$$

#### 4.4. Discusión de resultados.

Para efectuar las comparaciones entre los espectros de neutrones medidos y calculados se los normalizó a igual área en la zona de moderación ( $1/E$ ).

Las comparaciones entre los medidos y los calculados con CAGE en agua borada se observan en la figura 14, el acuerdo es satisfactorio. Las mayores desviaciones son debidas a la falta de suficiente estadística de los valores medidos. (Tablas IV y V).

En la figura 15 y Tabla VI está la comparación entre los valores experimentales y el cálculo por teoría de transporte de agua liviana pura.

Se observa un buen acuerdo general; la desviación máxima alcanza al  $\sim 16\%$  (valores calculados mayores que los medidos). Esta diferencia no puede ser atribuida a incertezas estadísticas ni de resolución en energías, ya que no alcanzan ese valor, como así tampoco a la eficiencia del detector que es totalmente confiable a esas energías.

Excepto en el intervalo centrado en  $0,2$  eV, donde se mantiene el desajuste citado por otros autores, las diferencias relativas porcentuales están comprendidas entre  $5$  y  $-2\%$ , con lo que puede afirmarse que ambos espectros resultan igualmente termalizados.

Los resultados del programa CAGE, obtenidos con las mismas secciones eficaces que se usaron con DTF-4, son comparados con el espectro medido en la figura 20.

Fueron calculados dos casos: con el "buckling" constante (que es el de la figura 20) y dependiente de la energía. En ambos casos el espectro medido es más blando y más termalizado que el calculado, siendo la discrepancia mayor en el segundo caso pero solamente en un  $2\%$ .

Las máximas diferencias con el cálculo con CAGE son de  $12\%$  a bajas energías y  $-11\%$  a altas energías, esto implica un cruzamiento de los espectros que desfigura la discrepancia en la zona de  $0,2$  eV. Se considera que de estar igualmente termalizados la diferencia en dicha energía no sería menor de  $-19\%$ .

Finalmente se determinó que la discrepancia entre las

relaciones de flujo térmico y flujo epitérmico, de los espectros medido y calculado con CAGE, equivalía a una disminución del 10% en el "buckling" local lo que era superior al error del mismo.

En la figura 20 se incluye también una intercomparación con los resultados del programa NYRESE. Este ya había sido utilizado anteriormente para casos de agua envenenada con absorbentes lográndose un razonable acuerdo /71/.

Los presentes resultados no aportaron mucho al problema de la termalización de neutrones en agua liviana aunque sí al conocimiento y aplicación del citado programa.

Puede verse (fig.20) que el espectro calculado con NYRESE es mucho menos termalizado que el medido (35%), es decir que existe un efecto similar al observado con CAGE pero más acentuado.

Luego de varios cálculos realizados con NYRESE se dedujo que ello no era debido a una simple sobreestimación de la corrección por fuga sino que pesaría otras causas que incidirían en las diferencias obtenidas. Pudieron individualizarse algunas como las siguientes:

- El programa es menos sensible a la corrección por fuga que los otros utilizados.
- Aún el espectro calculado para medio infinito es menos termalizado que el medido, luego este efecto no es atribuible a la fuga de neutrones sino más bien al tratamiento de los procesos que impliquen intercambio de energía en la colisión.
- Es notable la sensibilidad con la red de energías; entre un cálculo con 195 puntos de energía y otro con 102, éste está menos termalizado en un 7%.
- Algo similar a lo anterior ocurre si se disminuye la cantidad de intervalos espaciales.

A todo lo dicho debería agregarse el efecto de utilizar un modelo distinto del ENDF/GASKET, que no pudo ser observado dada la gran sensibilidad de los resultados ante otros parámetros.

#### 4.5. Conclusiones.

Sobre la base de que podrían mejorarse los resultados, hasta ahora obtenidos, en la medición y cálculo de espectros del flujo de neutrones de bajas energías en agua liviana, y ante la necesidad de lograr resultados preliminares para el posterior estudio de la interfase entre  $H_2O$  y  $D_2O$ , se realizó un trabajo sistemático en el que se puso especial énfasis en la más precisa obtención, corrección y discusión de los espectros experimentales y en la utilización de elementos de cálculo y datos neutrónicos no probados en este problema.

Mediante verificaciones de reproducibilidad de valores medidos por otros autores y otras pruebas se aseguró la confiabilidad de los resultados experimentales.

De la discusión precedente es claro que el mejor acuerdo con el espectro medido en agua liviana pura se ha obtenido usando teoría de transporte con el programa DTF-4.

Todavía persiste una desviación relativa de 16%, no obstante haber logrado disminuir en un 50% la discrepancia que existía en este problema y probado que, al menos en esta parte, la misma era atribuible a las condiciones de medición, métodos de cálculo y datos neutrónicos usados con anterioridad a este trabajo.

Por tanto el desajuste remanente podría atribuirse al modelo de dispersión utilizado, a pesar de no haber sido eso evidente a priori según 4.1.d.. Luego, podría ser de interés futuro comparar el espectro medido con el calculable a partir de los modelos de Butland y Chudley /51/, Jarvis /39/ y Esch /50/ o utilizando el núcleo de dispersión propuesto por Bansal /52/. Lo que excede los alcances de este trabajo.



## 5. AGUA PESADA.

### 5.1. Antecedentes.

A diferencia de lo que se ha expresado para el caso del agua liviana, en agua pesada no se cuenta con muchos antecedentes de mediciones de espectros del flujo de neutrones en función de la posición, especialmente para esta sustancia pura o con leve envenenamiento.

Puede citarse el trabajo de Wydler /124/ que comprende la medición de 9 espectros en soluciones de  $D_2O$  y sales de cadmio, con concentraciones de absorbente de 0,35 ; 0,81 y 1,20 barn/átomo de deuterio (a 0,0253 eV), las que en ningún caso permiten obtener un espectro de neutrones con un máximo para energías térmicas. Los resultados de estas mediciones fueron presentados normalizados, con los espectros calculados, en el intervalo de energías donde se logró el mejor ajuste en cuanto a la forma. De esta manera la discrepancia aparece en la zona de moderación (1/E) y es de aproximadamente un 25%, siendo el flujo calculado menor en todos los casos pero a bajas energías supera al medido.

Desde el punto de vista teórico, Wydler utilizó distintos modelos para calcular el núcleo de dispersión, como ser el de gas perfecto o libre de masa 2,0 , el de gas perfecto o libre de masa efectiva 3,5 (ó 3,59) , el GAKER o Melkin-Noneck /125/ y el de Haywood /79/. Pero no arriba a conclusiones definitivas respecto del origen de la discrepancia; no obstante, en las figuras en que presenta los resultados, el modelo de Haywood muestra un mejor ajuste con los valores experimentales a bajas energías pero en los espectros dependientes de la posición y no en los dependientes del tiempo.

Desde aquí ya se encuentra cierta dificultad para identificar a los distintos modelos, por ejemplo: el citado, sin referencia, como gas libre de masa 3,59 y en otro lugar del mismo trabajo /124/ como gas perfecto, sería el más conocido como de Brown-St John.

Por su parte Beyster /64/ presenta los resultados de

tres investigaciones, que son:

a. Medición y cálculo del espectro de neutrones en 8 puntos espaciales en una solución de  $D_2O$  borada (2,1 barn/átomo de deuterio). Las discrepancias entre valores medidos y calculados son del orden del  $\pm 5\%$  para la zona central de un recipiente de 45,7 cm por 45,7 cm por 25 cm, y están comprendidas entre 20 y  $- 5\%$  cerca del contorno. Se calculó con el programa GAPLSN /77/ en aproximación  $P_1$  usando el modelo CAKEP.

b. Similar al anterior, otro estudio se realiza en 3 puntos espaciales y en una solución de  $D_2O$  y  $Cd(NO_3)_2$  de concentración equivalente a 2,4 barn/átomo de deuterio. Se emplearon los mismos elementos de cálculo lográndose diferencias, entre valores medidos y calculados, comprendidas entre 15 y  $- 10\%$ .

c. Con la misma solución de b. colocada rodeando a una barra de combustible nuclear, en geometría cilíndrica (30 cm de alto y 18,4 cm de diámetro), se midió el espectro del flujo angular de neutrones a  $0^\circ$  y en 5 posiciones dentro del moderador. Las diferencias con el cálculo resultaron entre el 50 y  $- 30\%$ . Se utilizó el programa 1-DF (que es una versión del DTF-4) y el modelo de Koppel /69/ para el deuterio ligado en agua pesada.

Como se ve, no se cuenta con antecedentes suficientes para  $D_2O$  pura o levemente envenenada como para ser aplicados directamente al problema de la interfase.

Es necesario pues estudiar el problema homogéneo de  $D_2O$  con mayor detalle que lo hecho para  $H_2O$ .

## 5.2. Experimentos.

Si bien la problemática es similar a la del agua liviana, la falta de antecedentes ya citada, obligó a considerar y discutir algunos otros aspectos.

También se buscaron algunos resultados colaterales: aún cuando se pensaba estudiar la interfase en geometría rectangular, el problema del  $D_2O$  se encaró en geometría cilíndrica, lo cual permitió mejorar el tratamiento de la fuga de neutrones, completar información acerca de las posibilidades y opciones de distintos programas de cálculo, e incluso obtener resultados preliminares para trabajos futuros, como el estudio de un sistema físico formado por una barra de combustible nuclear inmersa en  $D_2O$ .

### 5.2.1. Material.

El agua pesada fue proporcionada por la Central Nuclear en Atucha (CNA), bajo supervisión del OIEA.

Uno de los problemas iniciales que se plantearon fue el de seleccionar datos generales recomendados para este material incluyendo sus principales propiedades, así como datos neutrónicos a energía térmica, y a energías de 1,0 a 2,0 eV para ser utilizados en el cálculo de la fuente de moderación.

A lo largo del trabajo y luego de una consulta bibliográfica, se debieron formar 3 conjuntos de datos:

a.  $D_2O$  (100%): conjunto básico de este material.

b.  $D_2O$  (99,69%): responde a la concentración del  $D_2O$  que fuera comunicada por la CNA /78/ en forma preliminar; se utilizó en las estimaciones por cálculo de los espectros.

c.  $D_2O$  (99,53%): esta concentración proviene de un análisis solicitado a la CNA /78/ y realizado sobre una muestra tomada del recipiente experimental; el que además indicó la presencia de litio, sodio, hierro, cloro, óxido de silicio y boro, en forma de impurezas. La concentración de estas impurezas se obtuvo por medio de la medición de la constante de decaimiento (1.2.) según se describe en 5.2.4..

El equivalente en boro del total de impurezas resultó ser de:

$$N_B = 5,60 \times 10^{-6} \text{ át/barn cm}$$

Esta concentración equivale a 0,32 g/l de  $B_2O_3$ , y a 0,064 barn/átomo de deuterio (a 0,0253 eV). Comparándola con las citadas en 5.1. se puede considerar el  $D_2O$  usada como muy levemente envenenada.

Los conjuntos de datos correspondientes a  $D_2O$  (100%) y  $D_2O$  (99,53%) se incluyen como Tabla VII.

En cuanto al problema de protección radiológica y seguridad, no pudo conseguirse un informe de seguridad para el experimento pero no se requirieron medidas especiales dada la baja actividad del material ( 0,5  $\mu$ Curie/ml). En efecto, siendo la incorporación máxima anual permisible de tritio de  $1,2 \times 10^4 \mu$ Ci/año, para condiciones normales de trabajo (Tabla 1 de /134/), ella equivaldría a la ingestión de 24 l de  $D_2O$ . En este caso puede pensarse que el riesgo no excedió de algunos mililitros que pudieran haberse evaporado durante los trasvases.

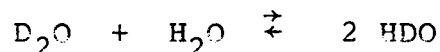
Por otra parte, se tuvo especial cuidado en mantener el  $D_2O$  limpia y sin contacto con el aire, para lo cual se construyó un circuito de trasvase en atmósfera de nitrógeno. El desplazamiento del  $D_2O$  entre los recipientes de almacenaje y experimento se realizó por diferencia de nivel y de presión de nitrógeno.

En lo referente a seguridad y manipuleo se recibió asesoramiento de la CNA, incluso por medio de una visita realizada a dicha central en oportunidad de su carga con  $D_2O$ .

Para prevenir pérdidas, el recipiente se probó con presión antes de cada trasvase.

A fin de poder calcular los valores macroscópicos de las secciones eficaces se requiere llegar a la densidad atómica o molecular de cada componente del material a partir de los datos del análisis.

La pureza del  $D_2O$  viene expresada en tanto por ciento molar. El material puede considerarse como una mezcla de  $D_2O$  con  $H_2O$  en donde se establece la siguiente ecuación de equilibrio:



Llamando K a la fracción molar de cada componente la constante de equilibrio a 23°C es /80/:

$$\frac{K_{\text{HDO}}^2}{K_{\text{D}_2\text{O}} \times K_{\text{H}_2\text{O}}} = 3,75$$

de donde para la concentración 99,53% resulta:

$$K_{\text{D}_2\text{O}} = 0,9953$$

$$K_{\text{HDO}} = 0,0047$$

$$K_{\text{H}_2\text{O}} = 6, \times 10^{-6}$$

En realidad estos valores provienen de que por el método utilizado para determinar la concentración (análisis espectrofotométrico) se ha medido la absorción de luz debida al HDO /83/, por lo tanto la fracción molar asegurada es la de esta sustancia ,0,0047.

Desde el punto de vista del cálculo no se conoce un modelo ni ley de dispersión para hidrógeno o deuterio ligado en HDO, entonces podría optarse por no tener en cuenta la contaminación, lo cual no es real ya que ésta implica un cambio importante de las propiedades neutrónicas.

La solución adoptada consiste en suponer que puede aplicarse la ley de dispersión del H(H<sub>2</sub>O) al H(HDO) y la del D(D<sub>2</sub>O) al D(HDO). Con ello resulta una concentración equivalente o nominal de:

$$K_{\text{D}_2\text{O}} = 0,9977$$

$$K_{\text{HDO}} = 0,0000$$

$$K_{\text{H}_2\text{O}} = 0,0023$$

que fue la utilizada para calcular las densidades moleculares.

### 5.2.2. Planificación del experimento, diseño y construcción del sistema físico.

Se requiere medir en agua pesada un espectro calculable y comparable con el obtenido por cálculo a fin de llegar a resultados que contribuyan en el problema de la termalización de neutrones en este material y puedan servir de base al posterior

estudio de la interfase.

Por las razones expuestas en 5.2. se eligió una geometría cilíndrica.

Siendo que se utilizarán preferentemente programas de cálculo unidimensionales, conviene que la altura del cilindro sea suficiente como para implicar una mínima corrección por fuga de neutrones y asegurar que se establezca una distribución espacial de tipo exponencial de la población de neutrones en esa dirección,

Para estimar las dimensiones se partió de un criterio basado en la constante de decaimiento del sistema a estudiar.

Las exigencias experimentales para el uso del método de tiempo de vuelo implican que la corrección a éste,  $t_v$ , debida al tiempo medio de emisión no debe ser muy importante desde que éste rige la resolución en energías alcanzable (1.1.3.6.).

Sobre la base de haber usado con éxito 2,5% en  $H_2O$ , se lo adoptó como cota para la relación entre estos tiempos, y considerando que a bajas energías el tiempo medio de emisión es igual al de decaimiento,  $t_d$ , será  $t_d = 0,025 \times t_v$ . Luego, para un camino de vuelo de 17 metros y neutrones térmicos (0,0253 eV):

$$t_d = 0,025 \times 8000 \mu\text{seg} = 200 \mu\text{seg}$$

Por otra parte, el tiempo de decaimiento máximo corresponde al medio infinito y vale:

$$t_d = 1 / (\Sigma_a(v_0) \times v_0)$$

con lo cual la sección eficaz macroscópica de absorción del medio deberá ser:

$$\Sigma_a(2200 \text{ m/seg}) = 0,0277 \text{ cm}^{-1}$$

Despreciando la absorción del  $D_2O$ , el valor antedicho corresponde a un envenenamiento de 0,233 g/l de  $H_3BO_3$  o su equivalente en otro absorbente.

En una solución de esta concentración la longitud de difusión,  $L$ , es de 6,0 cm. Es razonable entonces un radio de 18 cm, equivalente a 3 longitudes de difusión, para esperar tener un espectro bien termalizado en la zona central del cilindro.

Para la altura se adoptó 50 cm considerando que la fuente térmica plana que se establece en el sistema podría estar ubicada a 12 cm (  $2L$  ) de la base cercana al blanco y que el

efecto de borde de la otra base del cilindro se sentiría en otra longitud equivalente, luego restaría una zona central de más de 20 cm en donde es de esperar que el "buckling" axial no presente una dependencia espacial importante.

El criterio enunciado y las dimensiones elegidas fueron discutidos con los resultados de otros autores /65/, /1/, /49/ y /35/, concluyéndose que eran adecuados para el experimento.

Conviene hacer notar que no fue necesario envenenar según lo anterior ya que la condición temporal fue satisfecha en exceso con las impurezas que contenía el agua pesada y, aún más, por el efecto de fuga.

Seguidamente se efectuaron estimaciones por cálculo de los resultados a esperar, utilizando el programa NYRA230 (cf.2.2.5.) en aproximaciones  $P_0$  y  $S_6$ .

Para ésto se calculó una fuente de moderación preliminar y un conjunto de constantes de grupo de  $D_2O$  (99,69%), obtenido a partir de la ley de dispersión del  $H_2O$  (4.3.2.) y de la del  $D_2O$  que se describe en 5.3.2., promediando en 30 grupos de energía con un espectro de peso calculado con el método de Horowitz-Tretiakoff /9/. El efecto del  $H_2O$  de contaminación resultó ser de aproximadamente un 2% en las secciones eficaces de dispersión y de ninguna manera despreciable en la de absorción. Ante la imposibilidad de estimar el "buckling" local se usó un valor ficticio, luego lo válido de las estimaciones son sólo las diferencias relativas que mostraron.

Con los espectros calculados en esta estimación se determinaron las relaciones entre flujo térmico y epitérmico en función de la posición, graficadas en la figura 21, donde también se muestra la variación relativa espacial del flujo epitérmico.

Pudo observarse que efectivamente era de esperar espectros termalizados en la zona central, y también que existirían diferencias observables entre los espectros correspondientes a los radios de 10,5 ; 14,0 y 18,0 cm medidos a  $0^\circ$  y  $180^\circ$ . Esto creó la posibilidad de ampliar el plan experimental inicial extendiendo el estudio a otros puntos espaciales y ángulos del sistema físico.

Finalmente se completaron las especificaciones del recipiente experimental que se muestran en figuras 22 y 23. El construido resultó ser más voluminoso, en la parte estructural, que el de dichas figuras. Consiste en un cilindro de chapa de 3 mm de acero inoxidable de 18 cm de radio interior por 50 cm de altura también interior, con una tapa atornillada y cerrada con "O" ring en una base. A 25 cm de su altura posee un orificio y sistema de cierre con doble "O" ring que permite desplazar, en la dirección del radio, un tubo (de extracción) de acero inoxidable y pared delgada de 2,5 cm de diámetro, pulido exterior e interiormente, con una delgada tapa de aluminio en su extremo interior al recipiente. El radio real en la dirección de la brida de este tubo resultó ser de 17,8 cm que fue el valor adoptado en los cálculos.

Otro tubo de iguales características está colocado sobre el eje de la geometría con su sistema de cierre en la tapa; en ésta también se ubicó un pequeño tubo que penetra 10 cm en el interior para alojar un detector monitor.

Sobre la generatriz y a 90° del tubo radial se previeron dos orificios de llenado y un recipiente compensador para contener el  $D_2O$  desplazada al mover los tubos evitando así la entrada de burbujas. Como dicho recipiente era de muy difícil limpieza se lo reemplazó con una manguera de gran diámetro.

El cilindro se ubicó en una mesa especial donde podía rotar alrededor de su eje de modo de permitir colocar el tubo de extracción en posición vertical para realizar los desplazamientos del mismo con mayor seguridad de no ocasionar pérdidas de  $D_2O$ .

### 5.2.3. Medición de las distribuciones espaciales.

Los resultados de la medición transversal, a lo largo de un diámetro, pueden verse en la figura 24; se ha representado también la función  $J_0(r)$  de Bessel evaluada con la distancia de extrapolación de Tabla VII. Dicha función es la prevista por la teoría de difusión y se observa un razonable acuerdo con los valores experimentales térmicos, lo cual confirma la bondad del

blindaje hacia el lado izquierdo de la figura. Del lado derecho, donde se encuentra el orificio para colocar el tubo de extracción, los valores medidos son mayores que los de la citada función debido a la falta de blindaje en ese punto.

El valor del "buckling" resultó coincidir prácticamente con el derivado de la expresión geométrica: y fue:

- para energías térmicas:  $B_r^2 = 0,0136 \text{ cm}^{-2}$
- para energías epitérmicas:  $B_r^2 = 0,0126 \text{ cm}^{-2}$

Para el cálculo de la fuente de moderación distribuida se utilizó el promedio de los valores epitérmicos medidos, correspondientes a igual radio, dado que para los programas de cálculo la distribución debe ser simétrica.

En sentido longitudinal, ver figura 25, se observó no separabilidad de la variable E, luego tiene mayor sentido aún el determinar un "buckling" dependiente de la energía. Resultó:

- el valor térmico, válido entre 21 a 29 cm desde la base donde se ubica el blanco:  
 $-B_z^2 = \gamma^2 = 0,00153 \text{ cm}^{-2}$
- el valor epitérmico, válido entre 21 a 33 cm desde el punto citado:  
 $-B_z^2 = \gamma^2 = 0,00190 \text{ cm}^{-2}$

La diferencia entre ambos, relativa al valor térmico, es del 24%, y desde el punto de vista de su uso en el cálculo no se la juzgó tan importante como para intentar un mayor detalle en su dependencia en energías. Por lo tanto se usó el valor epitérmico para el cálculo de la fuente de moderación, y el térmico para el de los espectros, en primera aproximación.

Los "bucklings" totales en la zona de medición resultaron:

- térmico:  $B_T^2 = 0,0121 \text{ cm}^{-2}$
- epitérmico:  $B_T^2 = 0,0107 \text{ cm}^{-2}$

Por su parte, los valores geométricos son:

- térmico:  $B_z^2 = 0,0035 \text{ cm}^{-2}$  y  $B_T^2 = 0,0137 \text{ cm}^{-2}$
- epitérmico:  $B_z^2 = 0,0032 \text{ cm}^{-2}$  y  $B_T^2 = 0,0171 \text{ cm}^{-2}$

#### 5.2.4. Medición de la constante de decaimiento.

En este caso, además de su uso para determinar el tiempo medio de emisión, se la requirió para obtener la concentración de impurezas del  $D_2O$ .

A fin de extremar las precauciones para asegurar la correcta medición de este parámetro, se realizaron pruebas con el recipiente lleno con  $H_2O$ . En estas condiciones, la constante calculada con CAGE resultó:

$$\alpha = 5674 \pm 284 \text{ seg}^{-1}$$

mientras que la evaluada con los parámetros de difusión fue:

$$\alpha = 5600 \pm 280 \text{ seg}^{-1}$$

Seguidamente se seleccionaron las mejores condiciones de medición y el lugar menos perturbado por armónicas superiores del decaimiento, obteniéndose experimentalmente:

$$\alpha_m = 5550 \pm 50 \text{ seg}^{-1}$$

donde el error que se indica corresponde a la dispersión que muestra el valor de  $\alpha_m$  cuando se lo obtiene a partir de distintos puntos de la curva de decaimiento, en su zona exponencial.

Esta medición se realizó en el tubo longitudinal; fue repetida con el tubo de extracción penetrando totalmente en el  $H_2O$  sin que se notara perturbación.

Dado los buenos resultados de este experimento se pasó a estudiar el recipiente lleno de  $D_2O$ .

En primer lugar se calculó la constante de decaimiento para  $D_2O$  (99,53%) considerando que no contiene impurezas, resultando:

$$\alpha = 3610 \pm 218 \text{ seg}^{-1}$$

por su parte el valor medido fue:

$$\alpha_m = 4542 \pm 272 \text{ seg}^{-1}$$

Despreciando las variaciones de los parámetros de difusión debidas a las impurezas presentes y definiendolas por su equivalente en boro, la densidad atómica de éste es:

$$N_B = (\alpha - \alpha_m) / (\sigma_a(v_0) \times v_0)$$

siendo  $\sigma_a(v_0) = 759$  barn, la sección eficaz térmica de absorción

del boro y  $v_0 = 2,2 \times 10^5$  cm/seg; con lo cual:

$$N_B = ( 5,60 \pm 0,34 ) \times 10^{-6} \text{ át/barn cm}$$

Como este resultado es básico para la preparación de los datos para los cálculos se midió nuevamente la constante pero en otro recipiente, es decir cambiando el "buckling". Se colocó el  $D_2O$  en un paralelepípedo de  $50 \times 50 \times 20$  cm<sup>3</sup> al que debería corresponderle, teóricamente, el valor:

$$\alpha = 4470 \pm 230 \text{ seg}^{-1}$$

siendo el resultado de la medición:

$$\alpha = 5400 \pm 100 \text{ seg}^{-1}$$

La diferencia implica una concentración de impurezas, equivalentes en boro, de:

$$N_B = ( 5,60 \pm 0,30 ) \times 10^{-6} \text{ át/barn cm}$$

con lo cual quedó confirmada dicha concentración.

Finalmente se repitió el cálculo con CAGE para  $D_2O$  (99,53%) y esta concentración de boro resultando, para geometría cilíndrica:

$$\alpha = 4600 \pm 230 \text{ seg}^{-1}$$

o sea que reprodujo al valor medido.

Esta constante de decaimiento implica que el tiempo respectivo es de:

$$t_d = \alpha^{-1} = 220 \text{ seg}$$

con este tiempo, los resultados del cálculo antes citado y el tiempo de moderación, se obtuvo el tiempo medio de emisión (cf. 1.1.3.5.) que se consigna en la figura 26. Allí puede verse también que esta corrección es a lo sumo un 5,3% del tiempo de vuelo lo que se considera perfectamente aceptable por conocerse  $t_{me}$  con  $\pm 6\%$ .

#### 5.2.5. Medición de espectros.

Considerando los antecedentes del problema y las posibilidades que brinda la geometría diseñada según las estimaciones realizadas (cf. 5.2.2.) se decidió comenzar aquí con el estudio

de espectros del flujo angular a sugerencia de M.Kuechle y H. Wuerz. Para ello se midieron los siguientes espectros:

- escalar: en el centro del cilindro.
- angulares: (en la dirección del diámetro)
  - a  $0^\circ$  (hacia afuera) para  $r = 10,5 ; 14,0 ; 16,0 ; 17,0$  y  $17,8$  cm.
  - a  $180^\circ$  (hacia el centro) para  $r = 10,5 ; 14,0$  cm ,  
(y no a mayores radios por lo débil de la fuente de neutrones en esas posiciones)

En los casos del espectro central ( $r=0,0$ cm) y de fuga ( $r=17,8$ cm) se prolongó el intervalo de energías medido hasta los menores valores posibles.

Los datos principales y características de las mediciones se agregan como Tabla VIII. En todos los casos los datos auxiliares temperaturas, humedades y presiones se tomaron cada hora y se intercalaron mediciones parciales de señal total (tubo libre) con otras de fondo, a fin de poder usar valores promedio de estas magnitudes.

Se verificó que el fondo ambiente estuviera efectivamente no correlacionado con el tiempo. Se controló permanentemente la bondad de la sustracción de fondo por medio de los espectros en altura de pulso (cf.1.1.3.2.c.).

La relación de cuentas entre los dos monitores utilizados fue, en promedio, de  $5,770 \pm 0,074$  (desviación cuadrática media), luego puede considerarse que los espectros medidos están normalizados entre sí dentro de un 1,5%.

El espectro central fue medido dos veces, una al iniciar la serie a  $0^\circ$  y otra antes de la serie a  $180^\circ$ . Esto fue otra verificación ya que en cada serie se utilizaron tubos de extracción de diferente longitud.

El valor medio de la temperatura del  $D_2O$  para todos los espectros fue de  $23,3^\circ C$  con una desviación máxima de  $0,5^\circ C$ , por lo que los cálculos se efectuaron con el núcleo de dispersión calculado a  $23^\circ C$ .

La reducción de los datos experimentales se realizó con el programa NYR383 (cf.1.1.3.) usando las tablas de secciones

eficaces ya citadas (cf.1.1.3.4.) para la corrección por transmisión y la eficiencia del detector de Tabla I. 51

Para cada espectro se calculó la corrección por función resolución, que resultó no mayor que el 1,5% en todos los casos; no obstante, fue incluida ya que su peso relativo, ahora definido, era una de las incógnitas iniciales.

En la figura 27, pueden verse los factores de corrección para los espectros a  $0^\circ$  en  $r=16,0$  ;  $17,0$  y  $17,8\text{cm}$ , que por ser una función de las derivadas temporales del espectro, muestran una forma especial. Para energías mayores que  $0,1$  eV la corrección tiende a disminuir los valores del espectro, especialmente en un entorno de  $0,15\text{eV}$ ; pero prácticamente no lo modifica para energías mayores que  $1,0$  eV. Entre  $0,1$  y  $0,035$  eV la corrección es positiva y no mayor del 1%; finalmente para energías menores que  $0,035$  eV vuelve a ser negativa.

La resolución en energías correspondiente al espectro central se graficó en la figura 16. Es mejor que el 5% para energías menores que  $0,02$  eV y mayores que  $0,27$  eV, y para energías comprendidas entre las citadas alcanza hasta el 11%. La resolución de los demás espectros medidos es similar.

En la figura 16 puede compararse esta resolución con la del espectro en  $\text{H}_2\text{O}$ . Se observa que en  $\text{D}_2\text{O}$  el máximo está desplazado hacia menores energías como consecuencia del mayor tiempo que requieren los neutrones para moderarse en  $\text{D}_2\text{O}$  hasta igual energía que en  $\text{H}_2\text{O}$ .

La dependencia espacial del campo neutrónico puede verse en los espectros medidos a  $0^\circ$ , figura 28, y en los medidos a  $180^\circ$ , figura 29. En este sentido la resolución del espectrómetro ha resultado muy buena, al punto que hay perfecta diferenciación entre los espectros medidos a  $16,0$ , a  $17,0$  y a  $17,8\text{cm}$ ; el segundo (fig.28) fue representado dividido por 2, pues en la escala del dibujo los puntos resultarían confusos.

Cabe destacar que los espectros centrales ( $r=0,0\text{cm}$ ) medidos al iniciar cada serie, según fue citado, coincidieron dentro de los errores estadísticos.

### 5.3. Cálculos.

El primer problema consiste en seleccionar el modelo molecular, para el tratamiento de la dispersión de neutrones de bajas energías en agua pesada, a ser utilizado en los cálculos.

Se realizó una revisión tendiente a identificar y clasificar los distintos modelos conocidos, establecer su evolución y estudiar la experiencia con ellos obtenida.

Teniendo en cuenta cómo son citados en la bibliografía y analizando sus características distintivas resultan 12 modelos que se incluyen como Tabla IX. Allí se indica la referencia más representativa de cada uno, por ejemplo aquella donde se le atribuye una cierta designación.

A pesar de la cantidad de modelos que se han identificado se los puede considerar como pertenecientes a dos únicos tipos: los que suponen a los átomos libres y los que los tratan como ligados químicamente. Pero, para observar la evolución de su perfeccionamiento, resulta más claro si se subdivide a estos últimos de acuerdo con la forma en que es interpretada la ligadura. Con esto la clasificación queda:

- A. Modelos libres o de átomos libres o gaseosos.
- B. Modelos ligados discretos o de átomos ligados con un espectro discreto de frecuencias, modelos de osciladores.
- C. Modelos ligados continuos o de átomos ligados con un espectro continuo de frecuencias.

Puede observarse en la Tabla IX que una clasificación como la precedente responde prácticamente a la evolución cronológica de la formulación de los modelos.

Salvo el modelo de Jarvis /39/ todos los demás consideran al oxígeno como un gas libre, es decir que se refieren al deuterio ligado en  $D_2O$  (  $D(D_2O)$  ).

5.3.1.1. Los del tipo A puede decirse que son una extensión de los utilizados en el intervalo de energías correspondiente a moderación; el efecto de las uniones químicas es tenido en cuenta por medio de la definición de una masa efectiva /88/ en reemplazo de la masa real, y en algunos casos se la interpreta como un

parámetro de ajuste /84/. Por ejemplo, el modelo gaseoso adopta 2,0 para la masa del deuterio /84/ mientras que con el de Brown-St John se ha usado: 3,6 /84/, /88/ ó 3,59 /73/, /89/, siendo 17,6 la masa del oxígeno.

En forma relativa, el modelo de Brown-St John sería más adecuado que el gaseoso /91/, fue comparado con el de Butler pero sin llegarse a conclusiones definitivas /84/, y con respecto al de Honeck reproduce peor las secciones eficaces.

En cuanto a su capacidad para reproducir espectros de neutrones medidos, el modelo de Brown-St John es superado por el de Nelkin-Honeck, y aún más por el de Haywood /124/.

En síntesis, puede afirmarse que en general no parece que hayan dado muy buenos resultados siendo superados por otros más desarrollados y refinados /90/.

Hay que destacar que en lo referente a la calidad de los modelos que se expresa en esta discusión, sólo se han tenido en cuenta los resultados de las verificaciones habituales que se realizan y que comprenden comparaciones entre valores experimentales y calculados de: secciones eficaces totales, diferenciales y doble diferenciales, parámetros de difusión, leyes de dispersión, y espectros de neutrones en distintas condiciones.

5.3.1.2. El modelo representativo de los del tipo B es el de Nelkin /60/ formulado para  $H_2O$  y aplicado formalmente al  $D_2O$  cambiando sus parámetros.

Los grados de libertad de la molécula (vibraciones, traslaciones y rotaciones) se representan con 4 osciladores; las moléculas se suponen libres pero con una cierta masa efectiva de concepción similar a la de los del tipo A.

El modelo de Nelkin-Honeck /125/ tiene los siguientes parámetros:

- Masas: de traslación 20,0; de rotación 4,11; de vibración 14,52.
- Frecuencias: de rotación 0,05 eV; de vibración 0,15 eV y dos osciladores de 0,35 eV.

No considera efectos de coherencia.

Butler /86/ y /92/ rediscute los grados de libertad moleculares llegando a que el valor de las frecuencias de los osciladores es levemente distinto del de las anteriormente citadas 0,048; 0,146; 0,3385 y 0,3385 eV, respectivamente; además incluye el efecto de coherencia. Koppel /86/ presenta un resumen del tratamiento del efecto de coherencia y modifica los parámetros usados por Butler.

Por su parte Young /65/ en realidad adopta los valores ya dados por Honeck para los parámetros del modelo por lo cual no se lo considera como uno nuevo.

Finalmente Mc Murry /87/ retoma el problema de la traslación no libre de la molécula suponiendo que el agua pesada se compone de un 17% de moléculas de masa 20 (o sea libres); de un 41,5% de masa 83 y de un 41,5% de masa 167.

Con el modelo de Honeck se obtuvieron secciones eficaces totales y parámetros de difusión con buenos resultados /125/, /93/, así como espectros en distintas condiciones /94/, /64/. Pero algunos autores comienzan a advertir que la presencia de hidrógeno, aún en pequeñas cantidades, puede alterar los resultados conocidos /90/ y se considera esta contribución suponiendo al hidrógeno como un gas libre de masa 2,74 con lo cual /89/ se logran mejores resultados que con los simples modelos libres.

Por otra parte se pueden citar comparaciones de resultados de cálculo de espectros obtenidos con el modelo de Honeck y el de Haywood /124/, /88/ en que éste reproduce mejor a los valores medidos.

El modelo de Butler fue verificado con mediciones de secciones eficaces totales y diferenciales y con espectros poco dependientes de la posición /53/, /86/, se juzgó que el efecto de coherencia no era importante a energías mayores que 0,002 eV y que incluso existiría alguna suerte de cancelación que no lo haría observable /95/.

A pesar de las mejoras citadas, según la opinión de Sinclair /85/ y de Neill /91/, todos los modelos conocidos hasta el año 1965 eran deficientes.

Con el modelo de Mc Murry se calculó la ley de dispersión /65/ la que no resultó en buen acuerdo con valores medidos.

Los resultados logrados con estos modelos se consideraron satisfactorios en un principio pero luego se los ha ido cuestionando; no obstante, conservan una relativa vigencia.

5.3.1.3. Los modelos ligados continuos, tipo C, consideran a los grados de libertad combinando bandas o espectros de frecuencias con osciladores, lo que implica un mayor detalle de la dinámica molecular.

El modelo de Haywood /85/ reemplaza dos de los osciladores definidos por Honeck por un espectro de frecuencias continuo obtenido experimentalmente. Totalmente similar es el de Koppel-Young /96/, /88/, /87/.

La diversidad que se ha encontrado en cuanto a denominaciones proviene del uso de distintos espectros de frecuencias.

Puede citarse como característico de este tipo al ENDF /GASKET /69/ que considera vibraciones representadas por dos osciladores de frecuencias 0,142 y 0,305 eV respectivamente, oscilaciones torsionales mediante una banda de frecuencias obtenida por Haywood /91/ levemente modificada para facilitar el cálculo, y traslación libre de la molécula con masa 20.

Con el modelo de Haywood se mejoraron resultados referentes a espectros de neutrones /124/; el de Koppel-Young /87/ comparado con el de Mc Murry en el cálculo de la ley de dispersión no dió resultados definitivos. El ENDF/GASKET /69/ ha sido utilizado para calcular las leyes de dispersión con destino a la biblioteca ENDF lo cual implica una seria evaluación del mismo.

5.3.1.4. De toda esta revisión surge que no hay resultados definitivos en cuanto a una estricta valoración de la bondad de los distintos modelos.

Los del tipo C no han sido objeto de verificaciones tan sistemáticas como los de los otros tipos, pero puede afirmarse que son los que han proporcionado los mejores resultados hasta el momento.

Los problemas relativos al efecto de la coherencia y de la traslación no libre de la molécula no están totalmente resueltos.

Suponiendo que las aproximaciones incoherente y de traslación libre son suficientes para describir la dinámica molecular, se optó finalmente para este trabajo por el modelo ENDF/GASKET dada su general aceptación en la actualidad.

En lo que respecta a la contaminación de agua liviana se decidió tenerla en cuenta con mayor detalle que la aproximación gas libre, dados los resultados de las estimaciones (cf.5.2.2.); para lo cual se utilizó el modelo ligado adoptado para el agua liviana (cf.4.3.1.).

### 5.3.2. Evaluación del modelo ENDF/GASKET.

La selección del modelo ENDF/GASKET que se ha descrito no llegó a resultados suficientemente concluyentes por lo cual hubo que realizar un estudio, consistente en calcular con dicho modelo funciones como la ley de dispersión, secciones eficaces y parámetros de difusión y comparar con valores publicados por otros autores para obtener información mucho más completa sobre su validez y limitaciones.

5.3.2.1. Modelo ENDF/GASKET: Este modelo utiliza un espectro de frecuencias de Haywood modificado por Koppel-Young-/97/ y considera dispersión incoherente.

En cuanto a su designación se interpretó que la definición cabal del modelo debe contener todos los detalles necesarios para la obtención de la ley de dispersión, los que incluyen a las hipótesis acerca de la dinámica molecular, como ocurre en el caso del ENDF/GASKET según la descripción de Koppel y Houston /69/. Se prefirió esta denominación frente a otras como de Haywood II modificado o de Koppel y Young-/86/, con las que ha sido citado, porque en el primer caso sólo se hace referencia al espectro de frecuencias utilizado /98/ y en el segundo, éste modelo se basó en un espectro de Haywood-Thorson anterior /79/.

Desde un punto de vista general conviene destacar que si bien las características moleculares pueden ser conocidas mediante la aplicación de métodos como la espectroscopía Raman, las frecuencias características de algunos modelos fueron fijadas

dividiendo por  $(2)^{1/2}$ , para tener en cuenta la diferencia de masas, las correspondientes al agua liviana en el modelo de Nelkin /60/. En Tabla X pueden verse los valores de éstas y aquéllas en algunos casos representativos.

Asimismo, debe notarse que en realidad estas frecuencias corresponden a fase gaseosa, y que en estado líquido pueden diferir en cierta medida.

#### 5.3.2.2. Ley de dispersión para $D_2O$ líquida:

a. Cálculo: La ley de dispersión  $S(\alpha, \beta)$  fue calculada a  $296^\circ K$  para el deuterio ligado en  $D_2O$  con el modelo ENDF/GASKET y con la aproximación en éste recomendada para el oxígeno, de considerar sólo su traslación libre con masa 16; en la forma ya descrita (cf. 2.2.2.).

Se siguió el ejemplo de cálculo de Koppel y Houston/69/ utilizando la misma red de 30 valores de intercambio de energía, para  $\beta$  comprendido entre 0,0 y 58,9 (energía máxima 1,5 eV); y otros tantos de intercambio de impulso  $\alpha$ , con valores entre 0,03 y 118,3 para el deuterio y entre 0,0038 y 14,89 para el oxígeno, correspondientes a iguales transferencias de momento porque

$$\alpha_O = m_D/m_O \times \alpha_D = 2,014/16,000 \times \alpha_D$$

La ley de dispersión para  $D_2O$  se obtuvo sumando las anteriores con NYR201 y puede verse en figura 30.

La importancia de la contribución del oxígeno se muestra en figura 31: ella es tal que el modelo que se use para este átomo puede ser crítico para  $\alpha$  mayor que 5, y para  $\alpha$  menor que 0,4 con  $\beta$  menor que 1. Conviene recordar que la contribución relativa del oxígeno a la dispersión en agua pesada es mayor que en agua, debido a que el poder de moderación del deuterio es mucho menor que el del hidrógeno.

b. Comparación con valores medidos: Los conjuntos de valores (puntuales) experimentales con que se cuenta provienen de mediciones de la sección eficaz doble-diferencial, y se los presenta, junto con algunos calculados, en la Tabla XI y en las figuras allí referidas. En dicha Tabla también se asigna una sigla identificatoria de cada conjunto de valores.

Una rápida inspección de estas figuras indica que no es simple hacer comparaciones. Es necesario tener en cuenta varios o todos los conjuntos de valores de  $S$  para cubrir una región razonable en sus variables, y además que no es posible seleccionar a priori un conjunto como característico o que al menos indique la tendencia de los valores experimentales.

Tales discrepancias se atribuyen fundamentalmente a deficiencias en la corrección por dispersión múltiple /103/; Whittemore estima las diferencias entre los conjuntos HY, HA y WH del orden de dicha corrección /87/.

A continuación se discute ~~la~~ comparación entre los distintos conjuntos de valores de  $S$ . Señálase desde ya que las curvas calculadas son lisas y no muestran la "estructura" de las obtenidas experimentalmente. Las diferencias entre los conjuntos de valores son tan grandes que no se tiene en cuenta el efecto de las ligeras diferencias en temperatura,  $T$ , y  $\beta$ , así como el que los valores medidos publicados puedan corresponder a agua pesada con cierto contenido de HDO.

$1.8 < \beta < 3.0$ . Allí se cuenta con mayor cantidad de valores experimentales. Las curvas para  $\beta = 0.2, 0.5, 1.0$  y  $2.4$  han sido representadas en las figuras 36 a 39 respectivamente, porque para esos valores se dispone de curvas experimentales.

$\alpha > 6.0$ : CA concuerda razonablemente con los valores experimentales salvo con EG, que presenta bruscas variaciones no explicadas. Como la contribución a  $S$  del oxígeno es aquí muy importante (figura 31), puede inferirse que el modelo de traslación libre usado con masa 16 es aceptable para  $\beta < 3.0$  en el caso de grandes intercambios de impulso.

$0.2 < \alpha < 6.0$ : el acuerdo es menor, pero todos los conjuntos de valores presentan un máximo relativo que se desplaza hacia menores  $\alpha$  al disminuir  $\beta$ . Los valores EG son del orden de los otros, pero dada su dispersión sería difícil compararlos con los demás, con más precisión. Salvo para  $\beta$  pequeño (región cuasi-elástica) en casi todo este intervalo de  $\alpha$  los valores HY son los más altos de los restantes, seguidos por los HA y a continuación por los WH y CA.

$0,01 < \alpha < 0,2$ ; aquí CA decrece fuertemente al disminuir  $\alpha$ ; los valores experimentales se comportan en forma similar pero más lentamente.

ii.  $\beta > 3,0$ . Allí se han obtenido en cuenta sólo los valores experimentales WH, con los que concuerdan razonablemente CA y MM, aunque a veces con divergencias de distintos signos. Para varios valores de  $\beta$ , WH y MM muestran una tendencia a subir para los valores más altos de  $\alpha$  más marcada que la de CA, precisamente donde el modelo que CA contempla para el oxígeno puede resultar poco preciso (cf. figura 31).

iii. Variaciones notables en S.

La figura 35 muestra en WH, para varios valores de  $\beta$ , un brusco ~~caída~~ ~~caída~~ de S para  $\alpha \approx 3$ , y una caída correspondiente para  $\alpha \approx 10$ . Whittemore /87/, que considera anomalías similares en HA (figuras 38 y 39), interpreta que pueden atribuirse a dispersión coherente, con lo que se explica que no aparezcan en CA y MM (figura 40). Así, los efectos de interferencia serían notables aún para cambios apreciables de energía e impulso, en contra de opiniones anteriores /86/.

En WH (figura 35) se cruzan en  $\alpha \approx 1,2$  las curvas para  $\beta = 5$  y  $\beta = 6$ , y en  $\alpha \approx 2,5$ , las curvas para  $\beta = 10$  y  $\beta = 11$ . Estos cruzamientos aparecen en CA (figura 30) para  $\beta \approx 5,18$  y  $\beta = 5,6$  en  $\alpha \approx 1,6$ , y para  $\beta = 11,03$  y  $\beta = 12,06$  en  $\alpha \approx 3,5$ . A  $\beta = 5,59$  corresponden  $0,14235$  eV, y a  $\beta = 11,98$ ,  $0,30504$  eV, frecuencias para las cuales el modelo ENDF/GASKET considera osciladores (Tabla X). El conjunto de valores WH sugiere pues que esas frecuencias son adecuadas.

En EG (figura 32) se cruzan en  $\alpha \approx 0,25$  las curvas para  $\beta = 0,6$  y  $\beta = 0,7$ . En HY (figura 33), en  $\alpha \approx 0,12$  las de  $\beta = 0,5$  y  $\beta = 0,8$ . Ellas corresponden a aproximadamente  $0,02$  eV. Estos cruzamientos no aparecen en CA; esta divergencia podría estar originada en la eliminación de varios picos de vibración traslacional de la molécula de  $D_2O$  en conjunto, en energías menores que  $0,025$  eV, de la banda de frecuencias propuesta por Haywood /90/. Estos modos fueron reemplazados en el mo-

delo ENDF/GASKET por Koppel y Houston /69/ por traslaciones libres de masa 20 para evitar dificultades numéricas de cálculo.

c. Espectro de frecuencias: También el espectro de frecuencias parece ser un punto débil del modelo.

Whittemore, usando la técnica de extrapolación con:

$$\rho(\beta) = 2 \beta \sinh(\beta/2) \left( \lim_{\alpha \rightarrow 0} (S(\alpha, \beta)/\alpha) \right)$$

obtuvo un espectro de frecuencias /87/. Se lo presenta en la figura 41 junto con el del modelo considerado aquí.

Se observan grandes diferencias, pero debe acotarse que:

- Para el modelo ENDF/GASKET su espectro fue obtenido conociéndose valores de la ley de dispersión medidos sólo hasta  $\beta=3$ .
- Para el espectro de Whittemore, según él mismo señala, la extrapolación debería realizarse para un intervalo de valores de  $\alpha$  apreciablemente más bajos que los medidos por él, particularmente para  $\beta > 5$ .

Esto implica la conveniencia de nuevas mediciones de la ley de dispersión similares a las de Whittemore, que incluyeran  $\alpha$  más pequeños. Su análisis conducente a extrapolar un nuevo espectro de frecuencias debe naturalmente considerar los efectos de coherencia.

Otro aspecto a tener en cuenta en una eventual revisión del espectro del modelo, no es evidente en el de Whittemore por haber éste trabajado para  $\alpha$  y  $\beta$  relativamente altos. Se trata del efecto de considerar libre la traslación de las moléculas de  $D_2O$  ya mencionado.

El trabajo de Esch /59/ para agua liviana puede orientar un enfoque del tratamiento de conglomerados de moléculas en fase líquida. En su modelo, los tamaños de los conglomerados, la constante de difusión según la que se difunden, y la distribución de frecuencias multi-gaussiana con que se representan los niveles de energía de las moléculas aglomeradas, son todas funciones de la temperatura.

Hay antecedentes de opiniones en este sentido. Koppel /110/ ha

discutido las discrepancias de este tipo que se presentan en el caso del agua liviana para  $\alpha$  y  $\beta$  pequeños atribuyéndolas a un incorrecto tratamiento (considerándola como traslación libre) de la difusión de las moléculas en el líquido, planteando el interrogante de volver a considerar al agua como una mezcla de agregados de moléculas similar a la hipótesis del modelo de Mc Murry /102/: así también Egelstaff /111/ trata de explicar las anomalías en  $D_2O$  adjudicándolas al haberse supuesto que el movimiento de las moléculas es libre.

Cierto es que queda como alternativa al mejoramiento de ENDF/GASKET la evaluación, no demasiado promisorias por estar limitado a la aproximación incoherente, del reciente modelo de Jarvis /39/, /104/, /105/, para el que no se dispone de  $S$  calculada. No se contempla la misma posibilidad para el modelo de ancho efectivo "WIMS" presentado por Butland y Chudley /51/ por no ser evidente que traiga aparejada una mejor aproximación.

5.3.2.3. Secciones eficaces: Con la ley de dispersión calculada en este trabajo se generó el núcleo de dispersión y sus momentos de Legendre con FLANGE 1 /38/, utilizando una red de 85 puntos de energía convenientemente elegidos entre 0,0005 y 1,5 eV.

Con la  $S$  tal como fue calculada con GASKET, no se puede extender en forma directa el núcleo de dispersión por encima de 1,5 eV. Se intentó hacerlo en forma aproximada con FLANGE 1, pero apareció una discontinuidad a dicha energía que no existe realmente, y que ya se muestra en las figuras 3 y 6 de un trabajo de Boronovi /106/. El problema así planteado queda abierto por exceder los objetivos del presente trabajo.

Los valores de la sección eficaz total fueron comparados con otros medidos /107/. Estos últimos no difieren significativamente, a los fines de este cotejo, de los mucho más antiguos /25/ utilizados en una comparación anterior /69/, en la que por otra parte la contribución del oxígeno a la sección eficaz calculada se suma como una constante en lugar de estar incorporada en  $S$ .

Las discrepancias que se evidencian en la figura 42 (cf. figura  $D_2O$  5.3 de /69/) están dentro del 1% para energías mayo-

res que 0,75 eV y alcanzan al 6% para valores menores. Si bien esta diferencia es pequeña, el comportamiento de ambos conjuntos de datos es distinto al disminuir la energía: los valores calculados no reproducen el efecto de coherencia que se observa en los medidos por debajo de 0,006 eV, y por lo tanto prácticamente fuera de la zona de interés para el diseño de reactores.

También el valor medio del coseno del ángulo de dispersión calculado  $\bar{\mu}$  puede verse en figura 42, comparado con valores medidos /53/. Guardan un comportamiento similar pero la discrepancia es mayor que en el caso de las secciones eficaces y atribuible a efectos de coherencia /74/ no contemplados en CA. EN la zona de bajas energías los valores experimentales presentan variaciones que no permiten obtener conclusiones. Pero, para energías mayores que 0,1 eV y teniendo en cuenta que  $\bar{\mu} = \sigma_1/\sigma_0$ , que  $\sigma_0 \approx \sigma_T$ , y que el valor calculado de ésta última coincide bien con la medida en esa región, puede concluirse que  $\sigma_1$  está subestimada. Detalle a tener en cuenta en los cálculos en aproximación  $P_1$ .

5.3.2.4. Parámetros de difusión: Como otro paso de la presente evaluación, se calcularon las constantes de grupo promediando los valores microscópicos de las secciones eficaces obtenidas en el punto precedente, y con aquéllas la constante de decaimiento en función del "buckling" y los parámetros de difusión para  $D_2O$  (10%) con el método descrito por Volkis y otros /70/.

La constante de decaimiento se obtuvo para 42 valores del "buckling" comprendidos entre 0,001 y 0,06  $\text{cm}^{-2}$ . El resultado fue comparado con valores medidos por otros autores, ver Tabla XII. Para pequeños valores del "buckling" (grandes geometrías) el acuerdo con las mediciones de Silk y Wade /81/, /82/, /108/ es razonablemente bueno, figura 43. En el caso de valores grandes del "buckling", el cálculo sobrepasa a los resultados experimentales de Daughtry /109/, figura 44.

Los parámetros de difusión calculados aquí se incluyen en la Tabla XIII junto con los medidos y calculados por otros autores. Con respecto a  $\alpha_0$ , tanto su medición como su cálculo son dificultosos dado su pequeño valor. Por este motivo, en este ca-

so se la obtuvo a partir de la sección eficaz de absorción, con  $\sigma_a$  (2200m/seg) = 0,001321 barn /81/.

La constante de difusión  $D_0$  esta en muy buen acuerdo con los otros valores conocidos. El coeficiente de enfriamiento por difusión resultó menor que la mayor parte de los valores con los que se lo comparó. Los pocos resultados disponibles de  $F$  no permitieron evaluar al obtenido en este cálculo.

Se calcularon también los parámetros de difusión para  $D_2O$  (99,53%) y los resultados se incluyen en la Tabla XIII.

5.3.2.5. Conclusiones: Con respecto a la ley de dispersión  $S$ , se tomó especialmente en cuenta que la deficiente corrección por dispersión múltiple afecta gravemente la utilidad de algunos resultados experimentales para evaluar modelos teóricos (cf. 5.3.2.2.b.i).

Estos últimos, mucho más que para el  $H_2O$ , deben contener una descripción adecuada del oxígeno. El tratamiento de su traslación como libre con masa 16 resultó satisfactorio en algunos dominios de  $\alpha$  y  $\beta$ , pero no puede garantizarse que discrepancias que aparecen en otros no tengan su origen en tal crudeza del modelo (cf. 5.3.2.2.b.ii.).

Con estas salvedades, se ha encontrado que en general se subestima  $S$  con ENDF/GASKET. Si a esto se suma la existencia de anomalías localizadas en energías del orden de 0,1 eV, en las curvas con  $\beta$  como parámetro, se presume la conveniencia de considerar la dispersión coherente en el cálculo de dicha función, ratificada por comentarios que siguen acerca de secciones eficaces.

Una observación de carácter favorable al espectro de frecuencias del modelo es la coincidencia de la energía de los osciladores con la de cruzamientos de  $S$  (con parámetro  $\beta$ ), para valores similares de  $\alpha$  en curvas medidas y calculadas. Tales cruzamientos también se observan en las curvas medidas para valores bajos de  $\alpha$  y  $\beta$ ; pero no en las calculadas. Esta discrepancia podría solucionarse con la inclusión de otro oscilador de  $\beta = 0,7$  en el modelo (cf. 5.3.2.2.b.iii.). Dicho agregado implicaría refinar el tratamiento de la traslación no libre de la molécula de  $D_2O$  en fase líquida, y podría considerarse conjuntamente con el esquema de Esch /50/ (cf. 5.3.2.2.c.).

También con respecto al espectro de frecuencias, quedan por aclarar sus diferencias con otro /87/ obtenido igualmente con la técnica de extrapolación con valores experimentales para  $\beta$  grandes (cf.5.3.2.2.c., figura 41).

En lo que toca a las secciones eficaces totales calculadas y medidas, que presentan en general pequeñas diferencias, los valores calculados no reproducen el efecto de coherencia observado en los medidos debajo de los 0,006 eV. Dicho efecto aparece como notable en energías del orden de 0,1 eV por la discrepancia entre valores medidos del valor medio del coseno del ángulo de dispersión y calculados con el modelo en estudio. Por otra parte, el que  $\sigma_1$  resulte subestimada en el cálculo debe ser tenido en cuenta en problemas de neutrónica que se resuelvan con la aproximación  $P_1$  (cf.5.3.2.3.).

El acuerdo observado entre valores calculados y medidos de cantidades integrales como constantes de decaimiento y parámetros de difusión es satisfactorio (cf.5.3.2.4.).

La medición de espectros de neutrones de bajas energías y su comparación con los que se calculan con las secciones eficaces obtenidas a partir del modelo ENDF/GASKET, que se describe posteriormente, puede considerarse como un complemento de esta evaluación.

### 5.3.3. Constantes de grupo.

Con las secciones eficaces calculadas en la evaluación del modelo ya descrita, se obtuvieron las constantes de grupo para los cálculos finales. Se señala que con respecto a las empleadas en las estimaciones (cf.5.2.2) difieren solamente en las concentraciones de  $D_2O$ ,  $H_2O$  y absorbente.

La red de energías fue revisada: la cantidad de 30 grupos ha mostrado dar suficiente detalle por lo que se la mantuvo; también se conservó el límite inferior, 0,0018 eV. En cuanto al límite superior está dado por el modelo y es de 1,5 eV.

Entre dichos límites se definieron los intervalos de energía correspondientes a cada grupo adoptando para ello una separación constante en escala de letargo de 0,22; con lo cual el

ancho del grupo es menor que el decremento logarítmico medio.

Se probaron espectros de peso calculados con el método de Horowitz-Tretiakoff (cf.2.2.3.) para  $D_2O$  100%, 99,69% y 99,53% y no se observaron diferencias entre las constantes de grupo obtenidas con los distintos espectros.

En cuanto al boro se consideró nula su contribución a la dispersión, su sección eficaz de absorción se calculó con la ley  $1/v$  a partir del valor 759 barn para 0,0253 eV.

#### 5.3.4. Fuente de moderación.

Se calcularon dos fuentes distribuidas de moderación, una para el cálculo axial y otra para el radial, en aproximación  $P_0$  en los 30 grupos de energía ya definidos.

Las distribuciones espaciales se obtuvieron interpolando en las epitérmicas medidas (cf.5.2.3.) para una red de 50 puntos equiespaciados en el caso longitudinal o axial, y de 35 radios para el otro caso, elegidos teniendo en cuenta los puntos de medición.

Se consideró modelo de gas libre para una mezcla de D, H y O usando los datos de Tabla VII.

#### 5.3.5. Cálculo de espectros.

El tipo de problema en consideración requiere el uso de un programa basado en teoría de transporte multigrupo con aproximaciones  $S_n$  y  $P_n$  como el DTF-4 (NYRA230), de acuerdo con lo ya discutido en la parte general (cf.2.2.5.).

También puede citarse el ANISN /126/ que sólo diferiría del anterior en su programación ya que responden a la misma teoría no fue utilizado en este caso por no haber finalizado su puesta en operación.

Además es de interés realizar cálculos con otros programas disponibles, al igual que en el caso del  $H_2O$ , como son THERMOS y ESE, aunque no cuentan con dependencia angular sus resultados pueden ser comparados con el espectro medido en el centro.

5.3.5.1. Cálculos con DTF-4: Según los resultados de las mediciones de las distribuciones espaciales (cf. 5.2.3.) la corrección por fuga merece especial consideración.

La corrección basada en utilizar un "buckling" local (medido con hojuelas) constante tiene mayor sentido si se aplica en dirección radial (cálculo axial) que axial (cálculo radial) ya que, en la aproximación de interés, hay separabilidad de variables en  $r$  pero no de  $z$  y  $E$  (cf. figuras 24 y 25), luego puede aceptarse un "buckling" radial.

Por otra parte, un cálculo axial con este "buckling" permite lograr una mejor aproximación al "buckling" axial resultante de la medición con hojuelas.

Se efectuaron cálculos en aproximaciones  $P_0$  y  $P_1$  en dirección axial y en las siguientes condiciones generales:

- Condiciones de contorno: vacío hacia ambos lados.
- 50 intervalos espaciales equiespaciados.
- Precisión para la convergencia: 0,001.
- "Buckling" radial:  $0.0136 \text{ cm}^{-2}$ .
- Aproximación  $S_0$

De sus resultados se analizó la distribución espacial del flujo en el intervalo de energías entre 0,0915 y 0,0380 eV que corresponde al máximo del pico térmico, y se observó que el "buckling" cambia de signo a aproximadamente 25 cm de la base o sea en la zona en que está ubicado el tubo de extracción.

Por lo tanto el "buckling" local axial térmico es aproximadamente cero. En cuanto al epitérmico es negativo pero ante la imposibilidad de suministrar al programa de cálculo un "buckling" dependiente de la energía se seleccionó el valor térmico, como es habitual.

Finalmente se realizó el cálculo radial en las siguientes condiciones generales:

- Condiciones de contorno: hacia la izquierda (interior del sistema físico), reflector; hacia la derecha, vacío.
- 34 intervalos espaciales adecuadamente espaciados.

- Flujo inicial del cálculo anterior.
- Precisión para la convergencia: 0,001.
- "Buckling" axial:  $0,0000 \text{ cm}^{-2}$
- Aproximación  $S_8$  que implica 24 direcciones de cálculo.

El problema principal lo constituyó la selección del conjunto de cuadratura  $S_n$  más adecuado. En principio las 24 direcciones citadas pueden ser incluidas en la actual capacidad del programa.

El conjunto a utilizar debería contener a las direcciones  $0^\circ$  y  $180^\circ$ , con una resolución de  $\pm 16^\circ$  definida por las características geométricas de los tubos de extracción y de vuelo.

Salvo en los conjuntos de cuadraturas simétricos de Lobatto /127/ la dirección  $0^\circ$  no se incluye; pero la admisión de éstos por el programa no es inmediata. Luego se optó por elegir un conjunto cuyas direcciones se aproximen lo más posible a las de medición.

Se analizó un primer conjunto  $S_6$  /128/ cuyas direcciones extremas son:  $14^\circ 58'$  y  $164^\circ 29'$ ; otro  $S_8$  /128/, /126/ de direcciones:  $12^\circ 36'$  y  $167^\circ 5'$ ; y los recomendados por Lathrop /129/ que son el  $P_7T_8$  de direcciones:  $15^\circ 23'$  y  $169^\circ 26'$ ; y el  $DP_3T_8$  en el cual los valores son  $11^\circ 55'$  y  $176^\circ 2'$ .

Dado que la aproximación a  $0^\circ$  con el aumento de direcciones es muy lenta (un conjunto tipo Gauss-Legendre  $S_{16}$  llega hasta  $8^\circ 20'$  /130/), e implica 80 direcciones), se optó por utilizar el  $P_7T_8$  y el  $DP_3T_8$ .

Se realizaron dos cálculos, uno con cada conjunto, y se encontró que para este caso son equivalentes, y que no hay notables diferencias entre los flujos angulares correspondientes a las direcciones extremas.

La necesidad de considerar la anisotropía de la dispersión se muestra en la figura 45. Se la discute en 5.4.1..

A fin de verificar la bondad de este esquema de cálculo axial y radial se compararon los espectros dados por ambos para el centro del cilindro, a través de su relación entre flujos térmico y epitérmico.

Para el flujo escalar ésta fue 4,99 para ambos cálculos.

Para los flujos angulares en la dirección del radio resultó de 4,99 en el cálculo radial a  $0^\circ$  y de 5,02 en el axial a  $90^\circ$ .

Finalmente, para los flujos angulares en la dirección del eje fue de 5,00 en el cálculo radial a  $90^\circ$ , de 5,49 en el axial a  $180^\circ$  y de 4,47 en éste mismo pero a  $0^\circ$ : diferencia que era de esperar por la mejor resolución angular de éste último cálculo, en la dirección citada.

Es decir que ambos cálculos resultan consistentes.

La comparación entre los espectros medidos y los calculados con DTF-4, en dirección radial y con aproximación  $P_1$ , se agrega en las figuras 46, 47 y 48 y Tablas XIV a XXI.

5.3.5.2. Cálculo con THERMOS: El cálculo unidimensional utilizando el método de la ecuación integral que corresponde al citado programa, se realizó a sugerencia de H. Wuerz a fin de conectar el presente trabajo con el realizado por W. Voigts en  $D_2O$  envenenada /4/ y donde THERMOS dió buenos resultados.

Para ello se puso en operación el sistema THERMOL-THERMOS /48/ con material suministrado por el Departamento de Reactores.

Pero a diferencia del THERMOL original que sólo admite los modelos de Nelkin y Brown-St John, y a fin de no introducir otro cambio que el del método de cálculo al de la ecuación integral, se modificó el programa THERMOL de manera tal que formara la biblioteca de datos neutrónicos para este cálculo a partir de las secciones eficaces ya seleccionadas (cf. 5.3.3.).

No se le implementó la corrección por fuga sino que se la realizó consignando el producto  $D B^2$  como la sección eficaz de un material absorbente ficticio.

Se calculó en 18 intervalos espaciales de igual espesor con la misma fuente de moderación que se usara con el DTF-4.

El espectro correspondiente al centro del cilindro se observa en la figura 49.

5.3.5.3. Cálculo con NYRESE: Se continuó con la prueba de este programa y a raíz de los resultados obtenidos en  $H_2O$  se dedicó cier-

to esfuerzo para perfeccionarlo.

Se implementó la posibilidad de completar su biblioteca de funciones auxiliares. Al respecto un trabajo de Parker /131/ sirvió para relacionar las funciones auxiliares del programa, que corresponden a las funciones G y H del modelo secundario /46/ con la ley de dispersión del material y calcularlas a partir de ésta. Con este método se calculó G y H con el modelo ENDF/GASKET.

En la figura 50 se muestran las funciones calculadas por Cadilhac, que integran la biblioteca del programa, y las derivadas del citado modelo, a 23°C. Presentan leves diferencias para energías mayores que 0.4 eV: en la zona hasta 0,1 eV se produce un cruzamiento y por debajo de este valor son muy distintas. Precisamente en esta última zona de energías es donde se encuentra una parte importante del espectro de neutrones, pero como el significado físico de estas funciones no es de ninguna manera inmediato no es posible dar una interpretación de las diferencias apuntadas.

Se efectuaron dos cálculos de espectros uno con cada juego de las funciones citadas y no se encontraron diferencias mayores del 2% por tanto los valores representados en la figura 49 corresponden indistintamente a ambos casos.

### 5.3.6. Temperatura efectiva de los neutrones y función de unión.

La temperatura efectiva de los neutrones puede obtenerse por el método de activación usando hojuelas de lutecio /9/, pero también a partir de los espectros medidos va que, con la hipótesis de que la parte térmica del espectro puede aproximarse con una distribución de Maxwell a una cierta temperatura efectiva T, resulta que:

$$\ln(\phi(E)/E) \sim - E/kT$$

para energías menores que 0.1 eV.

Se procesaron los valores correspondientes al espectro del centro del cilindro con el programa NYRTN /132/ (ver APENDICE) obteniendo:

$T = 326,4 \text{ } ^\circ\text{K}$  , es decir:

$$T/T_0 = 1,10 \pm 0,01$$

siendo  $T_0$  la temperatura del moderador.

Estudiando la variación de esta relación con la absorción del medio y la fuga, varios autores han propuesto expresiones para predecir su valor. Usando los datos de la tabla IV se calculó la relación para el presente caso con la expresión de De Sobri<sup>no</sup> y Clark /133/ que tiene en cuenta los efectos citados, y resultó:

$$T/T_0 = 1,14$$

o sea una diferencia del 4% con el valor experimental.

En el concepto de la temperatura efectiva de los neutrones se basa un método semiempírico para el cálculo de espectros según el cual el flujo puede representarse como la suma de una distribución de Maxwell mas un sumando que varía como  $1/E$  multiplicado por una cierta "función de unión" /9/ todo dependiente de dicha temperatura. Esta aproximación es válida cuando la relación de moderación es mayor que 1,0 ( en el presente caso fue mayor que 30) y para energías menores que 0,13 eV, aunque también proporciona resultados razonables a energías mayores.

Dicha función de unión se obtuvo del espectro central medido, se ha graficado en la figura 51 y sus valores se dan en la Tabla XXII.

#### 5.4. Discusión de resultados.

Se hará referencia aquí a los resultados correspondientes a espectros de neutrones, ya que los otros parciales obtenidos fueron tratados en cada caso.

##### 5.4.1. Anisotropía de la dispersión.

Tanto el cálculo radial como el axial indicaron diferencias entre los espectros calculados con aproximaciones  $P_0$  y  $P_1$ . Los primeros están sistemáticamente más termalizados hasta un 13% en la dirección radial y un 3% en la axial.

En la figura 45 pueden observarse los resultados del cálculo radial para  $r=0,0$  cm y  $r=14,0$ cm a  $0^\circ$  y  $180^\circ$  donde, además de la diferencia citada, muestran distinta forma especialmente en la zona epitérmica ( $1/E$ ).

##### 5.4.2. Preparación de los resultados del cálculo radial con DTF-4.

El cálculo radial es obviamente el más apto para su comparación con los espectros de flujo angular medidos en dirección radial ( $0^\circ$  y  $180^\circ$ ). En lo sucesivo se hará referencia sólo a él.

De los espectros calculados con DTF-4, aquéllos ( $P_1$ ) para los cuales se tuvo en cuenta la anisotropía de la dispersión muestran, según toda lógica, mejor acuerdo con los medidos, por lo que las comparaciones se hacen con ellos ( figuras 46, 47 y 48 y tablas XIV a XXI) y no con los calculados en aproximación  $P_0$ .

Hubo de prestarse atención a la comparación del espectro medido para  $r = 0,0$  cm ya que el radio del tubo de extracción abarca 4 intervalos espaciales. Por ello no se la hizo con el calculado para  $r = 0,0$  cm, sino para el radio que corresponde a la mitad del radio del tubo citado. Un análisis más fino, considerando que el haz de neutrones medido en esa posición se compone del flujo escalar central más una contribución de los flujos a  $90^\circ$  correspondientes al resto del fondo del tubo de extracción, no se justifica por la limitada variación del flujo en esos intervalos ( del orden del 1%).

Además fue necesario realizar extrapolaciones, las que no implicaron grandes correcciones. En efecto, los flujos calculados a  $176^{\circ}26'$  se extrapolaron a  $180^{\circ}$ , con una corrección igual para todas las energías y del orden del 1%, sobre la base de la dependencia angular del flujo epitérmico. En cuanto a la variación de la forma del espectro en ese intervalo angular, se estudió la dependencia del cociente entre los flujos térmico y epitérmico con el ángulo y se halló una diferencia no mayor del 2%, que también fue corregida.

Los calculados a  $15^{\circ} 23'$  se extrapolaron a  $0^{\circ}$  en forma similar, resultando cada una de las dos correcciones citadas no mayor del 2%.

La extrapolación a  $180^{\circ}$  y  $0^{\circ}$  de las variaciones de la forma del espectro en detalle origina correcciones apreciablemente menores que las citadas, por lo que no fueron realizadas.

#### 5.4.3. Comparación de los espectros calculados con DTF-4 y medidos.

Cumplida la preparación de datos descripta hasta aquí, se efectuó con el programa NYR341 (ver APENDICE) la comparación entre el conjunto de los espectros medidos (vinculados entre sí por las indicaciones de los monitores) y el de los calculados (que resultan de un listado único para todos los intervalos espaciales, direcciones y grupos de energía). Para ello se normalizó a ambos conjuntos en un solo punto en  $r, \theta, E$  el centro del cilindro (flujo escalar) para una energía de 1,35 eV. Las comparaciones se muestran en las figuras 46, 47 y 48 y Tablas XIV a XXI. De un examen de éstas últimas no surgen diferencias apreciables en la abscisa del máximo de  $E \times \phi(E)$  entre los espectros medido y calculado para cada valor de  $r$  y  $\theta$ .

En el centro del cilindro (figura 46,  $r = 0,0$  cm y Tabla XIV), el espectro medido es muy poco más bajo en la región térmica, alrededor de un 3%.

Para  $r = 10.5$  cm (figura 47 y Tablas XVII y XVIII) puede observarse perfectamente la anisotropía del flujo. El acuerdo es bueno (diferencia del orden del 5%) en la región térmica. Para la dirección  $0^{\circ}$  el calculado es más bajo que el medido debajo de

0,06 eV, y para  $180^\circ$  sucede lo contrario.

Los resultados en  $r = 14,0$  cm ( figura 46 y Tablas XV y XVI) indican también marcada dependencia angular, mayor como podía esperarse, que la que aparece para  $r = 10,5$  cm. El acuerdo en la región térmica es razonable y las desviaciones de los espectros calculados tienen una forma similar a las de  $r = 10,5$  cm siendo más marcadas, hasta 10% para la dirección  $0^\circ$ ; y hasta 15% para la dirección  $180^\circ$  posiblemente por la medición en esta posición y dirección la más desfavorable por la menor intensidad del haz de neutrones.

Los espectros para la dirección  $0^\circ$  de puntos más cercanos al contorno exterior (figura 48 y Tablas XIX, XX y XXI) muestran diferencias también en la zona térmica. Su comportamiento relativo pasa paulatinamente del buen acuerdo observado en el seno del  $D_2O$  para  $r = 16,0$  cm, a diferencias del orden del 30% para el de fuga en  $r = 17,8$  cm (medido mayor que el calculado).

El intervalo de energías de 0,5 a 0,1 eV merece especial atención pues allí se producen similares entrecruzamientos en todos los espectros: a medida que la energía decrece,  $E \times \phi(E)$  medido comienza a crecer levemente desde su valor epitérmico, mientras  $E \times \phi(E)$  calculado crece menos o decrece; además, el crecimiento franco de  $E \times \phi(E)$  hacia el pico térmico se inicia a menores energías para los medidos que para los calculados.

Por último para casi todos los espectros el acuerdo es muy bueno a la energía más alta (1,5% para todos, salvo los del contorno en que llega al 4%).

#### 5.4.4. Análisis de algunas de las diferencias observadas.

5.4.4.1. Zona de energías menores que 0,06 eV. Postergando la consideración de los dos espectros más cercanos al contorno, puede decirse que a aproximadamente 0,06 eV, valor en el que los espectros alcanzan su máximo, las diferencias entre resultados medidos y calculados no superan el 4%.

A menores energías los espectros calculados son en general menores que los medidos para la dirección  $0^\circ$ ; lo contrario

ocurre con los correspondientes a  $180^\circ$ . En cualquier caso las diferencias no son constantes y no superan el 15%. Podrían ser atribuidas en parte a la anisotropía de la dispersión si se considera (cf. figura 45) que el efecto de ésta ( $P_1$  con respecto de  $P_0$ ) es bajar más los espectros para la dirección  $180^\circ$  que para  $0^\circ$ , tal como sucede con los medidos con respecto de los calculados.

Por su parte los dos espectros medidos cercanos al contorno ( $r = 17,0$  cm y  $r = 17,8$  cm) no guardan buen acuerdo con los calculados; son más altos que éstos un 12% y 22% respectivamente para 0,06 eV, y para energías inferiores se desvían más aún (hasta 21% y 38% respectivamente). No obstante, las diferencias también tienen las características de las de los otros para  $0^\circ$ .

La discrepancia puede estar originada en que las condiciones de medición de esos espectros no son comparables a las de cálculo. En efecto, por las características del recipiente el contorno negro (cadmio) real se encuentra a 3,5 cm del del  $D_2O$  y hay una considerable cantidad de material estructural lo cual contribuye a que los espectros medidos sean más altos. Esto se había vislumbrado al notarse cierta asimetría en la distribución espacial medida con hojuelas.

5.4.4.2. Zona de altas energías: Como se dijo, en los primeros grupos el acuerdo es muy bueno. Luego, hasta 0,5 eV, sigue bueno para los espectros a  $0^\circ$ , pero en aquellos a  $180^\circ$  los valores calculados son menores.

5.4.4.3. Acomodamiento entre las dos zonas citadas: Aquí debe analizarse el hecho de que, a medida que la energía disminuye, crecen en primer término más los espectros medidos, y luego, los calculados originándose un entrecruzamiento entre ellos.

Lo primero puede atribuirse al uso de un "buckling" local constante, ya que en esta zona de energías su valor es negativo y no cero como en la región térmica (cf. 5.2.3. y 5.3.5.1.): con la consecuencia de subestimar el crecimiento a partir del grupo 1 de los espectros calculados.

En cuanto al subsecuente crecimiento relativo de los espectros calculados, muy marcado en aquéllos cuyo pico térmico su-

para al medido, no puede atribuirse al valor del "buckling", por ser todavía las energías suficientemente elevadas como para que, en todo caso, esté todavía sobreestimado, y por ende subestimado el ingreso neto transversal al radio, de neutrones.

Tampoco puede atribuírselo, en medida apreciable, a una subestimación del valor del tiempo medio de emisión sustraído (cf. 5.2.4.), que desplazaría este tramo de los espectros medidos, como se los ve, hacia menores energías que los calculados. Por ejemplo, para  $r = 10,5$  cm el valor del flujo medido a  $0,14$  eV es aproximadamente el del calculado a  $0,15$  eV; pero cambiar aquella energía por ésta implicaría pasar del tiempo de emisión usado (cf. figura 26),  $165$   $\mu$ seg, a  $276,5$   $\mu$ seg, valor superior al máximo, que corresponde a la zona térmica de energías,  $200$   $\mu$ seg  $\pm$  6%.

Queda pues como explicación del crecimiento señalado para los espectros calculados, habida cuenta de que no hay diferencias apreciables en cuanto a la energía de su máximo con la de los medidos (cf. 5.4.3.) una posible sobreestimación de la importancia de los procesos con pérdida de energía ("down-scattering") en la zona epitérmica y una contribución exagerada de la transferencia de neutrones desde grupos de menor energía ("up-scattering"), sumamente notable donde el espectro calculado es relativamente demasiado bajo, a atribuible al mayor ancho de éstos respecto de los medidos.

#### 5.4.5. Espectros calculados con otros programas.

Se comparan en la figura 49, con el angular ( $r = 0,0$  cm,  $\theta = 0^\circ$ ) medido, que concuerda en el orden del 1% (cf. 5.4.2.) con el escalar en esa misma posición. Se normaliza en  $1,35$  eV.

El espectro calculado con NYRESE resultó un 30% más bajo en la zona térmica que el medido y a bajas energías esta diferencia llega hasta el 57%.

Por su parte el resultado (escalar) del THERMOS es más alto en la zona térmica que el medido un 3% y se observan diferencias entre  $4,7$  y  $-7,7$ %, si no se considera la discrepancia del 24% a  $0,002$  eV: se notó que todos los espectros calculados con este programa presentan allí un valor injustificadamente bajo.

Debe destacarse el acuerdo ( dentro del 2,5%) entre los resultados ( $P_0$ ) de THERMOS y los del DTF-4 en aproximación  $P_1$  para  $r = 0,0$  cm.

Como en ambos programas se usaron las mismas secciones eficaces (salvo en el grado de anisotropía), fuente de moderación, y método y "buckling" para calcular la fuga transversal; y como el espectro calculado con DTF-4 en aproximación  $P_0$  ( la misma que usa el THERMOS) supera al  $P_1$  en aproximadamente el 10% en la zona térmica ( más termalizado), ésta es también la discrepancia entre ambos programas para este problema.

### 5.5. Conclusiones.

Se realizó un estudio sistemático acerca de la termalización de neutrones en agua pesada que abarcó desde la selección de sus datos básicos hasta la medición y cálculo de espectros en función de la energía, posición y ángulo.

El agua pesada utilizada contenía una concentración de impurezas cuyo equivalente en boro implica un envenenamiento mucho menor que cualquiera de los correspondientes a casos ya estudiados, según la bibliografía consultada, por lo que el presente trabajo es más hábil para el estudio de la termalización en este material con el grado de pureza con que se lo usa en reactores.

Como consecuencia de un estudio bibliográfico realizado se propone una tabla de datos recomendados para este moderador.

Sin haber agotado el análisis de los modelos moleculares propuestos para el agua pesada, puede decirse que los efectos debidos a procesos coherentes y a la traslación no libre de la molécula no están totalmente resueltos.

Para los cálculos principales se adoptó el modelo ENDF/GASKET que se basa en considerar aproximación incoherente y traslación libre. De su evaluación resultó que sería conveniente poder aumentar la energía máxima, incluida en su definición, hasta 2 ó 3 eV a fin de abarcar una zona de interés para sistemas físicos conteniendo combustibles nucleares. La extrapolación actualmente prevista en el programa FLANGE 1 debería ser revisada.

El modelo citado conduce a una subestimación de la ley de dispersión  $S(\alpha, \beta)$  y de  $\sigma_1$ , lo que unido al desajuste, ya conocido ampliamente, entre la sección eficaz total calculada y la medida, aconsejaría la inclusión de coherencia. Por otra parte, si bien la frecuencia de sus osciladores se confirma con datos experimentales, parecería necesario incluir otro oscilador, con  $\beta=0,7$  relacionado con la traslación no libre de la molécula.

El tratamiento del oxígeno exigiría un mayor refinamiento; debe acotarse que su contribución a la dispersión total es superior en  $D_2O$  que en  $H_2O$ .

En el cálculo de las constantes de grupo se trató el hidrógeno del HDO (hidrógeno de contaminación) utilizando su ley de dispersión en  $H_2O$ . Ante la falta de un modelo y/o de una fun-

ción de este tipo para HDO se supuso una concentración equivalente de 99,77% de D<sub>2</sub>O.

Es de hacer notar que con el modelo utilizado se reproducen adecuadamente los valores de magnitudes integrales como la constante de decaimiento y los parámetros de difusión.

Una red de energías adecuada permitió reducir la importancia relativa de los espectros de peso en el cálculo de las constantes de grupo.

Se ha mostrado la importancia de efectuar estimaciones previas para la planificación detallada del experimento aún cuando pudieran estar afectadas de ciertas imprecisiones como ser la debida a la predicción del valor de la constante de relajación para un sistema físico como el considerado, para lo cual no se conoce una expresión adecuada. También quedó en evidencia la conveniencia de la determinación experimental de la concentración de impurezas "in situ" por medio de la medición de la constante de decaimiento.

Las distribuciones espaciales medidas y los resultados generales obtenidos han confirmado la bondad de este sistema físico para realizar estudios en D<sub>2</sub>O.

Fue analizada e incluida en los espectros medidos la corrección por función resolución, la cual no resultó ser importante en magnitud.

A partir de los resultados obtenidos de los espectros medidos se halló la temperatura efectiva de los neutrones y que puede predecirse razonablemente bien con expresiones semiempíricas conocidas.

Con ésta y la función de unión también deducida de aquellos puede accederse a los métodos semiempíricos de cálculo de espectros, muy adecuados para obtener espectros de peso.

Se ha establecido la conveniencia de modificar al programa DTF-4 a fin de que acepte conjuntos de cuadraturas del tipo de Lobatto, buckling dependiente de la energía y, como aconsejan otros autores, fuente anisotrópica y del reemplazo del programa THERMOL por datos provenientes de bibliotecas, convirtiéndolo en utilitario del THERMOS.

El cálculo  $S_n$  realizado no resultó muy sensible a los

distintos conjuntos de cuadraturas recomendados por Lathrop y, como además era de esperar, las extrapolaciones de los resultados de las direcciones extremas del cálculo a las medidas,  $0^\circ$  y  $180^\circ$ , no resultaron importantes por ser el medio homogéneo.

En el cálculo por teoría de transporte resultó un efecto apreciable de anisotropía de la dispersión en todo el cilindro, siendo más termalizados los espectros calculados en aproximación  $P_0$  que los  $P_1$ .

El acuerdo entre los espectros medidos y calculados es, como era de esperarse, mejor para la aproximación  $P_1$  que para la  $P_0$  y resultó, en general, bueno y mejor que los conocidos, si se tiene en cuenta que el muy bajo envenenamiento del agua pesada utilizada en este trabajo dificulta el problema al implicar espectros más termalizados, con una definida doble inflexión en el empalme entre la zona epitérmica y la térmica, mediciones con mayores tiempos de emisión y cálculos con mayor importancia relativa de la fuga. El que el acuerdo sea apreciablemente mejor que el obtenido por otros autores explica la discusión de fuentes de discrepancias no contempladas anteriormente (cf. 5.4.4. et seq.).

En efecto, las discrepancias encontradas están comprendidas entre  $\pm 15\%$  salvo en las dos posiciones más cercanas al borde del recipiente en que la condición de contorno experimental no coincide con la utilizada en el cálculo.

No siendo el estudio del espectro en el contorno un objetivo expreso de este trabajo, queda para el futuro el analizarlo con procedimientos que permitan reducir la divergencia observada.

En particular debe señalarse la coincidencia en la zona térmica, con diferencias de alrededor del 3%, del espectro medido y el calculado en el centro del cilindro, donde se obviaron las limitaciones del cálculo unidimensional en la aproximación de transporte con un cálculo axial previo (cf. 5.3.5.1.) a lo largo del eje  $z$ , con el agregado de que la información para la dependencia axial de la fuente de moderación se había medido también para  $r=0$ .

Sobre esta base, que no presenta antecedentes en problemas de la dificultad del presente, puede adjudicarse a las técnicas experimentales empleadas en este trabajo un elevado grado

de confiabilidad. En cuanto a los métodos de cálculo, quedan abiertas como posibilidades para mejorar sus resultados:

- El cálculo bidimensional en la aproximación de transporte soportado por el conocimiento de la fuente de moderación a través de mediciones por activación en más posiciones del radio.

- El uso de un orden de anisotropía mayor y, eventualmente, de una aproximación  $S_n$  mayor, todo lo cual requiere una computadora de mayor capacidad que la disponible en el CAB, cuyas posibilidades han sido explotadas al máximo.

- Y las mejoras ya señaladas al modelo ENDF/GASKET, que podrían corregir su subestimación de  $\sigma_1$  (cf.5.3.2.3.), y reducir (cf. figura 45) la levemente exagerada termalización que se observa en el espectro central calculado y, como promedio de direcciones, en los demás del seno del agua pesada.

Experimentalmente se obtuvo excelente resolución tanto espacial como angular; ésta permitió observar claramente la variación de la anisotropía del flujo.

Fueron probados distintos métodos de cálculo, en particular tres de los citados en la parte general. Con todos se usaron datos neutrónicos derivados del mismo modelo; por lo tanto, las diferencias serían intrínsecas. Se analizó el espectro central.

Los resultados del THERMOS presentan muy buen acuerdo con los del DTF-4 en aproximación  $P_1$  y hay una diferencia del 10% con los de aproximación  $P_0$ .

Esta divergencia entre dos programas muy usados lleva a considerar como satisfactoria el haber logrado, en el presente trabajo, reducir a los valores señalados en 5.4.3. las diferencias entre los espectros medidos y los calculados con la mejor aproximación utilizada.

Con respecto a los resultados del programa NYRESE, subestiman apreciablemente el pico térmico como en el caso del  $H_2O$  (cf.4.4.) a pesar de haberse calculado con dos modelos moleculares distintos (cf.5.3.5.4.).

Finalmente y completando lo ya expresado, si se considera a esta comparación de espectros como parte de la evaluación del modelo ENDF/GASKET, se vislumbran como posibles alternativas para etapas ulteriores, un mejoramiento del mismo y la evaluación del más reciente de Jarvis.

## 6. INTERFASE ENTRE AGUA LIVIANA Y AGUA PESADA.

### 6.1. Antecedentes.

Según ya fue citado Antúnez y otros /53/ realizaron algunas estimaciones por cálculo en un sistema formado por H<sub>2</sub>O con 24 g/l de H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub> (equivalente a 2,99 barn/átomo de H, a 0,0253eV) y D<sub>2</sub>O con 25 g/l de (NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>Cd (2,44 barn/átomo de D), utilizando el programa GAPLSN en aproximación S<sub>4</sub>, y constantes de grupo obtenidas a partir del modelo de Nelkin /60/ para el H<sub>2</sub>O y del de Honneck /125/ para el D<sub>2</sub>O. En dicho trabajo se concluyó que a pocos centímetros de la interfase entre estos materiales existiría una diferencia observable entre los espectros escalares calculados en aproximación P<sub>0</sub> y P<sub>1</sub> debida a un efecto de anisotropía de la dispersión.

Con respecto a resultados experimentales pueden citarse los trabajos de Beyster /97/ y /135/ en los que se estudia una interfase entre difenilo envenenado con borato de etilo (3,9 barn/átomo de H) y D<sub>2</sub>O envenenada con nitrato de cadmio (2,44 barn/átomo de D) a 80°C; se calculó con el programa 1DF en aproximación S<sub>8</sub> y usando el modelo de Haywood para el D<sub>2</sub>O /98/.

Tanto en un medio como en el otro la comparación, de valores medidos con calculados, de la relación entre el flujo térmico y el epitérmico indica diferencias importantes, que en el sector con D<sub>2</sub>O son, aproximadamente:

Distancia a la interfase (cm)	Discrepancia máxima (%)
1,1	40
3,3	38
5,5	40
7,7	30
12,8	20

en todos los casos los espectros medidos son más termalizados.

Los autores hacen notar que el ajuste mejora al alejarse de la interfase y ya a 12,8 cm la discrepancia está de acuerdo con los resultados obtenidos al estudiar el D<sub>2</sub>O como medio homogéneo /65/.

Esta experiencia sugeriría que el mejor ajuste a espe-

rar con los resultados de la interfase debería ser del orden de los logrados al estudiar a cada material en particular.

## 6.2. Experimentos.

Considerando el sistema a estudiar como un doble paralelepípedo con una cara común, se presentaron varias posibilidades en cuanto a la ubicación relativa entre el blanco pesado, el tubo de extracción y el sistema.

Todas fueron analizadas teniendo en cuenta las siguientes condiciones:

- Máxima eficiencia del blanco: implica la colocación del mismo con su reflector orientado hacia una pared del recipiente.
- Mínima cantidad de cambios de orientación del recipiente al medir a distintos ángulos, o sea, posibilidad de irradiar siempre sobre la misma pared u otra equivalente.
- Mínimas modificaciones a realizar en el precolimador y en el LINAC para poder ubicar el recipiente.
- Conservación de la forma de la fuente de moderación distribuída en todas las mediciones.
- Máxima simplicidad del recipiente.

La configuración que reúne las mejores condiciones para lo anteriormente nombrado, resultó ser la que se muestra en la figura 52, con las rotaciones que se indican a continuación. Con este esquema los neutrones del blanco inciden paralelos a la interfase en todas las mediciones. Elegida para el cálculo unidimensional, la dirección perpendicular a la interfase con sentido desde el  $H_2O$  hacia el  $D_2O$ , colocando el recipiente con el  $D_2O$  hacia el tubo de vuelo puede medirse el espectro a  $0^\circ$ , girándolo  $180^\circ$  según un eje vertical se mide en esa dirección y rotándolo  $90^\circ$  alrededor del haz de electrodos se obtiene la ubicación para medir a  $90^\circ$ .

Las mediciones espaciales y temporales resultan así comunes para las tres posiciones.

El plan experimental quedó definido entonces así:

a. Con la interfase vertical y la parte del recipiente con  $D_2O$  hacia el tubo de vuelo se mide:

- La distribución espacial de la población de neutrones, en la dirección de la altura (perpendicular al plano de la figura 52) en ambos materiales y cerca de la interfase; y en las direcciones perpendicular y paralela ("longitudinal", en el plano de la figura 52) a la misma.
- La constante de decaimiento en varios puntos espaciales.
- Espectros por tiempo de vuelo a  $90^\circ$  en  $D_2O$ .

b. Con la interfase vertical y la parte del recipiente con  $H_2O$  hacia el tubo de vuelo se miden espectros por tiempo de vuelo a  $180^\circ$  en este medio (posición que se muestra en figura 52).

c. Con la interfase horizontal se miden espectros a  $90^\circ$  en  $H_2O$  y  $D_2O$ .

Este plan permite obtener, fundamentalmente, la siguiente información:

- El valor del "buckling" local.
- La constante de decaimiento en función de la posición.
- Espectros del flujo angular de neutrones en los dos materiales, en función de la posición cerca de la interfase y en tres direcciones.

Esto se considera suficiente para la discusión de los datos neutrónicos, métodos y teorías utilizados en el cálculo.

#### 6.2.1. Estimaciones por cálculo y dimensionamiento del sistema físico.

De los resultados de los casos  $H_2O$  y  $D_2O$  (cf. 4. y 5.) se estimó que podían adoptarse 50 cm para las dimensiones transversales, alto y largo, y unos 20 cm para el espesor; con lo que el recipiente estaría compuesto por dos tanques de  $50 \times 50 \times 20 \text{ cm}^3$  con una pared (de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ ) común.

Contando ya con datos preliminares de las partes anterior

res se realizaron algunos cálculos estimativos para definir mejor el experimento.

En primer lugar se calculó con DTF-4 en aproximaciones  $S_4$  y  $P_0$ , en 20 puntos espaciales equidistantes, en dirección perpendicular a la interfase, con 30 grupos de energía y un conjunto de constantes de grupo y de fuente de moderación preliminares. También se realizó un cálculo con THERMOS.

Los resultados de ambos programas mostraron un razonable acuerdo en la zona de la interfase, no así en la cercana al contorno del  $H_2O$ .

Se analizó la relación entre los flujos térmico y epitérmico escalares calculados en función de la posición, de lo cual resultó que esta relación variaría en forma observable (aproximadamente en un 10%) hasta al menos unos 5 cm hacia el  $H_2O$  y 3 cm hacia el  $D_2O$ ; además, el espectro de neutrones se "ablandaría" al avanzar desde el  $D_2O$  hacia el  $H_2O$ .

Por otra parte, las predicciones del DTF-4 en cuanto a espectros del flujo angular también indicaron diferencias observables de la relación antes citada entre las direcciones  $180^\circ$ ,  $109^\circ$  y  $28^\circ$ .

Así se seleccionaron los siguientes puntos de medición (expresadas en distancia desde la interfase): en  $D_2O$ , 1,6; 3,1 y 4,6 cm y en  $H_2O$ , 0,5; 1,5 y 3,0 cm; a los que posteriormente se agregaron un punto cercano a cada uno de los contornos exteriores.

#### 6.2.2. Diseño, especificaciones y construcción del recipiente.

El diseño mecánico del recipiente contempló las dimensiones estimadas anteriormente, la necesaria rigidez, los orificios para la colocación de los tubos de extracción y otros para monitores y mediciones auxiliares con sus correspondientes dispositivos de cierre, así como facilidades para efectuar los trasvases.

El sistema físico se puede apreciar en la figura 52; el sector correspondiente al  $D_2O$  se construyó en acero inoxidable; las paredes exteriores, fondo y tapa son de 3,0 mm de espesor y la interfase de 1,5 mm; posee una pestaña donde se acopla el sec-

tor de  $H_2O$  mediante una doble planchuela atornillada y con junta de neoprene. En la tapa se colocaron dos tubos, para introducir el  $D_2O$  y de entrada y salida de nitrógeno; además cuenta con otro tubo a nivel del fondo para el vaciado. Todos estos tubos estaban terminados con un trozo de manguera de plástico y una llave. †

El recinto para el  $H_2O$  se formó con una caja de aluminio de tres paredes y fondo, también con tapa, acoplada a la anterior según se explicó.

El recipiente completo cuenta con un orificio en el centro de cada cara de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  con bridas especiales de cierre, donde se colocan sendos tubos de extracción deslizables para las mediciones por tiempo de vuelo y activación. En el sector de  $D_2O$  hay tres orificios más, ubicados dos a 2,5 cm de la interfase, uno en la tapa para mediciones por activación en altura y colocación de monitores, otro en la pared posterior para similar función pero en sentido longitudinal; y el tercero a 3.1 cm en el fondo para mediciones por tiempo de vuelo.

En el sector de  $H_2O$  se encuentra uno equivalente al último de los tubos citados, a 3,5 cm.

El recipiente fue objeto de numerosas pruebas para verificar la bondad de los cierres y otras características. Fue necesario colocar diversos refuerzos para evitar deformaciones, se agregaron dos marcos de hierro por la parte exterior a un tercio y dos tercios de la altura; contramarcos también de hierro en las tapas y cuatro separadores de bronce en el sector del  $H_2O$  para prevenir desplazamientos de la interfase.

Las dimensiones finales resultaron:

- Sector  $D_2O$ : largo: 50,0 cm; ancho: 20,8 cm; alto: 50,5 cm.
- Sector  $H_2O$ : largo: 49,6 cm; ancho: 19,3 cm; alto: 50,2 cm.

Las dimensiones fueron verificadas con el recipiente lleno y se tuvieron en cuenta pequeñas deformaciones originadas por la diferencia de presión entre los sectores durante el llenado.

Los tubos fueron marcados para regular su inserción.

Los tubos de extracción se construyeron de acero inoxidable con pared delgada (de 0.4 mm) de espesor y 11 mm de diámetro interior. Se les colocó tapones de aluminio de 0,4 mm de espesor pintados con laca.

### 6.2.3. Medición de las distribuciones espaciales.

Al considerar la interfase aparecen novedades importantes desde el punto de vista de la relación entre estas mediciones con el cálculo de la fuente de moderación y la determinación del "buckling" local a ser utilizado en la corrección por fuga de neutrones en dirección transversal a la del cálculo.

No es de esperar encontrar zonas con separabilidad de variables ni con simple dependencia espacial.

De acuerdo con el plan experimental que se ha citado se realizaron mediciones como para obtener la distribución espacial de los neutrones en las tres dimensiones del sistema.

En el sector de  $D_2O$  se midió a 2,5 cm de la interfase y paralelamente a ella, tanto en sentido longitudinal (el del haz de electrones) como vertical y además en forma perpendicular a la zona central de aquélla.

En  $H_2O$  se realizó una serie similar repitiendo la medición longitudinal a 1,0; 3,5 y 10,0 cm de la interfase.

Se utilizaron portahojuelas de aluminio de 2,0 cm de separación entre hojuelas y las técnicas de medición y de reducción de datos ya descriptas.

#### 6.2.3.1. Medición perpendicular al centro de la interfase: Los resultados obtenidos, actividad térmica, epitérmica y la relación entre ellas se muestran en la figura 53.

Previamente se había medido con hojuelas ubicadas a 4,0 cm y también ubicándolas directamente en el  $D_2O$ , es decir no en el tubo de extracción. En ningún caso hubo perturbación observable, pues las diferencias entre las distintas mediciones fueron menores que un 4% y distribuidas al azar.

Puede notarse (figura 53) la falta de separabilidad de variables en todo el recinto, así como el efecto de la interfase en la actividad epitérmica, que corresponde a la fuente de moderación en el sector con  $D_2O$  ella es de forma  $\cos(ax)$  (correspondiente a una longitud de 40 cm aproximadamente), y en el seno del  $H_2O$  es exponencial y decae con una constante de relajación de  $0,287 \text{ cm}^{-1}$ .

Por su parte la actividad térmica en  $D_2O$  tiene forma

$\cos(bx)$  (corresponde a aproximadamente 40 cm), y así se prolonga hasta unos 2,0 cm dentro del  $H_2O$ , desde donde disminuye exponencialmente con una constante de relajación de  $0,2236 \text{ cm}^{-1}$ , hasta aproximadamente 5,0 cm del contorno donde ya se observa el efecto de éste.

Por lo tanto en la zona central del  $H_2O$  se tendrá el comportamiento de una pila exponencial originada por la fuente de neutrones real (blanco pasado) superpuesto con el de otra que reconoce como fuente a la interfase. En la figura 55 se verá a los 18 cm un cambio en la constante de relajación de la distribución espacial longitudinal, que es congruente con el pasaje del predominio de la primera al de la segunda.

Además puede notarse el aumento en la relación entre las dos actividades, y por tanto uno proporcional en la de los flujos, en la zona central del  $H_2O$ , lo cual indica una mayor termalización de los neutrones.

6.2.3.2. Mediciones paralelas a la interfase: En las figuras 54 y 55 se incluyen las distribuciones espaciales medidas en sentido longitudinal a 2,5 cm de la interfase en  $D_2O$  y a 3,5 cm en  $H_2O$  respectivamente.

Se observa en ambos casos una zona central, en donde se ubica el tubo de extracción, en que hay separabilidad de variables según lo muestra la constancia de la relación entre las actividades térmica y epitérmica.

En sentido vertical la distribución resultó ser de forma  $\cos(cy)$  (correspondiendo a la dimensión real) como era de esperar.

6.2.3.3. "Bucklings" locales y distancias de extrapolación: Para obtener valores del "buckling" local se aproximaron las distribuciones espaciales medidas con funciones simples, aún por tramos, determinándose con que argumento de las mismas se logra el mejor ajuste (cf. 1.3.5.).

Los resultados se dan en la Tabla XXIII.

Como se anticipara, la curvatura según la altura del recipiente es prácticamente la correspondiente al "buckling" geo

métrico.

En sentido longitudinal resultaron valores de la constante de relajación dependientes de la posición y también de la energía.

Completan el cuadro los "bucklings" de la distribución perpendicular a la interfase que marcan grandes diferencias en función de las variables citadas. En este caso no pueden lograrse aproximaciones satisfactorias con funciones simples en todo el recinto; para lograr un acabado estudio en esta dirección se requeriría aplicar un desarrollo en armónicos de esa función.

En todos los casos se extrapoló la distribución espacial para obtener el punto final extrapolado, el cual resultó de acuerdo con los valores para él recomendados; esto convalida la hipótesis de no tener en cuenta a las paredes del recipiente en el cálculo.

#### 6.2.4. Medición de la constante de decaimiento.

En un sistema heterogéneo no puede estimarse el valor de la constante de decaimiento a partir de los parámetros de di fusión porque no está definido cuál es el valor del "buckling" que debe emplearse. Sólo podría acotársela con las correspondientes al sector de  $H_2O$  aislado y al de  $D_2O$  con un reflector que represente el efecto del  $H_2O$ .

El método de calcularla con el programa CAGE, que tan buenos resultados dió en los casos homogéneos, no es directamente aplicable a sistemas heterogéneos como el en estudio.

Se optó entonces por medir la constante en función de la posición.

Previamente se determinaron las condiciones óptimas de /135/ medición midiendo la constante con el recipiente lleno de  $H_2O$  en ambas partes; en particular se realizó un análisis modal de la curva de decaimiento que permitió fijar los parámetros en valores que aseguran la medición del modo fundamental.

La constante medida fue:

$$\alpha = 5241 \pm 260 \text{ seg}^{-1}$$

siendo el valor estimado :  $5371 \text{ seg}^{-1}$ .

Posteriormente se midió con  $H_2O$  y  $D_2O$  en los sectores respectivos, con los siguientes resultados:

- En  $D_2O$ , cerca del contorno:  $4301 \pm 150 \text{ seg}^{-1}$  y cerca de la interfase:  $4349 \pm 50 \text{ seg}^{-1}$ .
- En  $H_2O$ , cerca del contorno:  $4490 \pm 50 \text{ seg}^{-1}$  y cerca de la interfase:  $4279 \pm 120 \text{ seg}^{-1}$ .

Luego, dentro de la precisión de estas mediciones no se observó dependencia espacial.

Con estos valores se obtuvieron las tablas de tiempo medio de emisión completándolas en la forma que se ha descrito en los casos homogéneos.

#### 6.2.5. Medición de espectros.

En este caso se midieron los siguientes espectros:

- En  $D_2O$ , dirección  $0^\circ$ , a 1,6; 3,1 y 4,6 cm desde la interfase y a 1,0 cm desde el contorno exterior (  $r = 21,4; 22,9; 24,4$  y 39,6 cm respectivamente). En dirección  $90^\circ$  a 3,1 cm desde la interfase (  $r = 22,9$  cm).
- En  $H_2O$ , dirección  $180^\circ$ , a 0,5; 1,5 y 3,0 cm desde la interfase y a 2,0 cm desde el contorno exterior (  $r = 19,3; 18,3; 16,8$  y 2,0 cm respectivamente). En dirección  $90^\circ$  a 3,5 cm desde la interfase (  $r = 16,3$  cm).

Los datos y condiciones generales de las mediciones se agregan como Tabla XXIV.

Con respecto a las mediciones anteriores se construyó un nuevo precolimador de  $B_4C$  en polvo cuya efectividad fue verificada mediante distintas pruebas con resultados satisfactorios.

Si bien el monitoreo continuó siendo bueno, no existió una relación entre los valores de las series correspondientes a distintas posiciones del recipiente. Por lo tanto no resultaron normalizados entre sí todos los espectros.

Se tomaron los datos auxiliares y efectuaron los controles y la reducción de datos según ya fue descrito (cf. 5.2.5.).

Los espectros se muestran en las figuras 56 a 60 y Ta-

blas XXV a XXXIV, comparados con los calculados que se describen más adelante.

### 6.3. Cálculos.

#### 6.3.1. Datos básicos.

Sobre la base de la experiencia obtenida en 4. y 5. y haciendo uso de sus resultados se tienen ya los modelos moleculares para ambos materiales, los datos principales, las leyes de dispersión y los momentos de Legendre del núcleo de dispersión.

En cuanto a las constantes de grupo la única diferencia proviene del espectro de peso a utilizar. Ya se había observado muy poco efecto de éste con la red de energías adoptada; no obstante se probó nuevamente su influencia encontrando diferencias despreciables, pues sólo afectó la 4a. ó 5a. cifra significativa ante espectros muy distintos.

#### 6.3.2. Fuente de moderación.

Se obtuvo en la forma habitual. Se adoptó una red de 28 intervalos espaciales de distinta longitud, teniendo en cuenta los puntos de medición y una densificación cerca de la interfase y contornos.

La dependencia de la energía se calculó como en los casos anteriores; se observó que no es muy sensible al valor del "buckling".

La distribución espacial se tomó de los valores epitérmicos medidos (cf. figura 53).

La fuente que se utilizó en las estimaciones responde a una distribución espacial también medida, pero en un sistema D<sub>2</sub>O-parafina de iguales dimensiones que el usado en las mediciones finales, que se montó especialmente para ello antes de contar con el definitivo.

### 6.3.3. Cálculo de espectros.

Este problema tiene iguales requerimientos que el del sistema homogéneo de  $D_2O$ ; por lo tanto y de acuerdo con la experiencia obtenida con el mismo, se utilizaron los programas DTF-4 (versión NYRA230) y THERMOS.

En ninguno de los dos cálculos ~~realizados~~ se tuvo en cuenta el recipiente; se adoptó el método habitual de representarlo por medio de la distancia de extrapolación medida. Según ya se dijo, las mediciones de las distribuciones espaciales no indicaron un efecto observable debido al recipiente.

6.3.3.1. Cálculo con DTF-4: Se realizó en las siguientes condiciones:

- Condiciones de contorno: vacío hacia ambos lados.
- 28 intervalos espaciales.
- Dirección de cálculo: perpendicular a la interfase.
- Flujo inicial: constante.
- Precisión para la convergencia: 0,001.
- "Buckling" local:
  - en dirección de la altura: geométrico, calculado por el programa usando distancia de extrapolación función de la energía.
  - en dirección longitudinal:  $-0,00449 \text{ cm}^{-2}$  en  $D_2O$  y  $-0,00280 \text{ cm}^{-2}$  en  $H_2O$  (cf. Tabla XXIII).
- Aproximación:  $S_8$ , ya que su requerimiento de memoria permite realizar cálculos tanto en aproximación  $P_0$  como  $P_1$ .

Se analizaron varios conjuntos de cuadraturas adoptándose el recomendado por Lathrop (tabla II de /129/), cuyas direcciones extremas son:  $11^\circ 36' 22''$  y  $180^\circ$ ; y las más cercanas a  $90^\circ$ :  $81^\circ 49' 18''$  y  $98^\circ 10' 42''$ . En particular se observó que para mejorar en  $3^\circ$  las aproximaciones a  $0^\circ$  y  $90^\circ$  debería utilizarse aproximación  $S_{16}$ .

Se efectuó un cálculo en aproximación  $P_0$  y otro en aproximación  $P_1$  para el núcleo de dispersión. Los resultados de

éste último pueden verse en figuras 56 a 60 y Tablas XXV a XXXIV.

6.3.3.2. Cálculo con THERMOS: Si bien se utilizaron los mismos datos que para el cálculo con DTF-4, debió reemplazarse la red espacial por una de 20 puntos, debido a limitaciones del programa.

6.3.4. Temperatura efectiva de los neutrones.

A fin de contar con más elementos para analizar mejor el cambio de los índices espectrales cerca de la interfase, se obtuvo la temperatura efectiva de los neutrones según se describió en 5.3.6., tanto para los espectros medidos como para los calculados.

Los valores se representan en las figuras 61 y 62.

#### 6.4. Comparaciones y resultados.

##### 6.4.1. Preparación para la comparación de los espectros calculados con DTF-4 y medidos.

Los espectros medidos fueron comparados en función de la posición, energía y dirección con aquéllos calculados con DTF-4 en aproximación  $P_1$ , ya que esta es más adecuada que  $P_0$ . Se los representa en las figuras 56 a 60 (Tablas XXV a XXXIV). Los calculados fueron previamente preparados con el criterio expresado en 5.4.2..

Se efectuó en la región epitérmica ( $1/E$ ), como para el  $H_2O$  (cf. 4.4.), para cada uno de los cuatro conjuntos de espectros obtenidos en una misma posición del recipiente.

En las figuras 63 y 64 se representan las relaciones entre el flujo térmico y el epitérmico, respectivamente para espectros del flujo angular a  $0^\circ$  en  $D_2O$  y a  $180^\circ$  en  $H_2O$  (con el agregado de un valor para  $90^\circ$  en cada uno de los medios), y para espectros del flujo escalar: medidos, calculados con DTF-4 en aproximaciones  $P_0$  y  $P_1$ , y calculados con THERMOS.

##### 6.4.2. Comparaciones de relaciones entre el flujo térmico y el epitérmico.

En cuanto al efecto sobre estas relaciones de calcular con DTF-4 en aproximación  $P_0$  o  $P_1$ , en el caso de los flujos angulares (cf. figura 63), la diferencia relativa es de: aproximadamente 7% en la interfase ( $P_0$  mayor que  $P_1$ ); aproximadamente 1% y del mismo signo en el sector de  $D_2O$ ; marcadamente observable en los primeros 10 cm a partir del contorno en el  $H_2O$  alcanzando hasta un 40% y del mismo signo; aproximadamente 3%, del signo contrario, salvo cerca de la interfase, en el resto del  $H_2O$ .

En el caso de los escalares (cf. figura 64), la diferencia relativa es: prácticamente nula en el contorno exterior del  $D_2O$ ; aproximadamente 4% ( $P_0$  mayor que  $P_1$ ) en el resto de dicho sector; aproximadamente 3% y del mismo signo en el  $H_2O$  a 1 cm de

la interfase; del orden del 5% y de signo opuesto en el  $H_2O$  entre 3 y 8 cm de la interfase; y marcadamente observable ( $P_0$  mayor que  $P_1$ ) en el  $H_2O$  en los primeros 10 cm a partir del contorno alcanzando hasta un 30%.

Con respecto al antecedente (cf.6.1.) correspondiente a una estimación por cálculo del efecto de la anisotropía de la dispersión en proximidades de una interfase entre los mismos moderadores /53/, no pueden compararse directamente sus predicciones con los resultados obtenidos aquí puesto que las condiciones de cada estudio son muy diferentes. La distinta ubicación de la fuente real (blanco pesado) así como el considerable envenenamiento de los moderadores en aquel caso implican una fuerte diferencia de la fuente distribuida de moderación y de la fuga de neutrones, lo cual puede observarse rápidamente con solo considerar que en el referido antecedente los espectros en  $H_2O$  tienen mayor intensidad que en  $D_2O$  ( figura 2.29 de /53/) a la inversa de lo que ocurre en el presente caso.

En cuanto a la anisotropía del flujo en la interfase, la figura 63 muestra que la relación entre el flujo térmico y el epitérmico calculado a  $0^\circ$  es un 40% más alta que a  $180^\circ$ , hecho que se deriva de las mejores condiciones del  $H_2O$  como reflector de neutrones térmicos que de epitérmicos (cf.figura 53).

Pasando a la comparación entre experimento y cálculo, puede verse excelente acuerdo entre los valores calculados ( $P_1$ ) y los medidos en todo el sector de  $D_2O$  como así también en la medición a  $90^\circ$  en  $H_2O$ ; en este último sector y cerca de la interfase el acuerdo es aceptable. La notable discrepancia que aparece cerca del contorno parece imputable, en parte, a las desfavorables condiciones de la medición (cf.6.4.4.).

Además debe destacarse el aumento de la relación que se está analizando, que llega a su máximo a unos 6 cm del contorno de  $H_2O$  (figura 64), resultado no comparable con el correspondiente a un sistema homogéneo y que es debido a una peculiar configuración de fuentes de moderación (cf.6.2.3.1.) y al mucho mayor poder de moderación del  $H_2O$  para los neutrones epitérmicos, unido al ingreso neto de neutrones que llegan por difusión desde la interfase. Esto fue observado también en la medición de la dis

tribución espacial perpendicular a la interfase (cf. figura 53) que muestra que la población térmica decrece más lento, hacia el contorno del  $H_2O$ , que la epitérmica. Los resultados de esta medición presentan el máximo de la relación más lejos del citado contorno, a 8 cm. Esta diferencia podría deberse a una particular sensibilidad a la dependencia espacial de la fuente de moderación con que se hizo el cálculo, que atenúa su decrecimiento al llegar al contorno de  $H_2O$ .

#### 6.4.3. Espectros en el agua pesada.

En el sector del  $D_2O$  el acuerdo entre los espectros medidos y los calculados con DTF-4 en aproximación  $P_1$  es razonable (figura 56, 57 y 60), estos están más termalizados (es decir, las relaciones flujo térmico a epitérmico de éstos superan a las de aquéllos) hasta en un 12% (cf. figura 53). Con respecto a las diferencias relativas porcentuales en función de la energía, debe hacerse notar que son totalmente similares a las obtenidas en el cilindro de  $D_2O$  para los espectros también a  $0^\circ$ ; en efecto, se produce idéntico cruzamiento en la zona entre casi 1,0 y 0,1 eV (cf. 5.4.4.3.), y guardan la misma forma a energías menores que 0,06 eV (cf. 5.4.4.1.).

Las máximas diferencias relativas alcanzadas son de - 20% (espectro medido menos termalizado) en  $r = 24,4$  cm (figura 56) y  $r = 39,6$  cm (figura 60). Cabe destacar que esta discrepancia máxima es del orden, en valor absoluto, de la mínima obtenida en los trabajos citados como antecedentes /97/ y /135/ de valores medidos y calculados en  $D_2O$  como parte de un sistema heterogéneo, del tipo del estudiado aquí pero envenenado; unas y otras discrepancias son de distinto signo. El caso extremo está dado por los espectros medidos y calculados en dirección paralela a la interfase y a aproximadamente 3,3 cm de ésta cuya relación coincide en el presente trabajo y difiere el 38% en el citado /135/.

Se señala por último, y esto vale tanto para el  $D_2O$  como para el  $H_2O$ , los espectros medidos muestran la muy buena resolución espacial y angular del espectrómetro y un efecto de la

interfase perfectamente observable (cf.figura 56 a 60 y 63).

#### 6.4.4.Espectros en el agua liviana.

En el sector de  $H_2O$  los resultados presentan otras particularidades.

El espectro medido correspondiente a  $90^\circ$  (cf.Figura 58) es reproducido muy bien por el cálculo.

Los espectros medidos a  $180^\circ$  cerca de la interfase (figura 58 y 59) están menos termalizados que los calculados, con diferencias entre un 12% y un 22% (cf.Figura 63). Ellos corresponden a la zona de brusco cambio del gradiente del flujo térmico, de acuerdo con los resultados de las mediciones con hojuelas (cf. figura 53).

En todos los casos las diferencias en la zona térmica son prácticamente constantes implicando que no existirían allí discrepancias en la forma de los espectros.

El espectro medido cerca del contorno exterior muestra (figura 60) un gran desacuerdo con el calculado, según ya fue señalado al analizar la relación entre el flujo térmico y el epitérmico (cf.6.4.2.). Aquí puede agregarse que la discrepancia es fundamentalmente en esa relación, y en muy pequeño grado en la forma, prácticamente sólo entre 0,4 y 0,09 eV, en el acoplamiento entre las zonas epitérmica y térmica, pues para energías menores la diferencia relativa entre ambos espectros se mantiene constante. De todos modos, no se usa el espectro medido para extraer conclusiones con respecto a lo que sucede en inmediaciones del contorno del  $H_2O$ , puesto que si bien en la figura 60 se representa con una dispersión estadística comprendida entre el 10 y el 15%, la medición se realizó en condiciones muy desfavorables por la baja intensidad del haz de neutrones extraído, es decir del campo neutrónico en esa dirección y punto. La relación entre señal y fondo resultó de 1,11 y muy inferior a 1,0 en la zona epitérmica por lo que la altura del espectro allí es poco confiable. Además en este punto los resultados de los cálculos  $P_0$  y  $P_1$  indican diferencias del 30% entre sí.

#### 6.4.5. Temperatura efectiva de los neutrones.

Otro parámetro que conviene analizar en proximidades de la interfase es la relación entre la temperatura efectiva de los neutrones y la del moderador (cf. 5.3.6.). Los valores obtenidos a partir de los espectros del flujo angular medidos y calculados se presentan en la figura 61; los correspondientes al flujo escalar en la 62.

En la figura 61 no aparecen casi diferencias entre los obtenidos de cálculos  $P_0$  y  $P_1$  cerca de la interfase, pero sí cerca de los contornos. Esta divergencia es particularmente destacable en el caso del  $D_2O$ , para la que aquellos cálculos dan espectros de igual relación entre flujos angulares térmico y epitérmico (cf. figura 63) pero el obtenido en aproximación  $P_1$  es más duro.

La figura 62 muestra un ablandamiento de los espectros al pasar del  $D_2O$  al  $H_2O$  que no se observa en los valores obtenidos de las mediciones (cf. figura 61), las que presentan acuerdo o divergencias que en un solo caso llegan a 3% con las provenientes de cálculos  $P_1$ .

Cerca del contorno de  $H_2O$  el valor correspondiente al espectro medido presenta buen acuerdo con el proveniente del cálculo  $P_1$ . Esto ratifica que ambos espectros discrepan no en la zona térmica sino en la relación entre el flujo térmico y el epitérmico por las razones expuestas en 6.4.4..

En el contorno del  $D_2O$  el espectro medido aparece bastante más blando que cualquiera de los calculados.

Como en los aspectos analizados precedentemente, los valores correspondientes a  $90^\circ$  provenientes de cálculos  $P_1$  y de mediciones guardan muy buen acuerdo entre sí. Ambos resultan ser más blandos en  $H_2O$  que los de  $180^\circ$  y más duros en  $D_2O$  que los de  $0^\circ$ .

#### 6.4.6. Cálculos con THERMOS.

Si bien no se presentan aquí los espectros calculados con este programa, las relaciones entre el flujo escalar térmico

y el epitérmico (cf. figura 64) presentan diferencias con las provenientes de DTF-4 en general comparables con las observadas hasta aquí en el presente trabajo (cf. 5.5.).

Cerca del contorno del  $H_2O$  los espectros calculados con THERMOS están más termalizados que los obtenidos con DTF-4 en aproximación  $P_0$ , y mucho más que los  $P_1$ . En el resto del sistema el acuerdo es apreciablemente mejor: a partir de la zona del  $H_2O$  desde 4 cm de la interfase, y en todo el sector del  $D_2O$ , las relaciones flujo térmico/epitérmico provenientes de THERMOS son aproximadamente 10% más bajas que las de  $P_1$ .

Con fines sólo ilustrativos se han representado en la figura 64 las citadas relaciones para los espectros medidos a  $0^\circ$  en  $H_2O$ , que aparecen más próximas a las del THERMOS; y a  $180^\circ$  en el  $D_2O$ , más cercanas a las de DTF-4.

Con respecto a la relación entre temperaturas de figura 62, en la zona central del  $H_2O$  y cerca de la interfase no hay mayores diferencias; en el  $D_2O$  los espectros de THERMOS son un 0,6% más duros; y cerca de los contornos, 4% más blandos. Este tipo de diferencias ya había aparecido en las estimaciones referidas en 6.2.1., con otra fuente de moderación.

#### 6.4.7. Comparación con los sistemas homogéneos de 4. y 5..

En la figura 64 también se muestran las relaciones entre flujos obtenidas en el cubo de  $H_2O$  y en el cilindro de  $D_2O$ . En el sector del  $H_2O$  se alcanza igual valor que en el caso homogéneo a unos 12 cm del contorno; antes y después aparecen diferencias previsibles por ser el cubo una pila exponencial. En el sector del  $D_2O$  los valores son siempre superiores a los del cilindro; esto implica que por un lado ahora existe menos fuga neta, y por otro que el efecto de la interfase se nota bastante lejos de ella.

## V. CONCLUSIONES

Este trabajo ha comprendido un completamiento de las facilidades experimentales del CAB, y estudios acerca de la termalización de neutrones en  $H_2O$  y en  $D_2O$  puras, tanto constituyendo medios homogéneos como en proximidades de una interfase entre ambos moderadores.

De su realización, se han obtenido resultados y extraído conclusiones, de los cuales se refieren los fundamentales a continuación.

Sintetizando lo expuesto en 3., se completó y optimizó un espectrómetro para neutrones de baja energía por tiempo de vuelo, se refinaron técnicas experimentales de medición y de reducción de datos, en particular en lo referente a la confiabilidad de ciertas correcciones. Se verificó la aplicabilidad del método de tiempo de vuelo a sistemas físicos con fuga considerable y con tiempos medios de emisión hasta un 10% del de vuelo de los neutrones. Así, ya se cuenta con todos los elementos básicos para la realización de esta clase de trabajos experimentales.

Se formó un sistema de cálculo unidimensional suficientemente completo que brinda posibilidades mayores que las requeridas específicamente por el presente trabajo; proporcionado a la capacidad de computación disponible, y adaptado para un máximo aprovechamiento de ésta.

Se desarrollaron nuevos elementos de cálculo, principalmente para la obtención de fuentes de moderación.

Las mediciones y cálculos efectuados en este trabajo mostraron satisfactoria la infraestructura descripta hasta aquí.

Como se detalla en 4.5., en el sistema homogéneo de agua liviana se midió y calculó un espectro en condiciones de medio casi infinito, previa calibración del espectrómetro mediante la medición de dos espectros conocidos en soluciones de agua envenenada.

Se logró disminuir en un 50% la discrepancia entre espectros medidos y calculados de otros autores, lo cual es atribuible a las mejores condiciones elegidas para la medición y al uso de códigos de cálculo más refinados (DTF-4). Otros programas co-

mo CAGE y ESE no dieron tan buenos resultados.

La discrepancia máxima del 15% subsistente en un punto (0,2 eV), entre el espectro medido y el calculado, podría atribuirse al modelo molecular utilizado. Quedaría por verificar esto probando otros modelos recientemente formulados para el agua.

En agua pesada, según se expone en 5.5., se evaluó el modelo de dispersión ENDF/GASKET, seleccionado previamente para los cálculos, vislumbrándose posibilidades de obtener con él resultados más adecuados si se lo mejora incluyendo coherencia y traslación no libre de la molécula de  $D_2O$ , y tratando mejor la contribución del oxígeno a la ley de dispersión. Queda también planteada la conveniencia de probar otro modelo más reciente.

Fue perfeccionado el tratamiento del hidrógeno del HDO tanto en la obtención de la ley de dispersión como de la fuente de moderación, mostrándose que su efecto no es despreciable aún con concentraciones molares reales de  $D_2O$  más altas que la utilizada (99,53%).

Se midieron 8 espectros del flujo angular de neutrones en distintas posiciones a lo largo de un diámetro de un recipiente cilíndrico y en ambas direcciones, y se los comparó con espectros calculados en forma independiente, quedando confirmada la bondad de las dimensiones de dicho recipiente para su uso en posteriores estudios.

Los resultados de las comparaciones entre espectros medidos y calculados implican que la resolución numérica de la ecuación de transporte con aproximaciones multigrupo,  $S_8$  y  $P_1$  (programa DTF-4) proporciona una adecuada descripción del campo neutrónico ante el acuerdo obtenido entre dichos espectros, que no presenta antecedentes en problemas de la dificultad del presente. Téngase presente que se utilizó un material cuyas impurezas implican un envenenamiento mucho menor que el considerado en los trabajos conocidos a la fecha.

Por su parte, el método de la ecuación integral (programa THERMOS, que equivale a aproximación  $P_0$ ) dió resultados con muy buen acuerdo con los de aproximación  $P_1$  del DTF-4, y que difieren un 10% de los de  $P_0$ .

El método del modelo secundario (programa ESE) no es satisfactorio tampoco en este problema, aún con datos neutrónicos más actualizados que los de su biblioteca original. No puede recomendarse su uso para estudios de este tipo.

En cuanto al estudio de la interfase, abarcó 9 puntos espaciales y 3 direcciones, sobre la base de las estimaciones obtenidas por cálculo.

También en este caso el programa DTF-4 mostró su aptitud para calcular espectros de neutrones de bajas energías si cuenta con una adecuada fuente de moderación; sus resultados son nuevamente, en general, mejores que los del THERMOS, y son la base de las comparaciones que siguen más adelante.

Hay que destacar, mientras tanto, que las divergencias encontradas entre estos dos programas de uso tan generalizado, llevan a considerar como muy satisfactorio lo limitado de las diferencias entre los espectros medidos y calculados a lo largo de todo el trabajo. Sin embargo, se señala la conveniencia de perfeccionar al programa DTF-4 u otro más adecuado de su tipo agregándole la posibilidad de utilizar un "buckling" dependiente de la energía, fuente de moderación anisotrópica y cuadraturas tipo Lobatto.

Algunos aspectos del campo neutrónico en el sistema físico elegido para el estudio de la interfase, merecen ser subrayados. El espectro de neutrones se ablanda al entrar del  $D_2O$  al  $H_2O$ , pero aparentemente en menor grado o a mayor distancia de la interfase que lo que indica el cálculo (cf. Figuras 61 y 62).

En el contorno del  $D_2O$  el grado de anisotropía de la dispersión usado en el cálculo no incidió en la termalización (cf. figuras 63 y 64). Sin embargo, el cálculo resultó en un espectro más duro en aproximación  $P_0$ , y más aún con  $P_1$  que el medido (cf. figura 61). En el contorno del  $H_2O$ , en cambio, la dureza del espectro quedó bien representada en aproximación  $P_1$ . Pero no se logró suficiente información experimental como para completar el análisis.

El efecto de la anisotropía de la dispersión sobre la termalización no resultó importante salvo al aproximarse al con

torno del  $H_2O$ ); el de la del flujo es notable y se origina en el diferente albedo del  $H_2O$  en la interfase para neutrones térmicos y para epitérmicos (cf. figura 63 y 6.4.2.).

Cerca del contorno del  $H_2O$  el cálculo predijo un notable aumento en la relación entre flujos térmico y epitérmico, más marcado en aproximación  $P_0$  que  $P_1$ , que fue confirmado con las distribuciones espaciales medidas por activación (cf. figura 53 y 64).

En general, con la aproximación  $P_1$  se han calculado espectros del flujo angular dentro de los dos caminos libres medios totales en  $D_2O$  y de los doce en  $H_2O$  de la interfase con divergencias extremas con respecto de los medidos, respectivamente del 18% y el 28% (cf. 6.4.3. y 6.4.4.), y en cuanto a la temperatura efectiva de los neutrones, del 2% y el 4% para cada uno de los medios (cf. 6.4.5.).

Debe destacarse que los intervalos espaciales considerados son de ancho similar al de una celda de un reactor.

Entre los espectros medidos y los calculados en aproximación  $P_1$  en  $D_2O$  se observó una sistemática diferencia de forma en el empalme entre las zonas epitérmica y térmica cuya magnitud depende de la dirección (cf. 6.4.3.). Este efecto ya había sido señalado en el cilindro y sus posibles causas discutidas en 5.4.1,3.. Su persistencia en un sistema tan diferente de aquél como el usado para el estudio de la interfase, lleva a considerar que puede estar vinculado también con una sobreestimación de las secciones eficaces,  $\sigma_0$  y  $\sigma_1$  utilizadas, para procesos con pérdida de energía para energías superiores a 0,2 eV, así como con subestimación de las para procesos con ganancia de energía para energías inferiores. Esta circunstancia debe ser tenida en cuenta en cualquier proceso de perfeccionamiento del modelo ENDF/GASKET que se encare.

De requerirse un conocimiento más preciso de los espectros de neutrones en un sistema heterogéneo agua/agua pesada, puede continuarse trabajando a partir de los resultados aquí logrados. Puede ser necesario un cálculo bidimensional por las peculiares características de la fuente de moderación para el sector del agua (cf. 6.2.3.1. y 6.4.2.), que debería ser medida en todo el rectángulo de cálculo por el método utilizado en el pre-

sente trabajo. También puede requerirse aumentar la densidad de la red espacial en el sector del  $H_2O$  por la drástica variación que en él presenta el flujo (cf. figura 53), así como el grado de anisotropía de la dispersión y el número de direcciones usados en el cálculo. Lamentablemente la computadora disponible en el CAB no tiene capacidad para este problema con las aproximaciones más rigurosas señaladas.

-----



TABLA I

EFICIENCIA UTILIZADA PARA LA REDUCCION DE DATOS OBTENIDOS CON  
EL DETECTOR DE NEUTRONES DE VIDRIO DE LITIO 6

Energía (eV)	Eficiencia
0,0001	0,987
0,10	0,987
0,15	0,985
0,20	0,983
0,30	0,980
0,40	0,977
0,60	0,971
0,80	0,965
1,00	0,958
1,50	0,939
2,0	0,921
3,0	0,886
4,0	0,856
6,0	0,806
8,0	0,765
10,	0,735
15,	0,666
20,	0,621
30,	0,557
40,	0,515
60,	0,456
80,	0,419
100,	0,390
200,	0,314

TABLA II

DATOS RECOMENDADOS PARA AGUA LIVIANA PURA ( a 23°C )

Dato	Símbolo	Unidad	Valor	Referencia
Peso molecular	M	g/mol	18,01571	/73/
Densidad	$\rho$	g/cm <sup>3</sup>	0,99756	/28/
Densidad molecular	N <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	mol/b cm	0,0333610	
Densidad atómica:				
hidrógeno	N <sub>H</sub>	át/b cm	0,0667220	
Oxígeno	N <sub>O</sub>	át/b cm	0,0333610	
Sección eficaz microscópica:				
Absorción	$\sigma_a(v_o)$	barn	0,6643	/74/(1) (2)
Dispersión	$\sigma_s(\bar{v})$	barn	97,129	(3)
Total	$\sigma_t(\bar{v})$	barn	97,793	(3)
Coseno del ángulo de dispersión	$\bar{\mu}$		0,111	
Distancia de extrapolación	$\epsilon$	cm	0,32	/75/
Decremento logarítmico medio	$\xi$		0,93	/9/
Longitud de difusión	L	cm	2,73	
Constante de difusión	$\bar{D}$	cm	0,146	
Constante de decaimiento	$\alpha_0$	1/seg	4875,	
Edad	$\tau$	cm <sup>2</sup>	33,	
Longitud de moderación	l	cm	5,7	
Coefficiente de enfriamiento	C	cm <sup>4</sup> /seg	4048,	
DATOS PARA CALCULO DE FUENTES (energías superiores a 2, eV)				
Sección eficaz total	$\sigma_t$	barn	47,	/73/
Id.de absorción	$\sigma_a$	barn	0,106	
Coseno del ángulo de dispersión	$\bar{\mu}$		0,52	
Distancia de extrapolación	$\epsilon$	cm	0,95	
Poder de moderación	$\xi \Sigma_s$	1/cm	1,451	

- NOTAS:
- (1) 0,332 barn por átomo de hidrógeno.  
0,000265 barn por átomo de oxígeno.
  - (2) valor a  $v_o = 2200$ , m/seg.
  - (3) valor a  $\bar{v} = 2482,4$  m/seg.

TABLA III

DATOS PRINCIPALES DE LAS SOLUCIONES DE H<sub>2</sub>O BORADA ( a 0,0253eV)

Dato	Símbolo	Unidad	Soluciones	
			1,025 (1) ó 6,31 g/l	1,848 (1) ó 13,77 g/l
Densidades atómicas:				
Boro	$N_B$	át/bcm	0,006124	0,013367
Hidrógeno	$N_H$	"	0,06656	0,06648
Oxígeno	$N_O$	"	0,03337	0,03344
Sección eficaz de absorción	$\Sigma_a$	cm <sup>-1</sup>	0,068	0,123
Longitud de difusión	L	cm	1,45	1,08
Relación máxima de absorción	$\Sigma_a/\Sigma_t$		0,04	0,065
Relación de fuga a absorción:	$DB^2/\Sigma_a$			
a 1,66 eV			2,08	1,14
a 1,04 eV			1,65	0,91
a 0,046 eV			0,12	0,07
a 0,0025 eV			0,012	0,007
Térmica			0,094	0,052

NOTAS: (1) barn/átomo de hidrógeno ( a 0,0253 eV).

Las soluciones se formaron con H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub>, en las concentra ciones indicadas.

TABLA IV

ESPECTRO DE NEUTRONES EN H<sub>2</sub>O BORADA ( 6,31 g/l )

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con CAGE	E x $\phi$ (E) medido
1,36	8,737	8,917
1,04	9,160	9,275
0,78	9,544	9,561
0,59	9,856	9,820
0,45	10,24	10,72
0,35	10,71	11,35
0,27	11,89	11,92
0,23	13,71	13,28
0,20	17,47	15,84
0,16	28,62	25,43
0,13	44,51	40,17
0,11	61,23	58,68
0,090	80,49	79,23
0,075	94,96	94,72
0,065	102,4	103,2
0,055	105,5	106,4
0,046	102,4	104,7
0,0385	94,55	96,41
0,0325	83,88	84,68
0,0275	72,06	73,42
0,0225	57,85	59,62
0,0175	41,92	42,98
0,0125	25,52	25,70
0,0085	13,81	14,34

TABLA V

ESPECTRO DE NEUTRONES EN H<sub>2</sub>O BORADA ( 13,77 g/l )

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con CAGE	E x $\phi$ (E) medido
1,36	8,683	8,821
1,04	9,077	9,217
0,78	9,425	8,947
0,59	9,694	9,529
0,45	10,03	10,46
0,35	10,38	10,99
0,27	11,15	10,94
0,23	12,21	12,89
0,20	14,28	14,14
0,16	20,27	18,39
0,13	28,55	26,59
0,11	36,90	35,89
0,090	46,34	45,23
0,075	53,00	52,59
0,065	56,00	55,45
0,055	56,63	57,53
0,046	54,12	56,04
0,0385	49,31	50,19
0,0325	43,30	44,30
0,0275	36,88	36,61
0,0225	29,53	29,55
0,0175	21,09	21,21
0,0125	12,72	12,81
0,0085	6,828	7,443

TABLA VI

ESPECTRO DE NEUTRONES EN H<sub>2</sub>O PURA

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,36	0,03111	0,03202
1,04	0,03315	0,03278
0,78	0,03413	0,03398
0,59	0,03507	0,03493
0,45	0,03659	0,03663
0,35	0,03920	0,04002
0,27	0,04995	0,04563
0,23	0,06992	0,06288
0,20	0,1160	0,09703
0,175	0,1887	0,1586
0,150	0,3187	0,2784
0,130	0,4855	0,4437
0,110	0,7260	0,6751
0,090	1,013	0,9990
0,075	1,238	1,250
0,065	1,365	1,388
0,055	1,430	1,478
0,046	1,409	1,468
0,0385	1,320	1,374
0,0325	1,183	1,237
0,0275	1,023	1,062
0,0225	0,8280	0,8583
0,0200	0,7185	0,7472
0,0175	0,6055	0,6304
0,0150	0,4886	0,5133
0,0125	0,3725	0,3852
0,0100	0,2639	0,2716
0,0085	0,2023	0,2071
0,0075	0,1640	0,1677
0,0065	0,1281	0,1256
0,0061	0,1145	0,1132

TABLA VII

DATOS RECOMENDADOS PARA AGUA PESADA ( a 23°C)

Dato	Símbolo	Unidad	Valor	
			D <sub>2</sub> O(100%)	D <sub>2</sub> O(99,53%)
Peso molecular	M	g/mol	20,0284 /73/	20,0236
Densidad	$\rho$	g/cm <sup>3</sup>	1,10488 /81/ /80/	1,10465
Densidades moleculares	N <sub>D<sub>2</sub>O</sub>	mol/bcm	0,033237	0,033159
	N <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	mol/bcm	0,0	0,000078
Densidades atómicas:				
Hidrógeno	N <sub>H</sub>	át/bcm	0,0	0,000156
Deuterio	N <sub>D</sub>	"	0,066474	0,066318
Oxígeno	N <sub>O</sub>	"	0,033237	0,033237
Boro (equivalente)	N <sub>B</sub>	"	0,0	5,6 x 10 <sup>-6</sup>
Secciones eficaces:				
Absorción (3)	$\sigma_a$	barn	0,001321 /81//82/(1)	0,00415 (2)
Dispersión (4)	$\sigma_s$	"	14,080	0,481 (2)
Total (4)	$\sigma_t$	"	14,081	0,485 (2)
Coseno del ángulo de dispersión	$\mu$		0,200	0,142
Distancia de extrapolación	$\epsilon$	cm	1,90	1,72
Decremento logarítmico medio	$\xi$		0,4277	0,43
Longitud de difusión	L	cm	145,7	13,95
Constante de difusión	D <sub>O</sub>	cm <sup>2</sup> /seg	2,05x10 <sup>5</sup>	2,02x10 <sup>5</sup>
Constante de decaimiento	$\alpha_0$	1/seg	9,66	954,75
Edad	$\tau$	cm <sup>2</sup>	120,	120,
Coefficiente de enfriamiento por difusión	C	cm <sup>4</sup> /seg	5,01x10 <sup>5</sup>	5,0x10 <sup>5</sup>
Coefficiente	F	cm <sup>6</sup> /seg	3,27x10 <sup>5</sup>	3,27x10 <sup>5</sup>

- NOTAS:
- (1) 0,000528 barn por átomo de deuterio.
  - (2) valores macroscópicos en cm<sup>-1</sup>.
  - (3) valor a 2200, m/seg.
  - (4) valor a 2482,4 m/seg.

TABLA VII ( continuación)

DATOS PARA EL CALCULO DE FUENTES DE MODERACION  
 (energías superiores a 2, eV)

Sección eficaz de transporte	$\Sigma_{tr}$	cm <sup>-1</sup>	0,272	0,275
Idem de absorción	$\Sigma_a$	cm <sup>-1</sup>	6,98x10 <sup>-6</sup>	6,68x10 <sup>-4</sup>
Distancia de extrapolación	$\epsilon$	cm	2,60	2,59
Poder de moderación	$\xi\Sigma_s$	cm <sup>-1</sup>	0,150	0,153

TABLA VIII

DATOS Y CONDICIONES DE MEDICION EN D<sub>2</sub>O

Espectro N°	Posición		Temperatura (°C)		Humedad (%)		Presión (torr)		Relaciones			
	r (cm)	θ (°)	D <sub>2</sub> O	Ext.	Int.	Ext.	Int.	Ext.	Tubo	Monit.	Tubo libre a fondo	Señal por pulso
1	0,0	--	23,9	6,1	22,4	86,4	50,	686,	0,09	5,50	7,33	3,5
2	14,0	180	23,6	-1,0	21,0	98,0	48,	688,	0,10	5,37	2,34	0,9
3	10,5	180	23,6	1,7	23,0	87,0	49,	689,	0,10	5,60	3,39	1,5
4	0,0	--	23,3	14,8	21,4	33,0	52,	702,	0,11	5,95	6,94	3,2
5	10,5	0	23,3	19,0	23,0	36,0	54,	697,	0,10	6,05	10,20	3,2
6	14,0	0	23,1	19,2	22,3	44,7	55,	697,	0,10	5,99	11,9	2,7
7	16,0	0	23,0	14,0	22,0	37,0	47,	699,	0,11	5,80	11,7	2,2
8	17,0	0	22,8	16,1	22,4	51,0	54,	694,	0,10	5,89	13,4	2,2
9	17,8	0	23,2	13,0	22,0	61,0	53,	694,	0,10	5,81	11,9	2,1

Datos comunes a todos los espectros:

Energía de los electrones: 24 Mev (aproximadamente).

Corriente media: entre 5, y 7, µA.

Acumulación en 1024 canales .

Tubo de vuelo con 4 ventanas de aluminio.

Agrupamiento de cuentas con el 5% de resolución en energías.

Frecuencia de repetición 33,33 pps ( y canales de 16, µseg), salvo espectros 4 y 9 en los que se usó 25, pps ( y canales de 32, µseg).

Longitud del camino de vuelo: 1725,6 cm para r= 0,0 cm.

TABLA VIII (continuación)

Espectro N°	Tiempo de medición (hs)	Fondo ambiente cuentas/seg	Cantidad de mediciones		Dispersión estadística promedio $\frac{\Delta N}{N} (\%)$
			Tubo libre	Fondo	
1	7,00	1,15	5	3	2,0
2	9,75	1,16	3	3	3,0
3	10,0	1,16	3	2	1,7
4	8,0	1,17	4	2	1,5
5	7,35	1,19	3	2	1,4
6	8,35	1,20	3	3	1,4
7	8,50	1,19	3	2	1,4
8	9,50	1,21	3	2	1,4
9	15,50	1,20	5	2	1,1

TABLA IX

MODELOS MOLECULARES PARA AGUA PESADA

N°	Fecha	Designación	Referencia	Tipo
1	1953	Gaseoso	/84/	A
2	1954	Brown - St John	/84/	A
3	1962	Honeck. También llamado como Nelkin - Honeck por derivarse del modelo de Nelkin para H <sub>2</sub> O.	/125/	B
4	1962	Haywood	/85/	C
5	1963	Butler o Honeck - Butler	/86/	B
6	1965	Young, si bien es citado como tal no llega a un grado de definición equivalente a los otros.	/65/	B
7	1965 /1967	Koppel - Young	/87/	C
8	1966	Mc Murry	/87/	B
9	1966	Haywood II	/69/	C
10	1968	ENDF/GASKET	/69/	C
11	1969	Jarvis	/39/	C
12	1974	Ancho efectivo o de Butland -- Chudley	/51/	C

TABLA X

FRECUENCIAS CARACTERISTICAS (en eV) DE ALGUNOS MODELOS PARA

AGUA PESADA

Grado de libertad	D <sub>2</sub> O				
	H <sub>2</sub> O Nelkin /60/	H <sub>2</sub> O//2	Honeck /125/	Whittemore /87/	ENDF/GASKET /69/
Rotación	0,060	0,0424	0,050	0,048*	0,050* ( $\beta=1,96$ )
Deformación simétrica	0,205	0,145	0,150	0,146	0,14235 ( $\beta=5,59$ )
Estiramiento simétrico	0,474	0,335	0,350	0,331	0,30504 ( $\beta=11,98$ )
Estiramiento no simétrico	0,488	0,345	0,350	0,346	0,30504 ( $\beta=11,98$ )
* Se trata de un espectro continuo de frecuencias un máximo.					que presenta allí

TABLA XI

CONJUNTOS DE VALORES CALCULADOS Y MEDIDOS DE LA LEY DE DISPERSION EN  $D_2O$  (por átomo de D).

SIGLA	METODO	ORIGEN	T (°K)	$\alpha_D$	$\beta$	GRAFICA	Figura
CA	Cálculo, modelo ENDF/GASKET	Este trabajo	296	0,03 a 118,3	0 a 58,9	0,03 < $\alpha_D$ < 40; 0,2 < $\beta$ < 14,4	30 y 31 36 a 40
EG	Medidos	Egelstaff /99/	297	0,2 a 10,	0,2 a 2,8	Puntos unidos por curvas para facilitar su representación.	32; 36 a 39
HY	Medidos	Haywood /100/	295	0,04 a 8,	0,2 a 3,0	Curvas con el "mejor ajuste" recomendado por su autor.	33; 36 a 39
HA	Medidos	Harling /101/	299	0,13 a 20,	0,0 a 7,5	Curvas "ajustadas a ojo" por su autor por mucha dispersión en las mediciones y diferencias no explicables para $\beta$ positivo y negativo, $0,13 < \alpha_D < 18; 0,25 < \beta < 3$ . Puntos experimentales para grandes $\beta$ negativos.	34; 36 a 39
WH	Medidos, corregidos por dispersión múltiple.	Whittemore /87/	300	0,5 a 40	1,0 a 14,0	Curvas siguiendo los puntos experimentales	35 y 40
MM	Cálculo, modelo Mc Murry	Mc Murry /102/ /87/	300	0,2 a 40	1,0 a	Curvas alisadas.	38 40

TABLA XII

CONSTANTE DE DECAIMIENTO (  $\text{seg}^{-1}$  ) EN  $\text{D}_2\text{O}$

N°	B <sup>2</sup> cm <sup>-2</sup>	Medidas		Calculadas D <sub>2</sub> O(100%)	Diferencia %
		/81/82/108/	/109/ (1)		
1	0,001000	221,58 <sub>±</sub> ,17		208,	-6,1
2	0,001690	358,09 <sub>±</sub> ,49		347,	-3,1
3	0,003595	731,8 <sub>±</sub> 3,7		730,	-0,24
4	0,004360	872, <sub>±</sub> 6,		883,	1,3
5	0,005540	1110, <sub>±</sub> 9,		1128,	1,6
6	0,006140	1215, <sub>±</sub> 10,		1237,	1,8
7	0,007330	1462, <sub>±</sub> 18. (1)		1471,	0,61
8	0,0291		5484, <sub>±</sub> 52,	5557,	1,3
9	0,0314		5861, <sub>±</sub> 73,	5977,	2,0
10	0,03375		6291, <sub>±</sub> 78,	6402,	1,8
11	0,03389		6306, <sub>±</sub> 79,	6427,	1,9
12	0,03856		7208, <sub>±</sub> 97,	7256,	0,7
13	0,04308		7950, <sub>±</sub> 109,	8042,	1,2
14	0,04745		8594, <sub>±</sub> 97,	8786,	2,2
15	0,05284		9454, <sub>±</sub> 96,	9684,	2,4
16	0,05766		10190, <sub>±</sub> 86,	10469,	2,7
17	0,05933		10363, <sub>±</sub> 98,	10,738,	3,6

NOTA: (1) promedio de varios valores.

TABLA XIII

PARAMETROS DE DIFUSION DE AGUA PESADA

$\alpha_o$	$D_o$	C	F	Observaciones	T
seg <sup>-1</sup>	cm <sup>2</sup> /seg x 10 <sup>5</sup>	cm <sup>4</sup> /seg x 10 <sup>5</sup>	cm <sup>6</sup> /segx10 <sup>5</sup>		°C
	1,98	5,76		Calculado, modelo ENDF/GAS KET./74/	23
	2,072	5,129	7,39	Calculado, modelo Honeck. /125/	20
0,00	2,08 <sub>+</sub> ,05	3,72 <sub>+</sub> ,50		Fuente pulsada./112/	20
	2,09 <sub>+</sub> ,02	6,6 <sub>+</sub> ,02	13, <sub>+</sub> 10,(1)	Estático, longitud de relación. /113/	23
10,0	2,045 <sub>+</sub> ,44	4,706 <sub>+</sub> ,381		Fuente pulsada./114/	21
	2,00 <sub>+</sub> ,01	5,25 <sub>+</sub> ,25		Fuente pulsada./115/	22
	2,15 <sub>+</sub> ,07			/116/	
	2,09 <sub>+</sub> ,02			Con envenenamiento./117/	20
	2,08 <sub>+</sub> ,05	3,72 <sub>+</sub> ,50		Fuente pulsada./118/	20
	2,039 <sub>+</sub> ,013	4,18 <sub>+</sub> ,18		Fuente pulsada./119/	28
	1,983 <sub>+</sub> ,003	4,65 <sub>+</sub> ,18		Fuente pulsada./109/	25
6,82	2,01			/9/	20
9,56	2,021 <sub>+</sub> ,006			Fuente pulsada./81/81/108/	25
	2,057	4,73		Calculado, modelo Nelkin--Honeck./120/	20
18,0	2,09 <sub>+</sub> ,02	8,1 <sub>+</sub> ,3		Fuente pulsada./121/	20
	1,966 <sub>+</sub> ,137	3,56 <sub>+</sub> 1,08		Fuente pulsada./122/	21
9,66	2,02	3,62	1,95 (2)	Calculado, modelo ENDF/GAS KET.D <sub>2</sub> O(100%)	23
9,66	2,02	3,51	(3)	Id.anterior.	23
21,33	2,06	4,37	3,27 (2)	Id.anterior. Para D <sub>2</sub> O(99,53%)	23
21,33	2,06	4,14	(3)	Id.anterior.	23

NOTAS:

- (1) No recomendado por su autor.
- (2) Calculado en este trabajo.Ajuste con 4 términos.
- (3) Calculado en este trabajo.Ajuste con 3 términos.

TABLA XIV

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 0,0 cm.

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	9,360	9,360
1,08	9,360	9,324
0,865	9,378	9,428
0,690	9,487	9,479
0,550	9,670	9,627
0,440	9,900	10,02
0,350	10,02	10,57
0,280	10,50	11,44
0,225	12,10	12,38
0,180	15,53	14,72
0,145	21,27	19,77
0,115	29,79	27,97
0,0915	38,16	35,39
0,0745	43,82	41,62
0,0595	46,68	45,27
0,0475	45,34	44,10
0,0380	40,47	39,91
0,0305	34,07	33,35
0,0245	27,44	26,47
0,0195	20,83	19,98
0,0155	15,24	14,95
0,0125	11,08	10,74
0,0099	7,650	7,411
0,0079	5,223	5,079
0,0063	3,537	3,403
0,00505	2,381	2,402
0,00405	1,593	1,603
0,00325	1,059	1,050
0,00260	0,6934	0,6800
0,00205	0,4387	0,4300

TABLA XV

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 14,0 cm, θ= 0°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	6,788	6,657
1,08	6,849	6,738
0,865	6,928	6,872
0,690	7,030	6,941
0,550	7,146	7,152
0,440	7,242	7,369
0,350	7,204	7,788
0,280	7,448	8,085
0,225	8,397	8,811
0,180	10,47	10,15
0,145	13,97	13,19
0,115	18,98	18,17
0,0915	23,77	23,78
0,0745	26,86	27,40
0,0595	27,99	28,82
0,0475	26,65	27,71
0,0380	23,48	24,70
0,0305	19,43	20,72
0,0245	15,38	16,49
0,0195	11,51	12,45
0,0155	8,301	9,090
0,0125	5,967	6,406
0,0099	4,074	4,416
0,0079	2,771	2,988
0,0063	1,856	2,028

TABLA XVI

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 14,0 cm, θ= 180°

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	2,634	2,700
1,08	2,458	2,696
0,865	2,346	2,704
0,690	2,299	2,648
0,550	2,311	2,667
0,440	2,354	2,577
0,350	2,389	2,765
0,280	2,507	2,821
0,225	2,844	3,085
0,180	3,548	3,406
0,145	4,707	4,566
0,115	6,462	6,139
0,0915	8,224	7,566
0,0745	9,508	8,747
0,0595	10,17	9,804
0,0475	9,978	9,479
0,0380	9,108	8,835
0,0305	7,842	7,215
0,0245	6,445	5,610
0,0195	4,992	4,343
0,0155	3,733	3,285
0,0125	2,759	2,346
0,0099	1,938	1,705
0,0079	1,347	1,185
0,0063	0,9202	0,8512

TABLA XVII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 10,5 cm, θ= 0°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	8,182	8,260
1,08	8,239	8,287
0,865	8,325	8,433
0,690	8,457	8,713
0,550	8,627	8,881
0,440	8,790	9,152
0,350	8,808	9,543
0,280	9,182	10,17
0,225	10,47	10,91
0,180	13,25	12,98
0,145	17,94	16,93
0,115	24,74	23,75
0,0915	31,34	30,87
0,0745	35,74	35,82
0,0595	37,55	37,91
0,0475	36,02	36,92
0,0380	31,98	33,07
0,0305	26,67	27,80
0,0245	21,26	22,45
0,0195	16,01	16,89
0,0155	11,62	12,32
0,0125	8,395	8,755
0,0099	5,760	5,945
0,0079	3,931	3,994

TABLA XVIII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 10,5 cm, θ= 180°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	4,863	4,930
1,08	4,755	4,922
0,865	4,663	4,914
0,690	4,654	4,962
0,550	4,725	5,132
0,440	4,835	5,289
0,350	4,906	5,588
0,280	5,164	5,862
0,225	5,908	6,401
0,180	7,467	7,600
0,145	10,06	9,680
0,115	13,93	13,54
0,0915	17,80	17,20
0,0745	20,57	19,98
0,0595	21,95	21,69
0,0475	21,44	21,59
0,0380	19,44	19,40
0,0305	16,58	16,19
0,0245	13,51	12,88
0,0195	10,38	9,755
0,0155	7,693	7,289
0,0125	5,644	5,324
0,0099	3,933	3,760
0,0079	2,718	2,649
0,0063	1,846	1,929

TABLA XIX

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV).  $r= 16,0$  cm,  $\theta= 0^\circ$ .

Energía (eV)	$E \times \phi(E)$ calculado con DTF - 4	$E \times \phi(E)$ medido
1,35	5,796	5,806
1,08	5,847	5,881
0,865	5,912	5,923
0,690	5,986	6,096
0,550	6,059	6,137
0,440	6,106	6,364
0,350	6,030	6,524
0,280	6,184	6,471
0,225	6,901	6,636
0,180	8,491	7,812
0,145	11,18	9,950
0,115	14,98	13,71
0,0915	18,58	17,65
0,0745	20,82	20,21
0,0595	21,51	21,04
0,0475	20,33	20,13
0,0380	17,78	17,87
0,0305	14,60	15,03
0,0245	11,47	11,84
0,0195	8,522	8,862
0,0155	6,101	6,284
0,0125	4,361	4,404
0,0099	2,961	2,902
0,0079	2,005	1,945
0,0063	1,338	1,327

TABLA XX

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 17,0 cm, θ= 0°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	5,254	5,458
1,08	5,289	5,467
0,865	5,342	5,446
0,690	5,398	5,495
0,550	5,445	5,717
0,440	5,464	5,851
0,350	5,367	6,088
0,280	5,472	6,340
0,225	6,064	6,834
0,180	7,396	7,793
0,145	9,662	9,964
0,115	12,83	13,32
0,0915	15,80	17,07
0,0745	17,60	19,47
0,0595	18,08	20,19
0,0475	17,00	19,13
0,0380	14,77	16,85
0,0305	12,04	14,16
0,0245	9,399	11,27
0,0195	6,942	8,442
0,0155	4,940	5,954
0,0125	3,514	4,240
0,0099	2,374	2,812
0,0079	1,601	1,877
0,0063	1,065	1,131

TABLA XXI

ESPECTRO DE NEUTRONES EN D<sub>2</sub>O (cf.IV). r= 17,8 cm, θ= 0°.

Energía (eW)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	4,633	4,798
1,08	4,635	4,918
0,865	4,670	4,903
0,690	4,702	5,017
0,550	4,717	5,120
0,440	4,702	5,162
0,350	4,583	5,467
0,280	4,635	5,726
0,225	5,087	6,066
0,180	6,134	7,073
0,145	7,931	8,868
0,115	10,41	11,89
0,0915	12,69	14,79
0,0745	14,01	16,74
0,0595	14,26	17,41
0,0475	13,28	16,55
0,0380	11,43	14,54
0,0305	9,215	12,11
0,0245	7,111	9,649
0,0195	5,195	7,170
0,0155	3,653	5,035
0,0125	2,574	3,545
0,0099	1,722	2,369
0,0079	1,152	1,547
0,0063	0,7609	0,9998
0,00505	0,5041	0,6242
0,00405	0,3318	0,4048
0,00325	0,2176	0,2538
0,00260	0,1413	0,1487
0,00205	0,0887	0,0951

TABLA XXII

FUNCION DE UNION PARA D<sub>2</sub>O (99,53%) A 23°C

Energía (eV)	Función	Energía (eV)	Función
0,060	0,00	0,29	1,199
0,068	0,01	0,30	1,190
0,070	0,02	0,31	1,185
0,075	0,05	0,32	1,170
0,080	0,09	0,33	1,160
0,084	0,125	0,34	1,150
0,088	0,165	0,35	1,145
0,090	0,184	0,36	1,137
0,092	0,205	0,38	1,123
0,094	0,22	0,40	1,110
0,096	0,24	0,42	1,100
0,098	0,26	0,44	1,093
0,10	0,28	0,46	1,085
0,12	0,50	0,48	1,080
0,14	0,68	0,50	1,072
0,16	0,83	0,54	1,062
0,18	0,97	0,58	1,052
0,19	1,04	0,60	1,050
0,20	1,08	0,66	1,040
0,21	1,12	0,73	1,030
0,22	1,15	0,84	1,020
0,23	1,17	0,90	1,018
0,24	1,18	1,00	1,010
0,25	1,19	1,1	1,005
0,26	1,195	1,2	1,002
0,27	1,199	1,3	1,000
0,28	1,20	2,0	1,000

TABLA XXIII

"BUCKLING" LOCALES (  $B^2$  en  $\text{cm}^{-2}$  ) MEDIDOS

	Dirección	Valor	Observaciones
<u>I. Valores térmicos.</u>			
1. Sector con $D_2O$	Paralela a la interfase:		
	longitudinal	-0,00449	
	en altura	0,00355	
		0,00349	Geométrico
	Perpendicular a la interfase	0,00552	Cerca del contorno.
		0,00472	Cerca de la interfase
2. Sector con $H_2O$	Paralela a la interfase:		
	longitudinal	-0,00280	
	en altura	0,00382	Geométrico
	Perpendicular a la interfase	-0,05020	
<u>II. Valores epitérmicos.</u>			
1. Sector con $D_2O$	Paralela a la interfase:		
	longitudinal	-0,00575	
	en altura	0,00349	
		0,00324	Geométrico
	Perpendicular a la interfase	0,00800	
2. Sector con $H_2O$	Paralela a la interfase:		
	longitudinal	-0,00253	
	en altura	0,00368	Geométrico
	Perpendicular a la interfase	-0,0824	

TABLA XXIV

DATOS Y CONDICIONES DE MEDICION EN LA INTERFASE

Espectro N°	Posición		Sector	Temperaturas (°C)		Humedad (%)		Presión (torr)		Relaciones		
	r (cm)	θ (°)		Mat.	Ext.	Int.	Ext.	Int.	Ext.	Tubo	Tubo libre a fondo	Señal por pulso
1	39,6	0	D <sub>2</sub> O	22,5	8,8	20,	84,	52,	697,	0,1	1,35	0,56
2	21,4	0	"	23,1	10,0	20,	68,	56,	695,	0,09	2,01	1,04
3	22,9	0	"	23,0	15,0	20,	47,	56,	693,	0,08	1,92	1,18
4	24,4	0	"	23,0	8,0	20,	56,	49,	694,	0,10	2,40	1,13
5	19,3	180	H <sub>2</sub> O	24,9	6,0	21,	98,	60,	687,	0,10	2,64	0,46
6	18,3	180	"	23,3	4,2	21,5	99,	60,	688,	0,10	2,47	0,52
7	16,8	180	"	22,9	3,3	22,5	89,	60,	690,	0,10	2,35	0,45
8	2,0	180	"	23,0	4,7	22,	74,	60,	695,	0,10	1,11	0,048
9	16,3	90	"	22,9	6,7	21,	84,	55,	692,	0,10	2,09	0,55
10	22,9	90	D <sub>2</sub> O	23,2	7,0	19,	73,	47,	700,	0,10	2,53	0,95

Espectro N°	Tiempo de medición (hs)	Fondo ambiente cuen./seg		Cantidad de mediciones		Dispersión estadística promedio ΔN/N (%)	
		Fondo	ambiente	Tubo libre	Fondo	ΔN/N (%)	ΔN/N (%)
1	9,0	1,21		3	2	3,0	
2	13,5	1,14		2	2	1,0	
3	24,0	1,16		3	2	1,0	
4	23,0	1,23		4	2	2,0	
5	14,0	1,14		3	3	1,5	
6	16,5	1,15		3	2	1,5	
7	17,0	1,15		3	2	1,5	
8	16,0	1,15		2	1	9,3	
9	26,0	1,16		3	2	0,9	
10	19,5	1,12		4	2	2,0	

Datos comunes a todos los espectros: ( ver TABLA VIII)

TABLA XXV

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON D<sub>2</sub>O.  $r = 21,4$  cm,  $\theta = 0^\circ$ .

Energía (eV)	$E \times \phi(E)$ calculado con DTF- 4	$E \times \phi(E)$ medido
1,35	1,020	0,946
1,08	1,028	0,977
0,865	1,042	1,024
0,690	1,070	1,070
0,550	1,106	1,170
0,440	1,148	1,202
0,350	1,198	1,306
0,280	1,348	1,405
0,225	1,855	1,903
0,180	3,229	3,091
0,145	5,886	5,423
0,115	10,24	9,617
0,0915	14,82	14,18
0,0745	18,36	18,22
0,0595	20,44	20,20
0,0475	20,42	20,10
0,0380	18,68	19,00
0,0305	15,95	16,30
0,0245	12,94	12,70
0,0195	9,882	9,602
0,0155	7,260	7,063
0,0125	5,286	5,109
0,0099	3,654	3,307
0,0079	2,507	2,256
0,0063	1,692	1,508

TABLA XXVI

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON D<sub>2</sub>O. r= 24,4 cm,  $\theta= 0^\circ$ .

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	1,227	1,230
1,08	1,233	1,241
0,865	1,249	1,256
0,690	1,282	1,407
0,550	1,328	1,452
0,440	1,381	1,530
0,350	1,431	1,635
0,280	1,590	1,772
0,225	2,119	2,120
0,180	3,496	3,158
0,145	6,105	5,028
0,115	10,31	8,807
0,0915	14,71	12,25
0,0745	18,05	15,24
0,0595	19,96	17,22
0,0475	19,85	17,21
0,0380	18,10	16,21
0,0305	15,40	14,20
0,0245	12,46	11,08
0,0195	9,495	8,517
0,0155	6,957	6,205
0,0125	5,058	4,626
0,0099	3,490	3,010
0,0079	2,391	2,085
0,0063	1,611	1,304

TABLA XXVII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON D<sub>2</sub>O. r= 22,9cm, θ= 0°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	1,118	1,043
1,08	1,127	1,109
0,865	1,143	1,114
0,690	1,174	1,167
0,550	1,217	1,221
0,440	1,266	1,301
0,350	1,317	1,401
0,280	1,473	1,521
0,225	1,995	2,030
0,180	3,376	3,106
0,145	6,018	5,582
0,115	10,31	9,721
0,0915	14,81	13,66
0,0745	18,26	17,01
0,0595	20,25	19,39
0,0475	20,19	19,21
0,0380	18,43	17,07
0,0305	15,71	15,52
0,0245	12,73	11,84
0,0195	9,708	9,514
0,0155	7,121	7,034
0,0125	5,180	4,854
0,0099	3,577	3,202
0,0079	2,452	2,187
0,0063	1,653	1,488

TABLA XXVIII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON D<sub>2</sub>O. r= 22,9cm, 0= 90°.

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	1,396	1,392
1,08	1,400	1,405
0,865	1,432	1,432
0,690	1,460	1,481
0,550	1,511	1,498
0,440	1,573	1,564
0,350	1,615	1,610
0,280	1,772	1,788
0,225	2,287	2,202
0,180	3,646	3,281
0,145	6,204	5,584
0,115	10,31	9,308
0,0915	14,53	13,86
0,0745	17,84	17,52
0,0595	19,69	19,33
0,0475	19,51	19,60
0,0380	17,82	17,86
0,0305	15,25	15,20
0,0245	12,30	12,32
0,0195	9,404	9,409
0,0155	6,901	6,804
0,0125	5,025	5,006
0,0099	3,474	3,307
0,0079	2,381	2,302

TABLA XXIX

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON H<sub>2</sub>O. r= 16,3cm, θ= 90°.

Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	4,659	4,956
1,08	4,863	5,070
0,865	5,078	5,078
0,690	5,328	4,997
0,550	5,523	4,960
0,440	5,682	5,200
0,350	5,993	5,793
0,280	6,898	6,930
0,225	10,32	9,907
0,180	20,46	20,15
0,145	40,82	40,62
0,115	74,88	71,76
0,0915	111,2	109,0
0,0745	139,9	143,2
0,0595	157,0	162,2
0,0475	157,8	164,4
0,0380	145,2	152,3
0,0305	124,4	128,5
0,0245	101,2	107,6
0,0195	77,53	82,50
0,0155	57,25	58,17
0,0125	41,75	42,65
0,0099	28,98	30,55
0,0079	19,93	20,30
0,0063	13,50	13,90

TABLA XXX

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON H<sub>2</sub>O. r= 16,8cm,  $\theta= 180^\circ$ .

Energía (eW)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	8,751	9,302
1,08	9,153	9,601
0,865	9,562	9,860
0,690	10,03	10,03
0,550	10,43	10,09
0,440	10,74	10,23
0,350	11,08	10,49
0,280	12,23	11,37
0,225	16,67	14,41
0,180	29,48	25,94
0,145	54,90	50,84
0,115	97,00	83,12
0,0915	141,7	122,2
0,0745	176,4	149,9
0,0595	196,8	170,6
0,0475	196,9	172,9
0,0380	180,5	156,8
0,0305	154,2	133,7
0,0245	125,2	103,8
0,0195	95,60	80,82
0,0155	70,41	61,79
0,0125	51,30	46,68
0,0099	35,43	32,92
0,0079	24,21	22,26
0,0063	15,34	13,01

TABLA XXXI

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON H<sub>2</sub>O. r= 18,3cm,  $\theta= 180^\circ$ .

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	1,057	1,173
1,08	1,105	1,204
0,865	1,153	1,222
0,690	1,206	1,242
0,550	1,254	1,254
0,440	1,294	1,334
0,350	1,335	1,320
0,280	1,464	1,327
0,225	1,940	1,557
0,180	3,278	2,347
0,145	5,906	4,328
0,115	10,24	7,267
0,0915	14,83	11,30
0,0745	18,42	13,96
0,0595	20,54	15,61
0,0475	20,58	15,86
0,0380	18,90	14,61
0,0305	16,19	12,62
0,0245	13,18	9,720
0,0195	10,10	7,650
0,0155	7,454	5,760
0,0125	5,440	4,240
0,0099	3,775	2,765
0,0079	2,597	1,921
0,0063	1,759	1,302

TABLA XXXII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON H<sub>2</sub>O. r= 19,3cm,  $\theta= 180^\circ$ .

Energía (eV)	E x $\phi$ (E) calculado con DTF - 4	E x $\phi$ (E) medido
1,35	1,314	1,336
1,08	1,345	1,357
0,865	1,378	1,397
0,690	1,421	1,408
0,550	1,471	1,428
0,440	1,522	1,551
0,350	1,557	1,500
0,280	1,703	1,551
0,225	2,222	1,948
0,180	3,566	3,162
0,145	6,112	5,305
0,115	10,22	8,446
0,0915	14,54	12,34
0,0745	17,85	15,10
0,0595	19,78	16,83
0,0475	19,72	16,98
0,0380	18,04	15,30
0,0305	15,41	13,67
0,0245	12,53	10,72
0,0195	9,582	8,304
0,0155	7,048	6,019
0,0125	5,140	4,386
0,0099	3,557	3,152
0,0079	2,443	2,142
0,0063	1,649	1,468

TABLA XXXIII

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON D<sub>2</sub>O. r= 39,6cm, θ= 0°

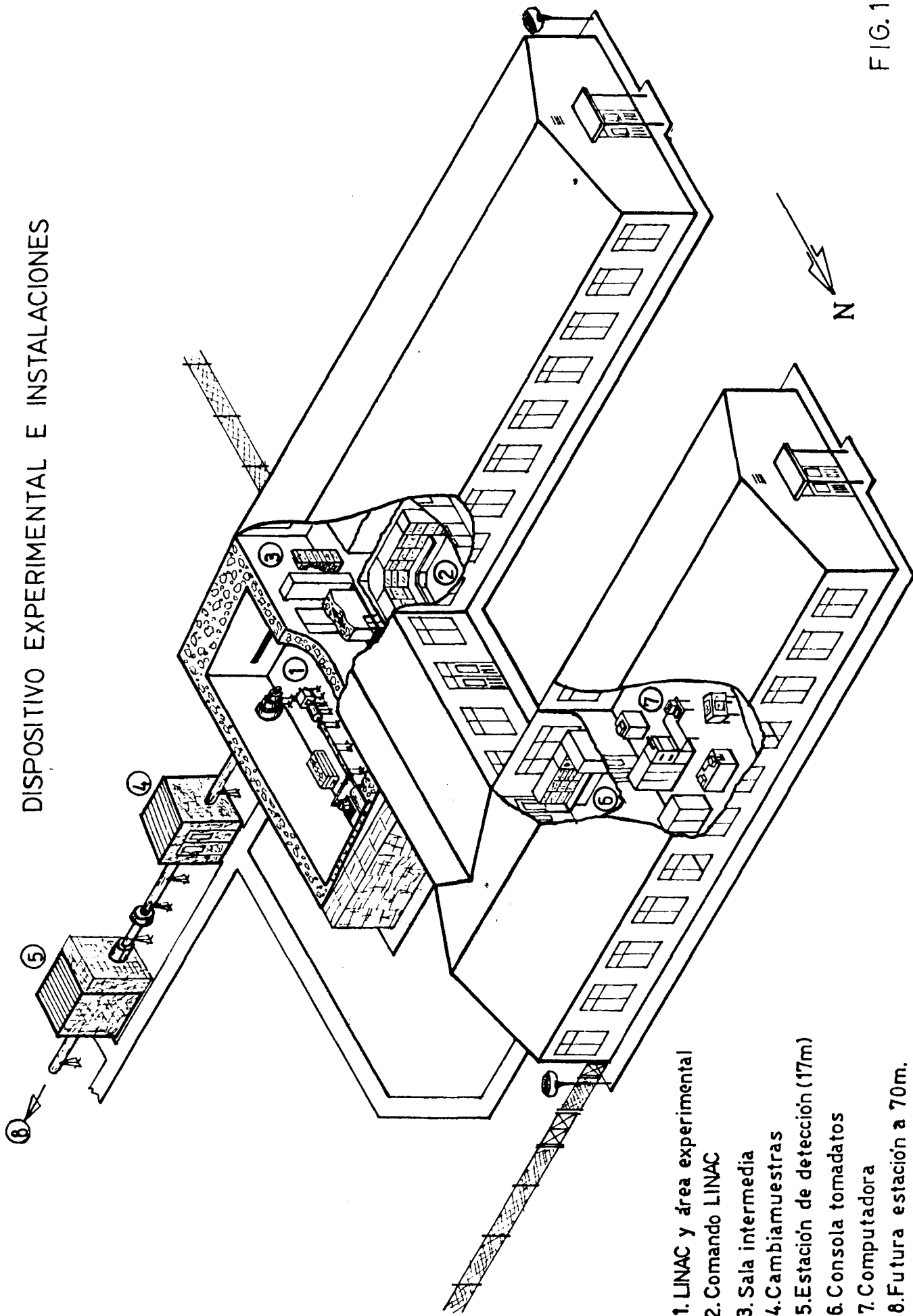
Energía (eV)	E x φ(E) calculado con DTF - 4	E x φ(E) medido
1,35	1,169	1,185
1,08	1,180	1,185
0,865	1,195	1,195
0,690	1,214	1,215
0,550	1,233	1,254
0,440	1,247	1,274
0,350	1,239	1,314
0,280	1,294	1,402
0,225	1,530	1,580
0,180	2,113	2,025
0,145	3,171	2,765
0,115	4,766	3,852
0,0915	6,337	5,333
0,0745	7,412	6,518
0,0595	7,880	7,210
0,0475	7,580	7,012
0,0380	6,695	6,370
0,0305	5,522	5,234
0,0245	4,345	3,901
0,0195	3,228	3,062
0,0155	2,307	2,123
0,0125	1,645	1,412
0,0099	1,114	0,9880
0,0079	0,7524	0,6526
0,0063	0,5015	0,4253

TABLA XXXIV

ESPECTRO DE NEUTRONES EN EL SECTOR CON  $H_2O$ ,  $r= 2,0\text{cm}$ ,  $\theta= 180^\circ$ .

Energía (eV)	$E \times \phi(E)$ calculado con DTF - 4	$E \times \phi(E)$ medido
1,35	2,111	2,200
1,08	2,200	2,200
0,865	2,284	2,200
0,690	2,385	2,218
0,550	2,474	2,237
0,440	2,544	2,273
0,350	2,655	2,347
0,280	3,139	2,567
0,225	5,074	3,300
0,180	10,64	4,675
0,145	21,54	6,783
0,115	39,16	10,08
0,0915	57,29	13,57
0,0745	70,69	15,77
0,0595	77,69	19,96
0,0475	76,34	16,13
0,0380	68,73	13,93
0,0305	57,73	11,73
0,0245	46,23	9,442
0,0195	34,88	7,333
0,0155	25,41	5,317
0,0125	18,35	4,033
0,0099	12,61	2,933

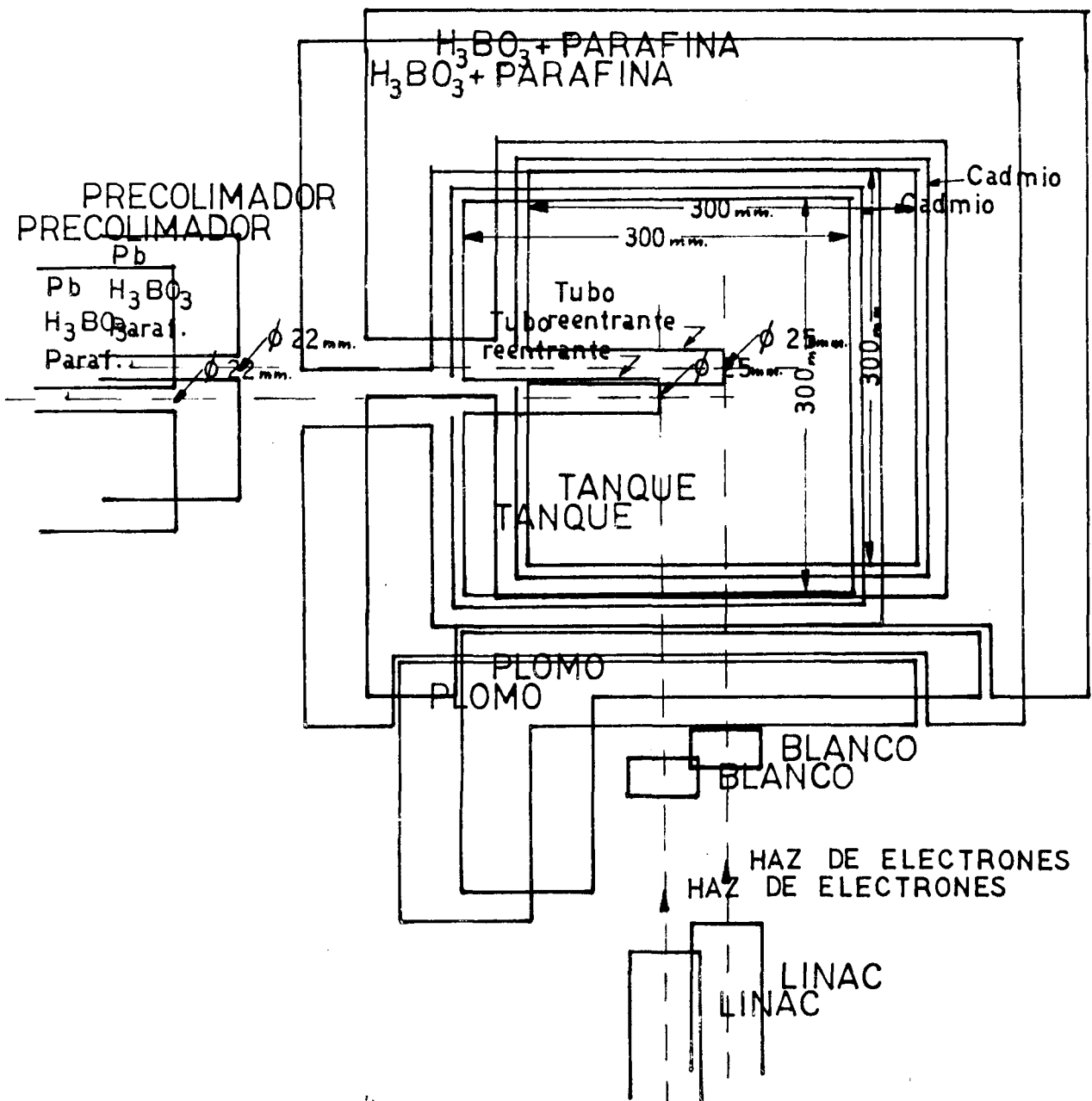
DISPOSITIVO EXPERIMENTAL E INSTALACIONES



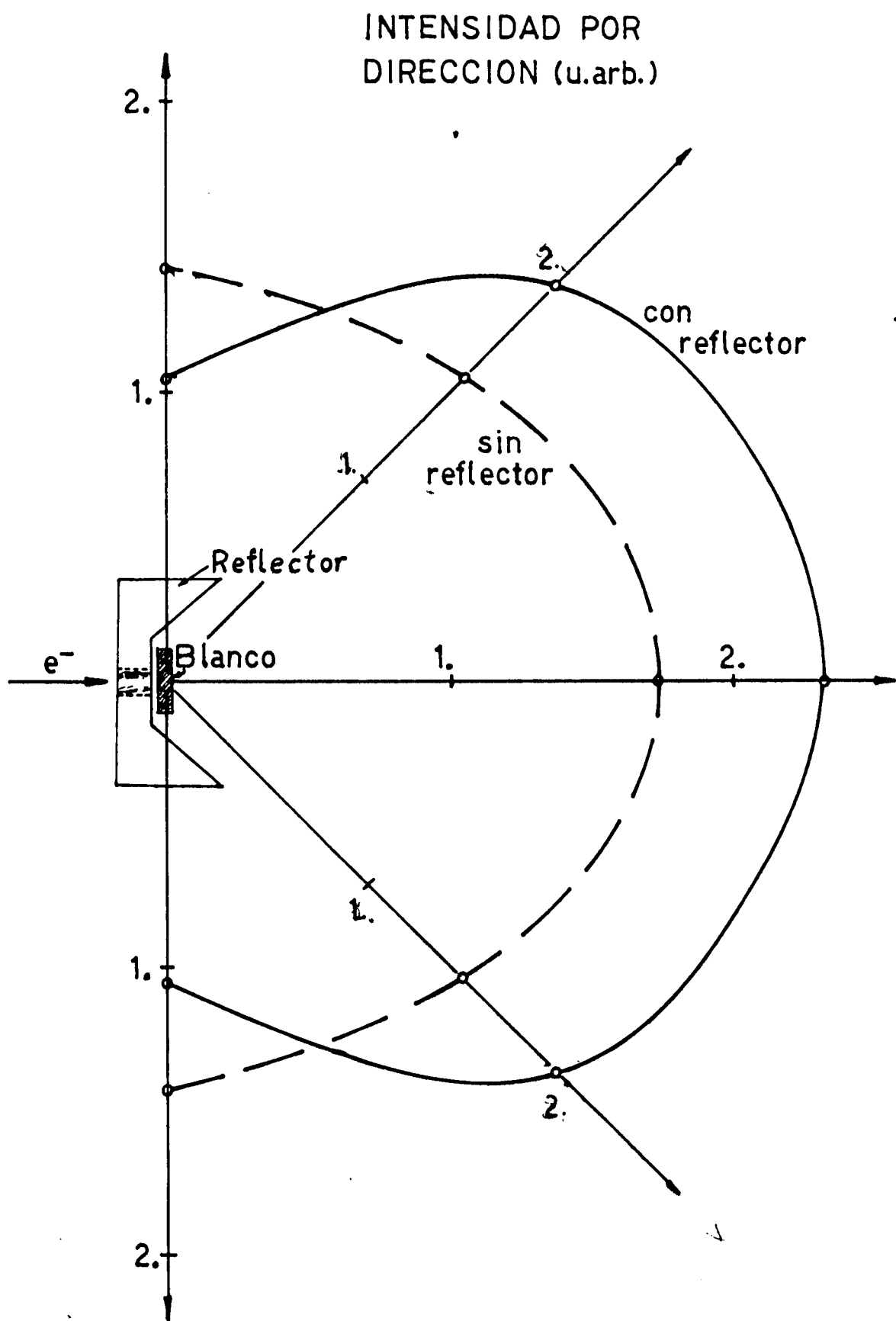
- 1. LINAC y área experimental
- 2. Comando LINAC
- 3. Sala intermedia
- 4. Cambiamuestras
- 5. Estación de detección (17m)
- 6. Consola tomadoras
- 7. Computadora
- 8. Futura estación a 70m.

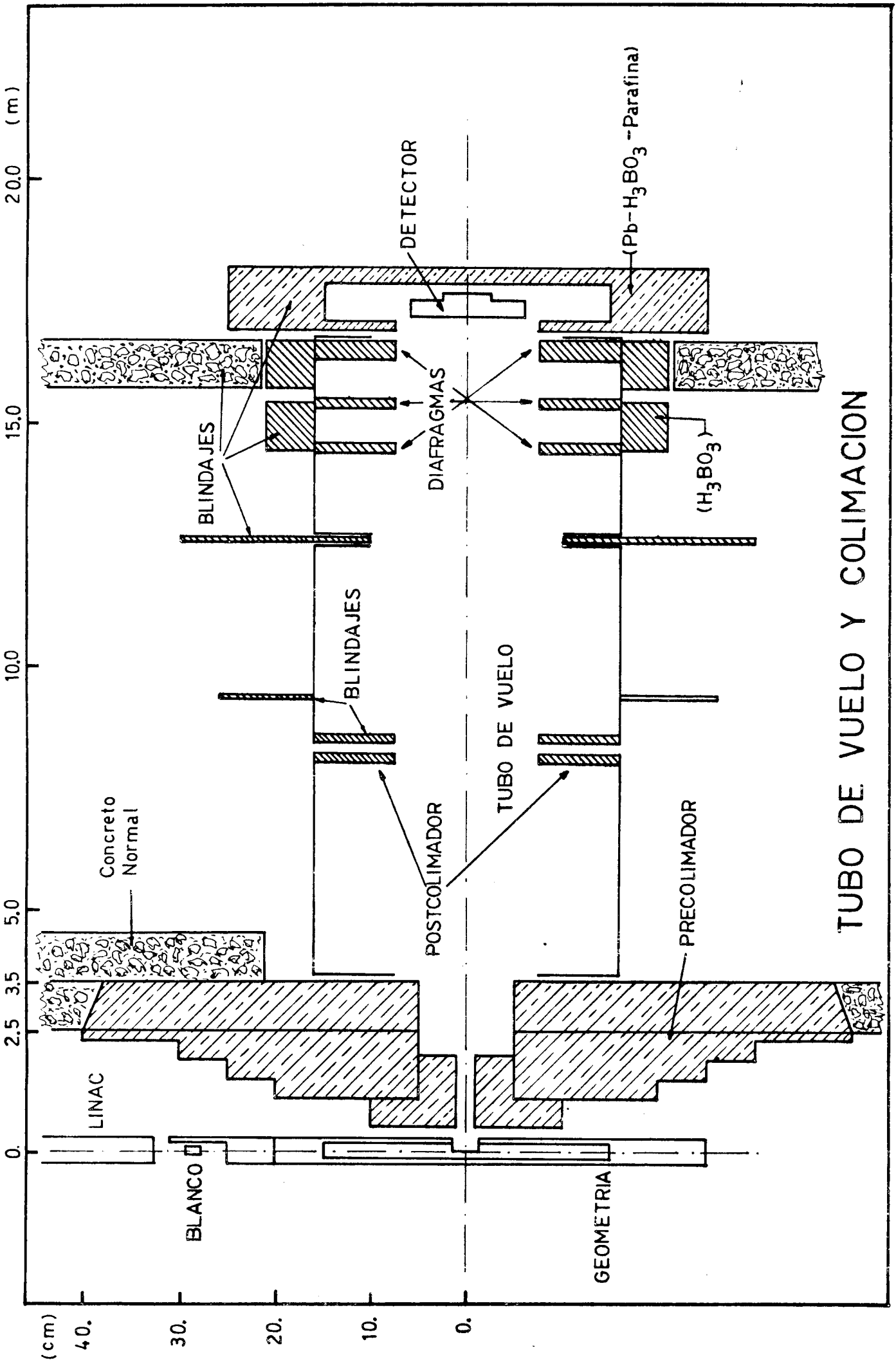
FIG. 1

GEOMETRIA PARA MEDICION  
 DE ESPECTROS EN  $H_2O$  Y  $(H_2O + H_3BO_3)$   
 DE ESPECTROS EN  $H_2O$  Y  $(H_2O + H_3BO_3)$



BLANCO CON REFLECTOR





TUBO DE VUELO Y COLIMACION

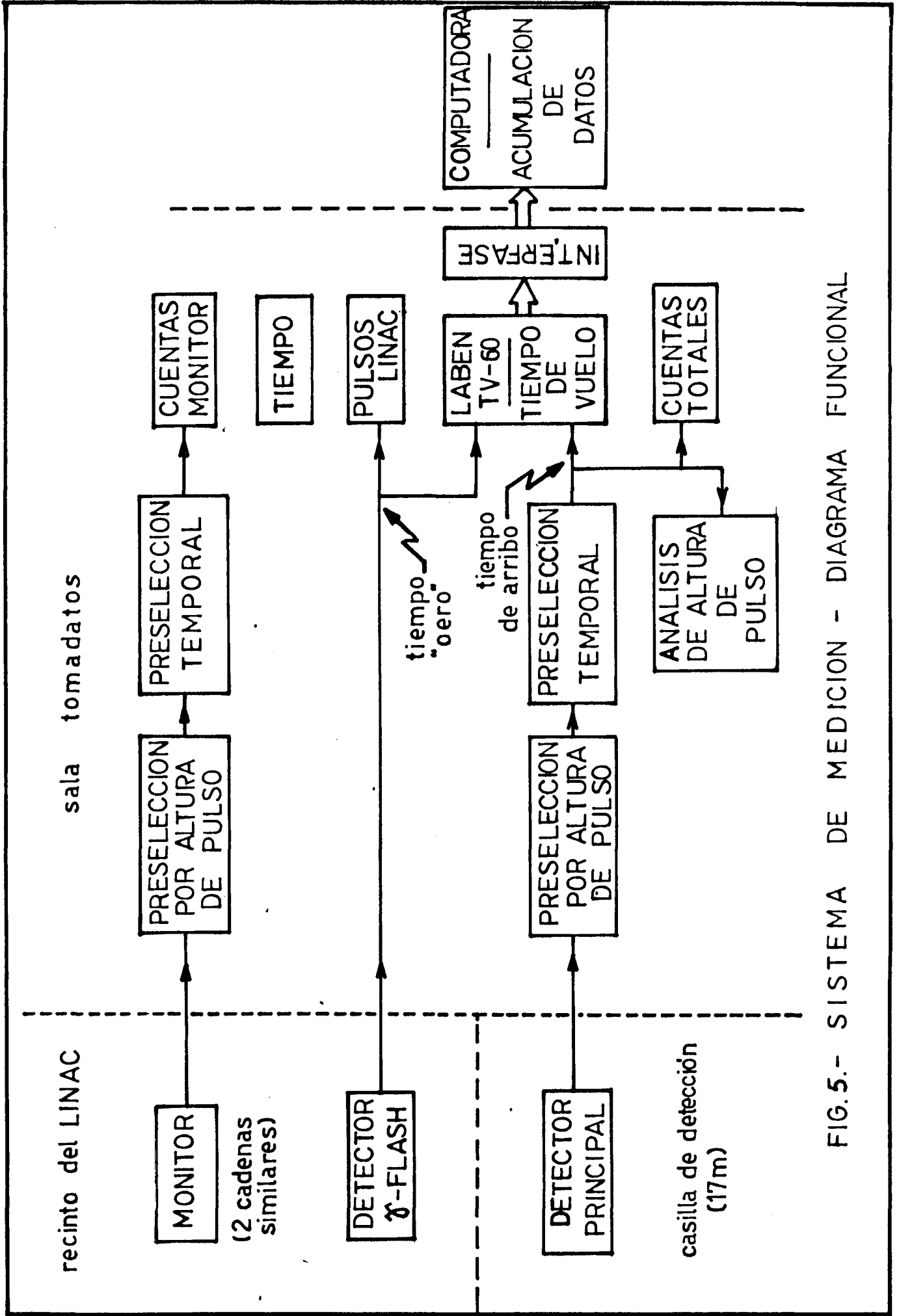


FIG. 5.- SISTEMA DE MEDICION - DIAGRAMA FUNCIONAL

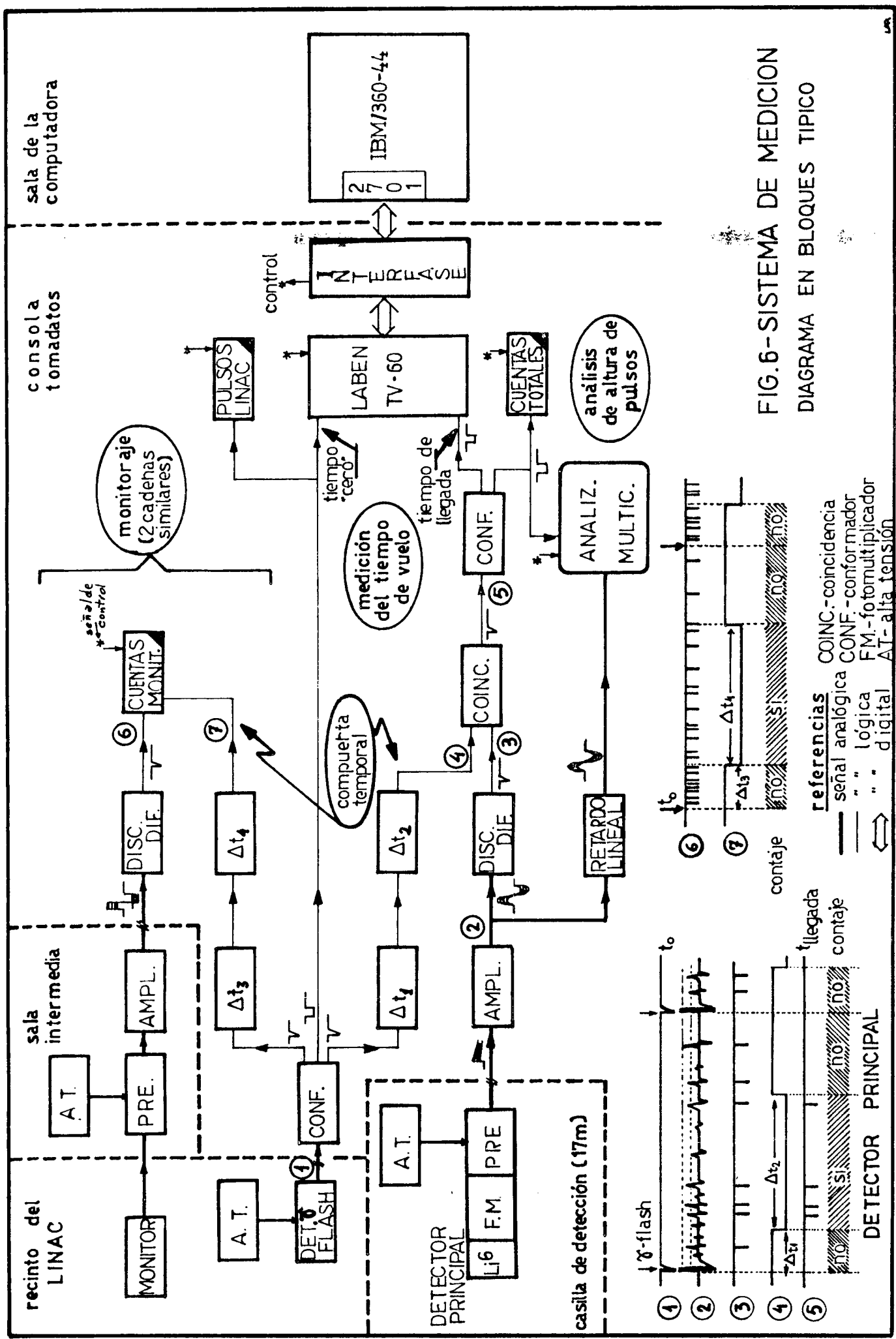
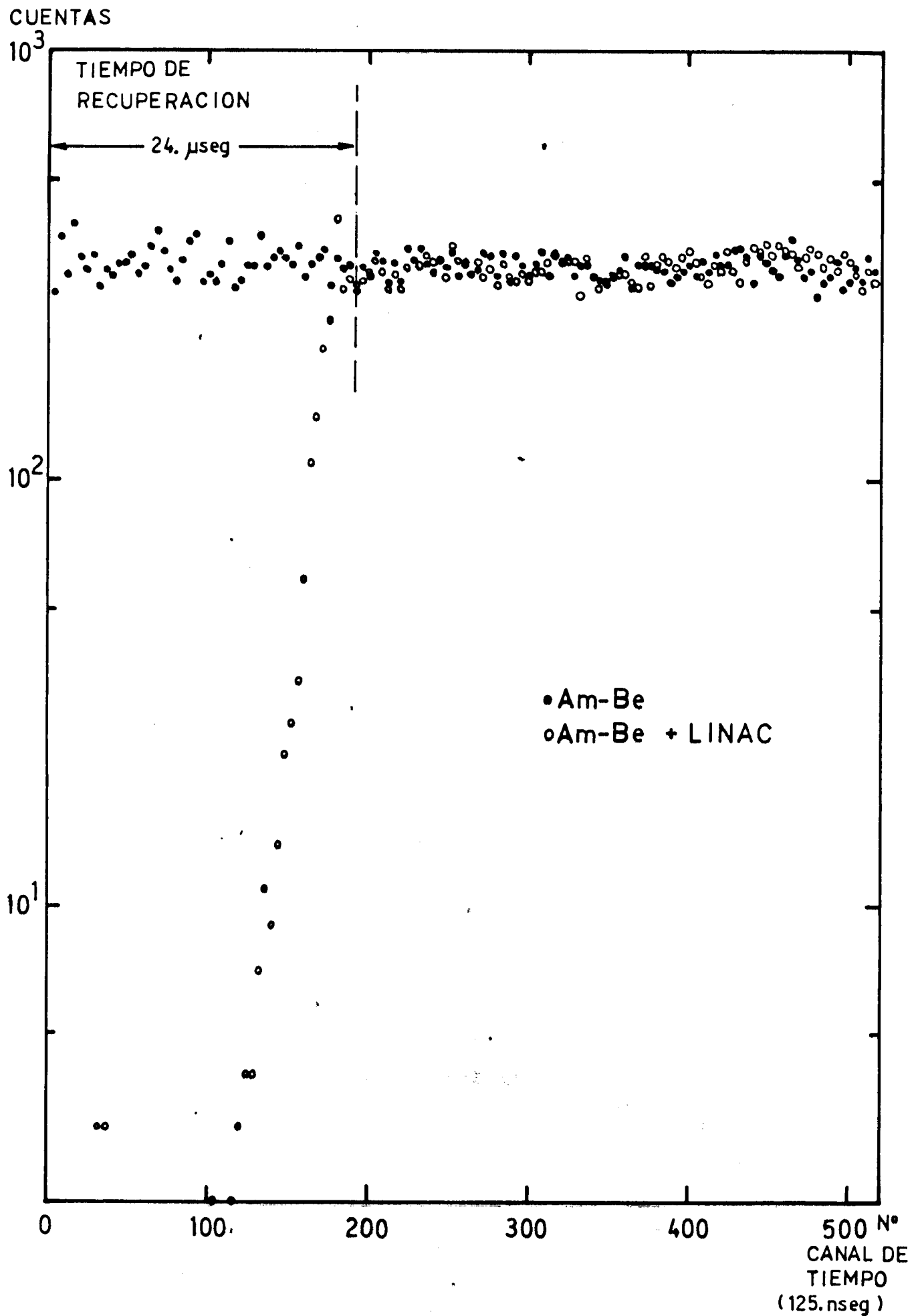


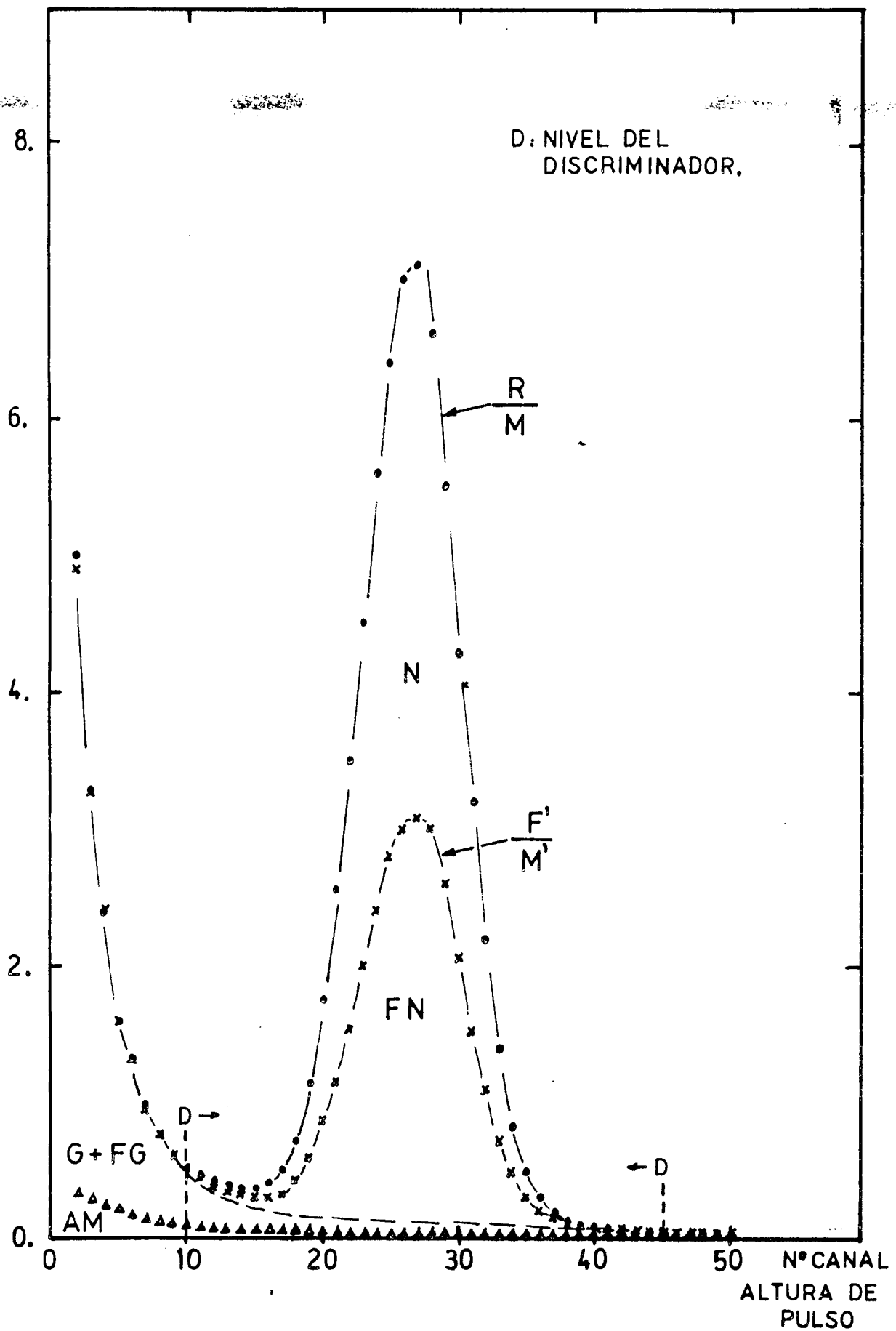
FIG.6-SISTEMA DE MEDICION  
DIAGRAMA EN BLOQUES TIPICO

# DETECTOR DE $\text{Li}^6$

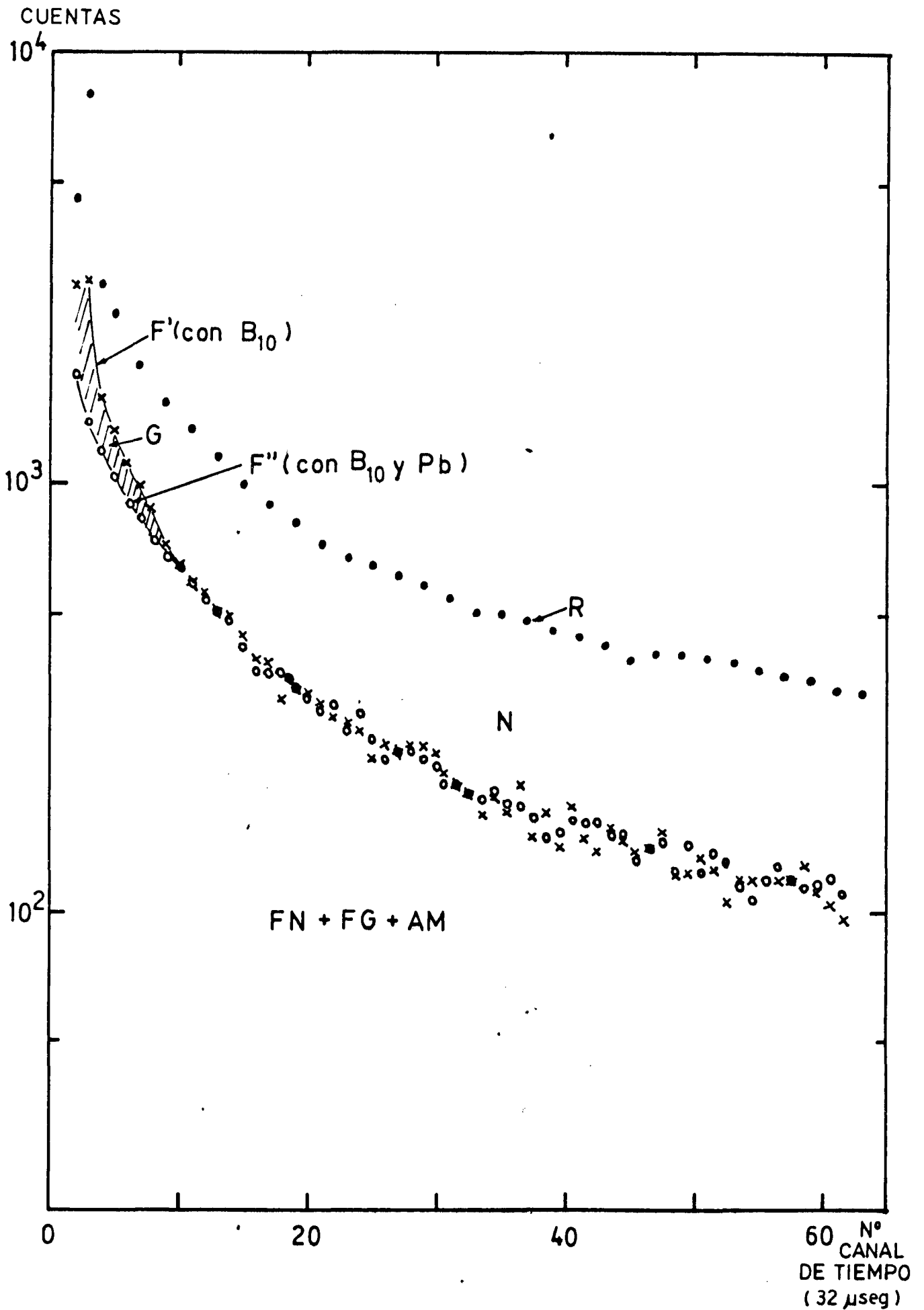


# RESPUESTA DEL DETECTOR DE $Li^6$

CUENTAS  $\times 10^4$

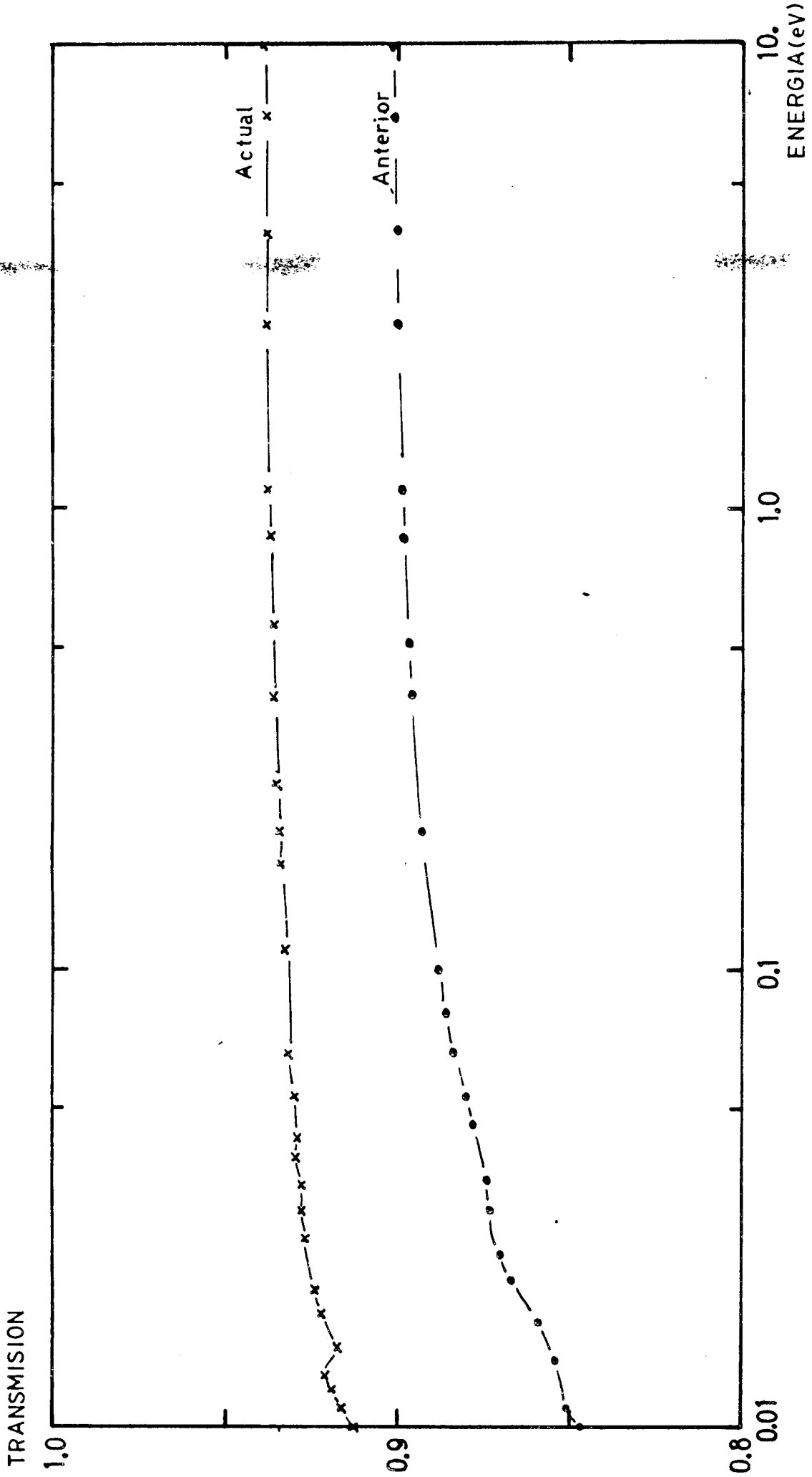


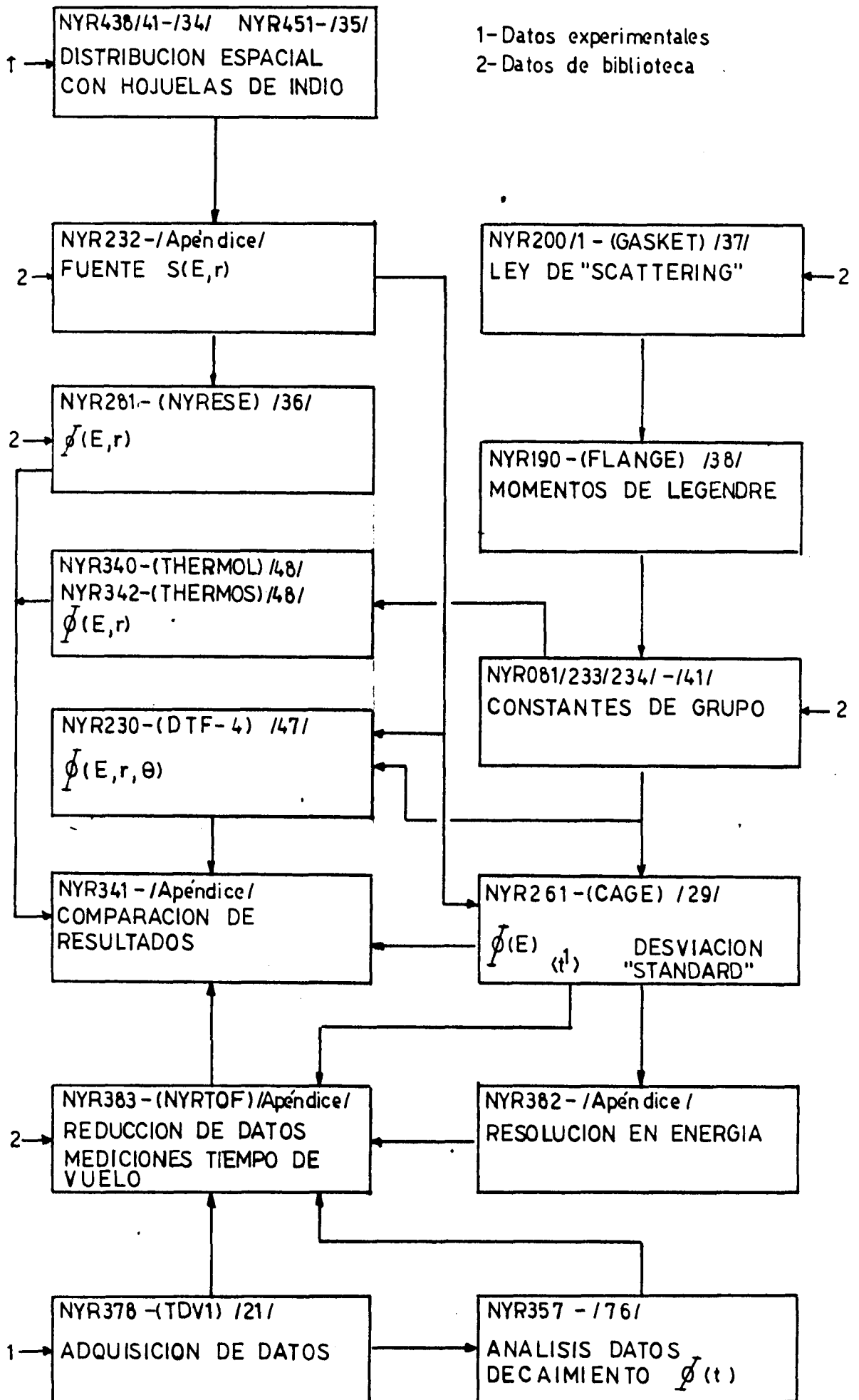
# RESPUESTA DEL DETECTOR DE Li<sup>6</sup>



# TRANSMISION DEL CAMINO DE VUELO

Figura 10

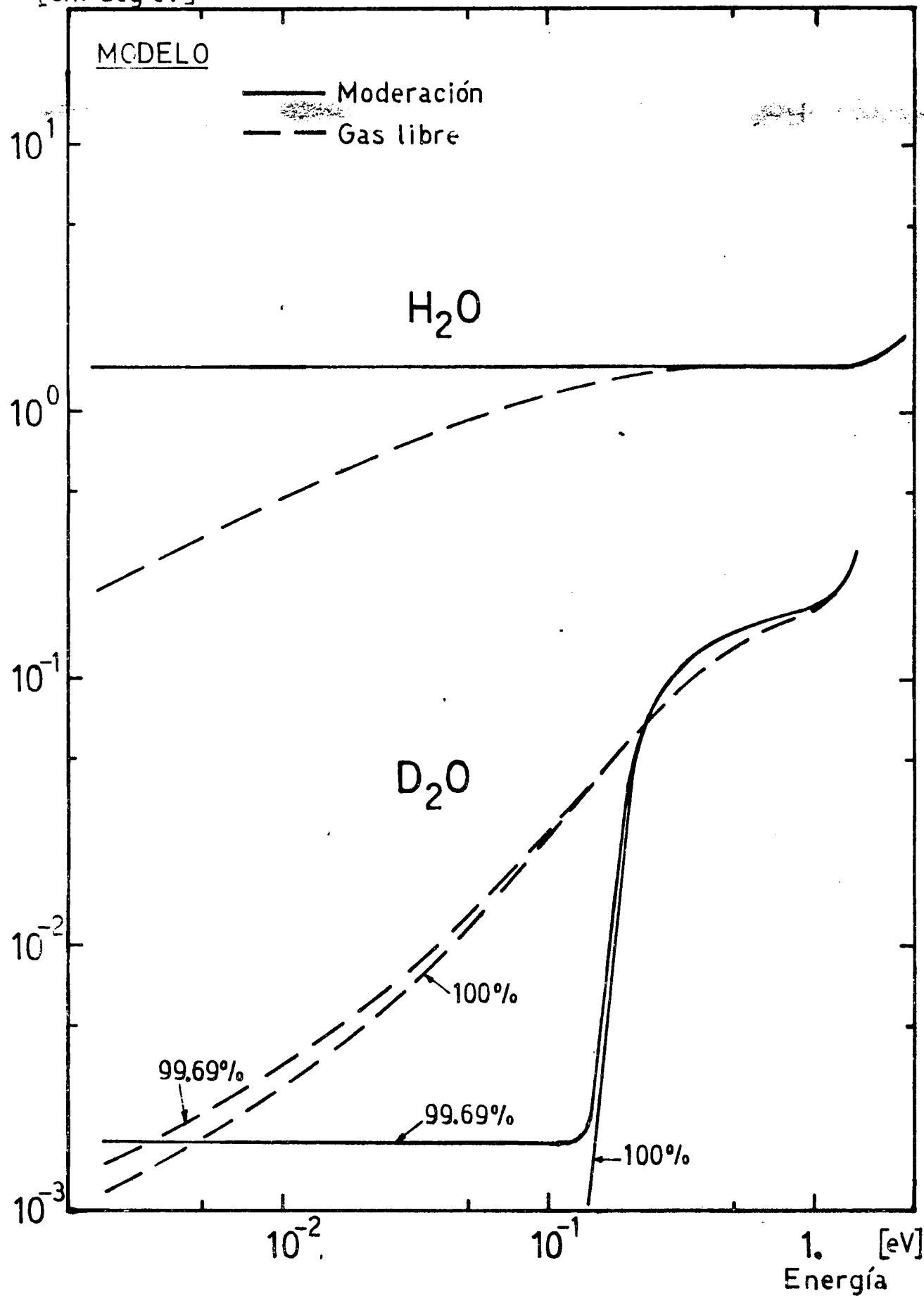




EFFECTO DEL MODELO-(FUENTE DE MODERACION)

COMPONENTE  $P_0$   
en zona central

$Q \left[ \frac{n}{\text{cm}^3 \text{seg eV}} \right]$

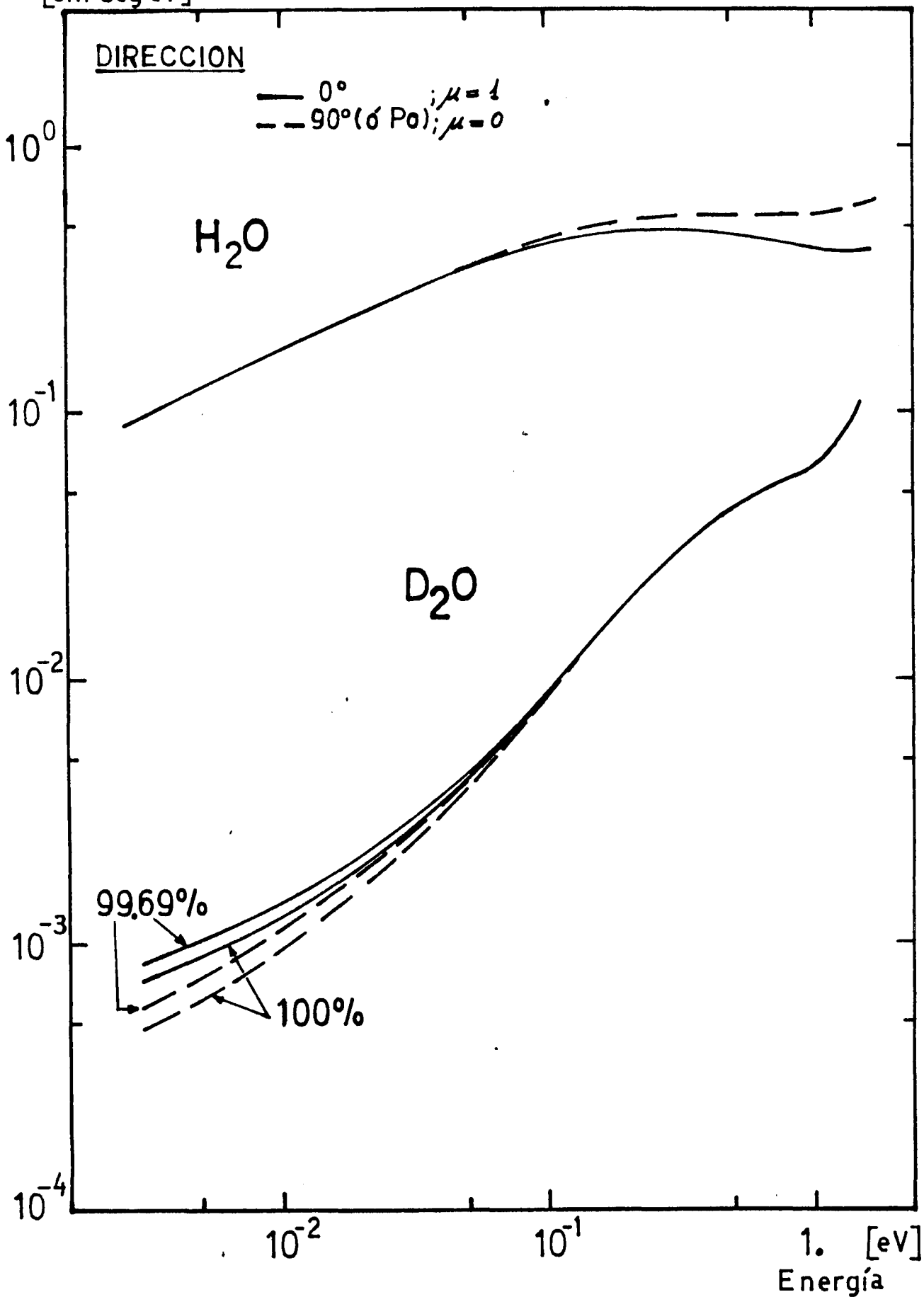


# FUENTE ANISOTROPICA ( P<sub>1</sub> ) DE MODERACION

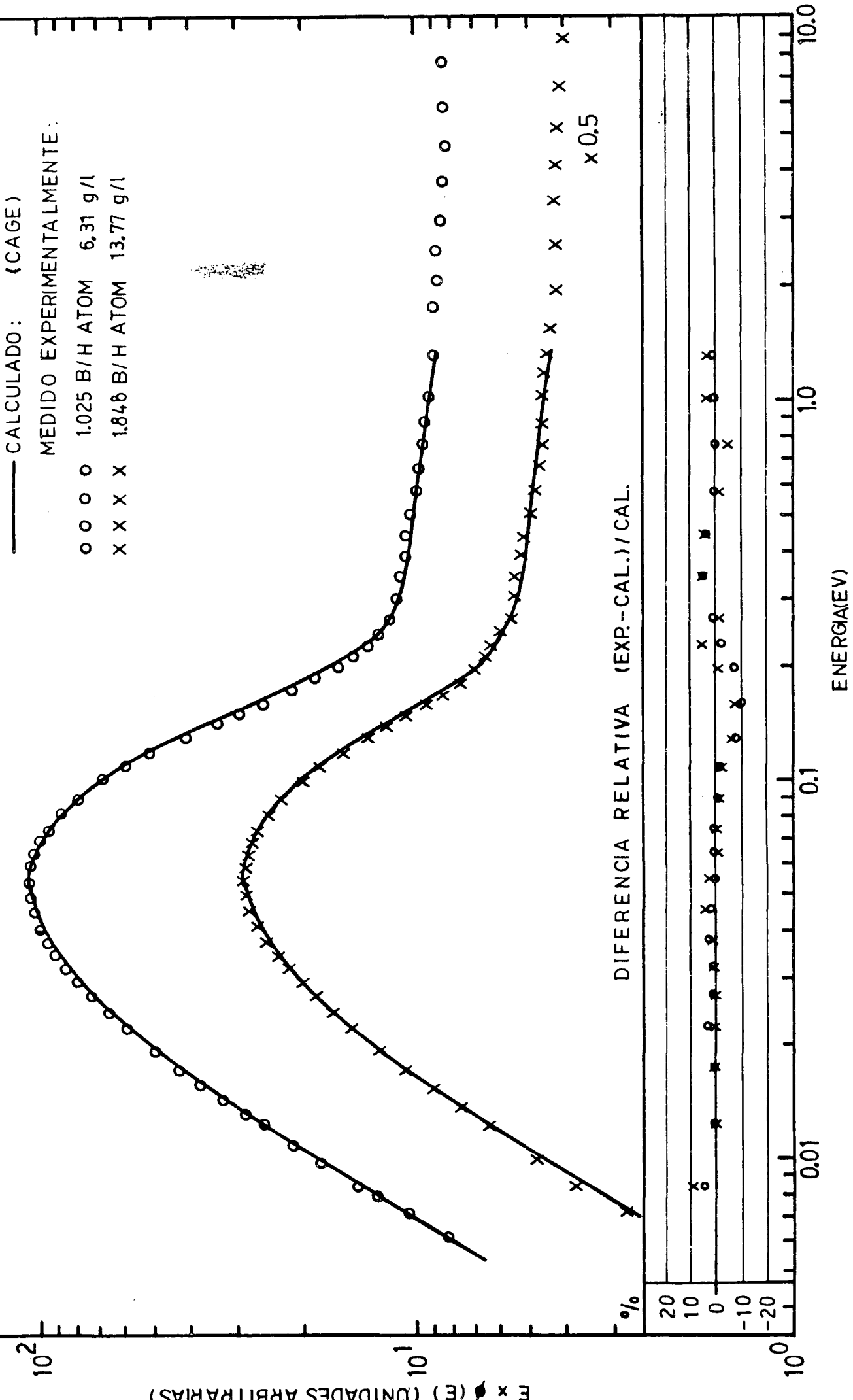
MODELO GAS LIBRE

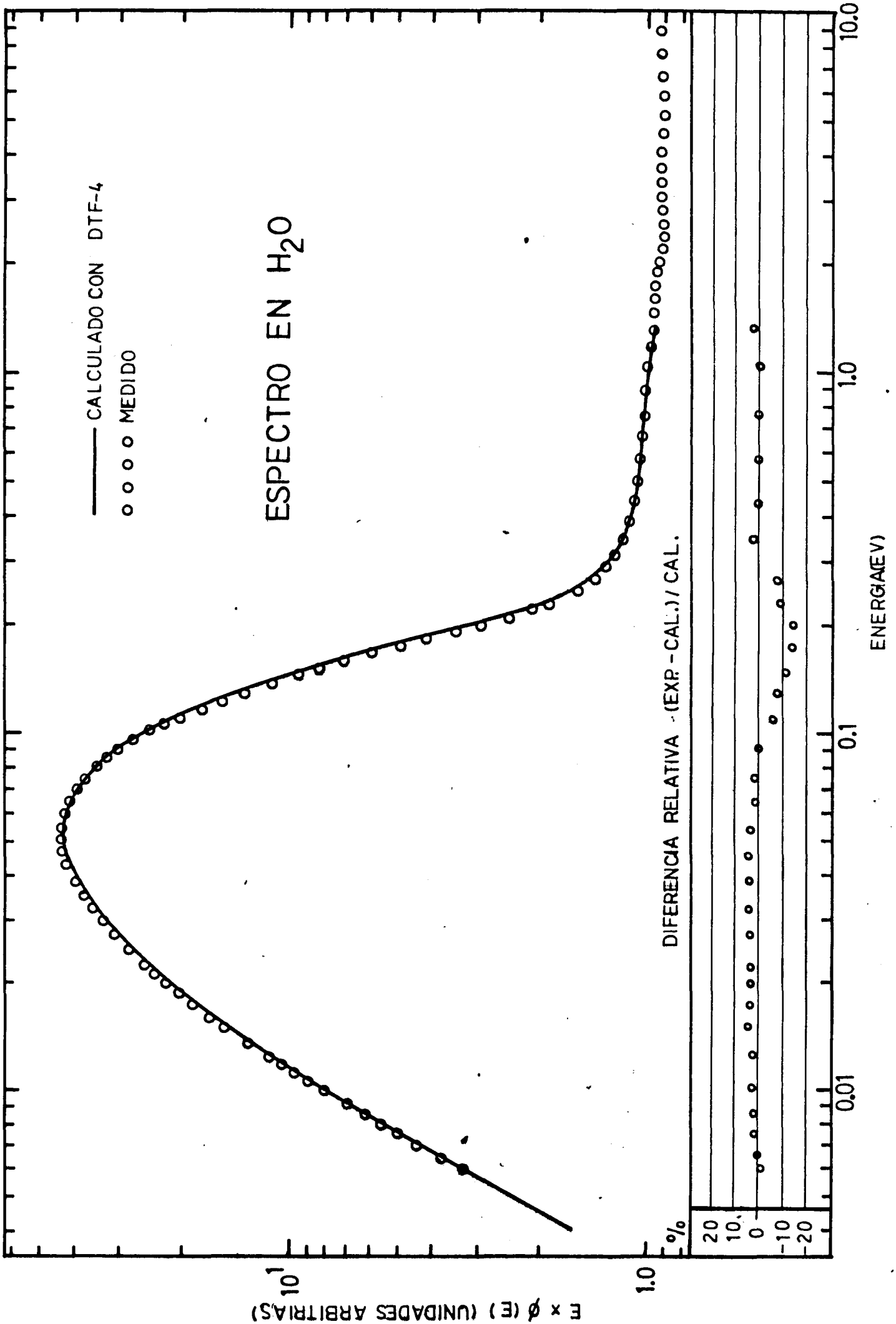
a 3cm del contorno

$$Q \left[ \frac{n}{\text{cm}^3 \text{seg eV}} \right]$$



# ESPECTRO EN H<sub>2</sub>O + H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub>





RESOLUCION EN ENERGIA  $\Delta E/E$

— H<sub>2</sub>O  
 - - - D<sub>2</sub>O

$\Delta E/E$  (%)

ENERGIA (eV)

10.

5.0

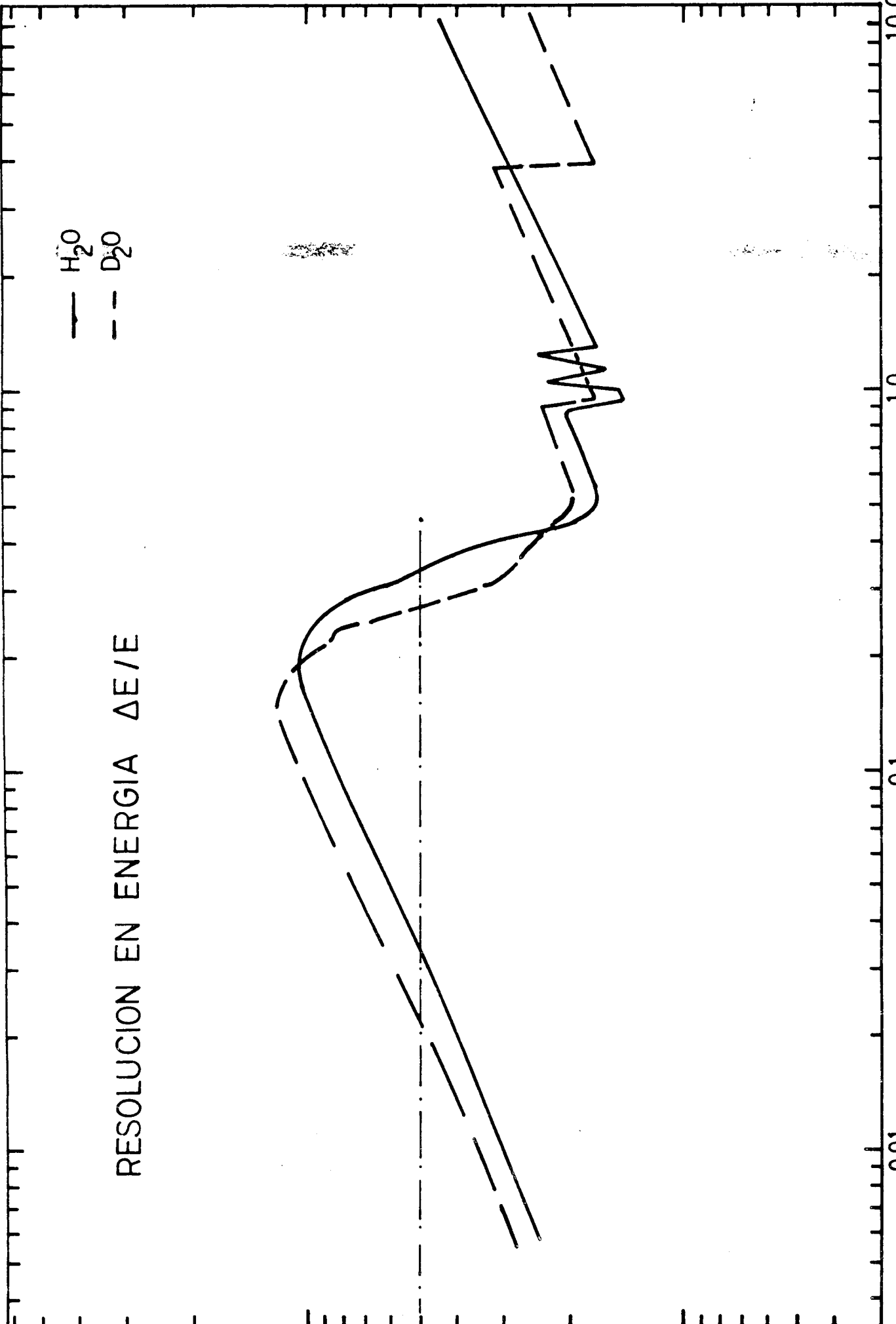
1.0

0.01

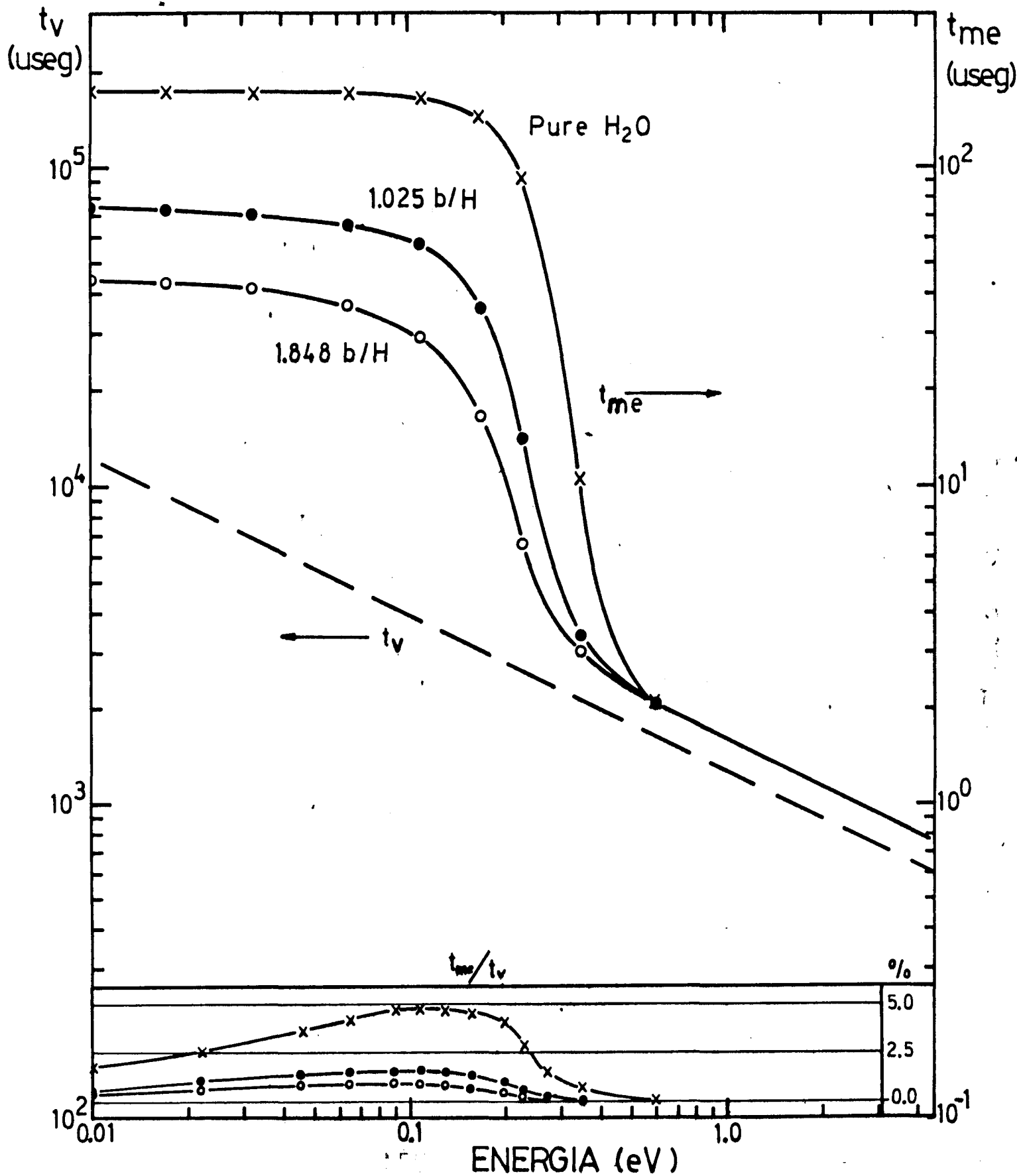
0.1

1.0

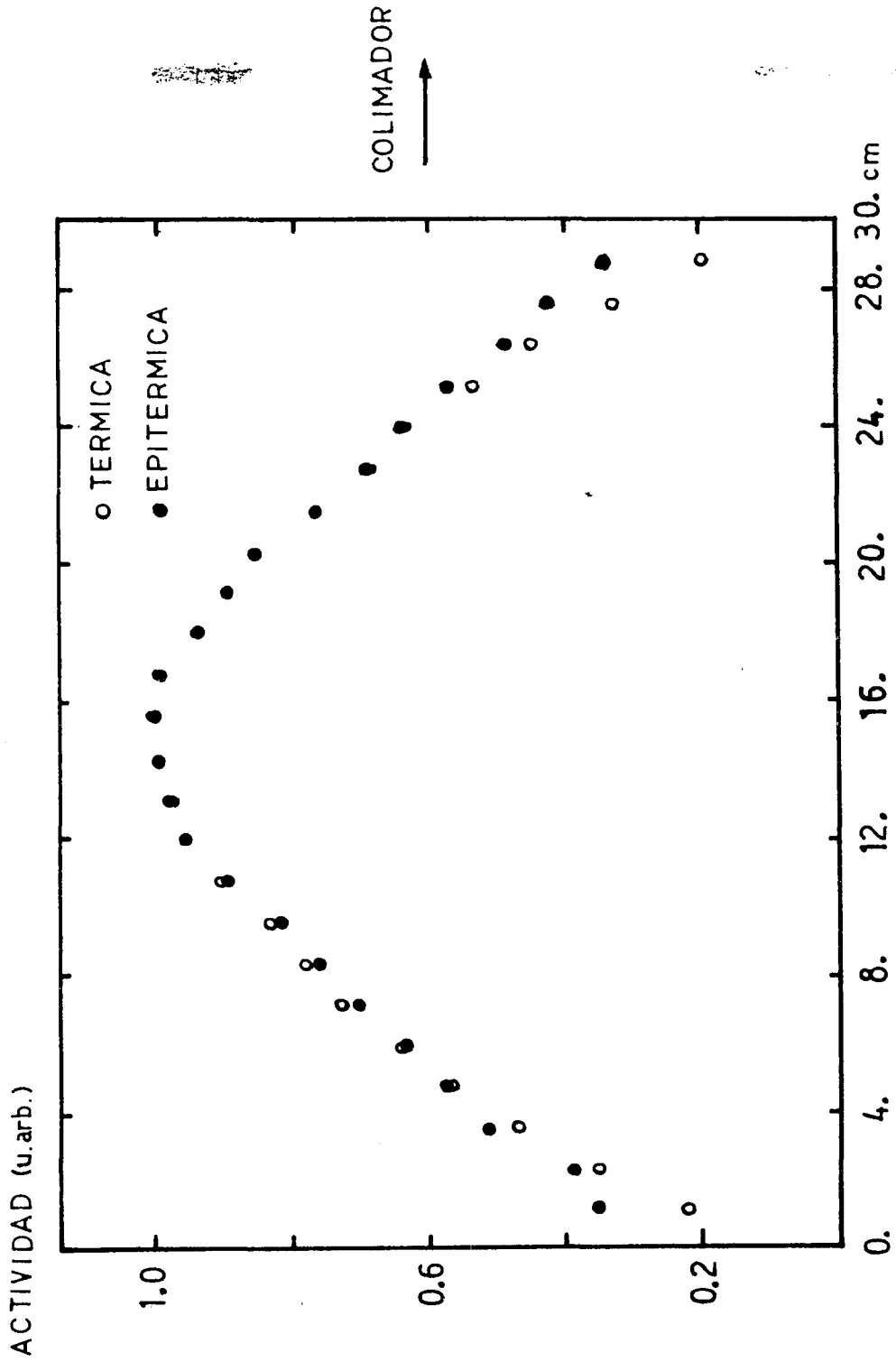
10.0



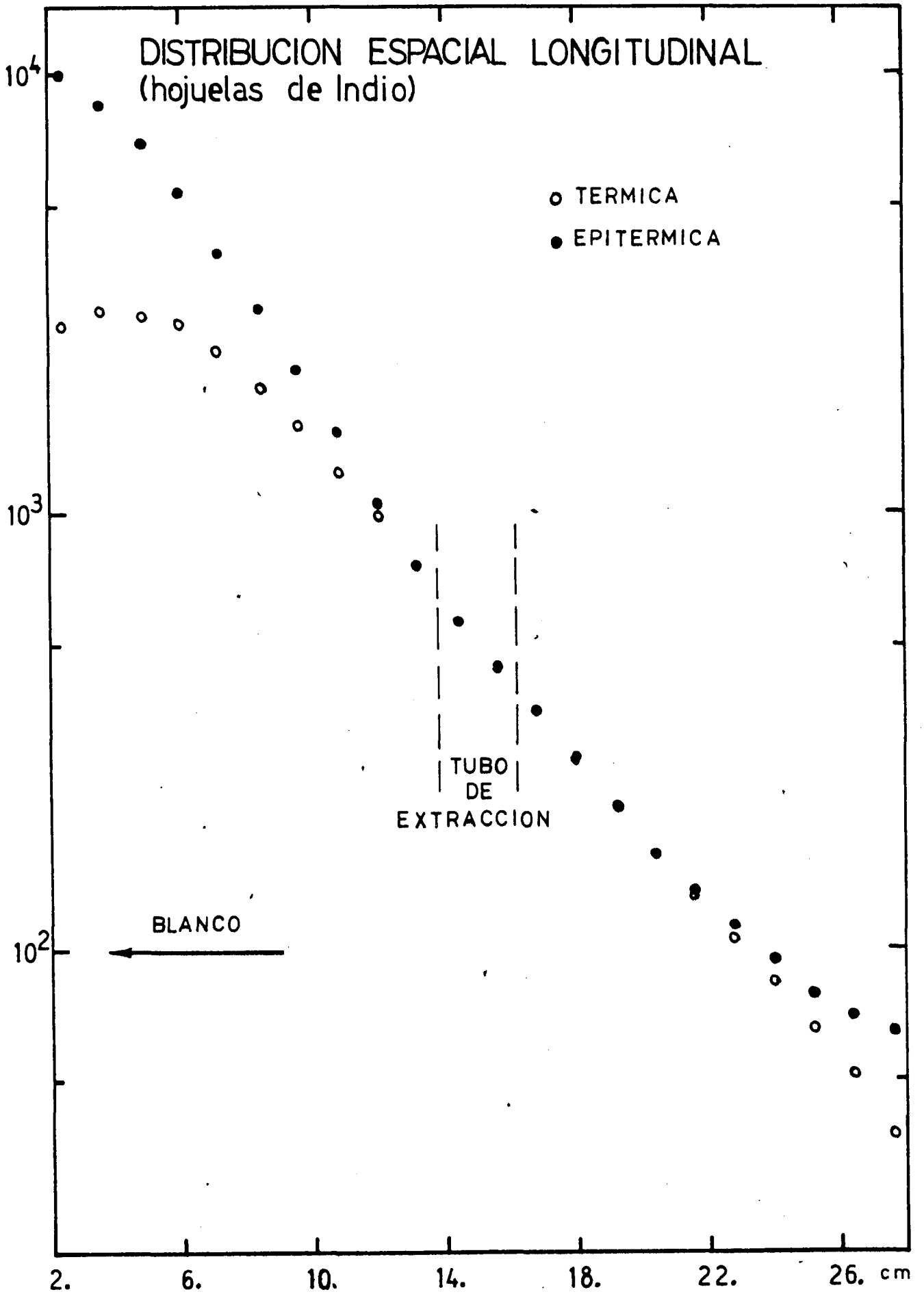
TIEMPO DE VUELO ( $t_v$ ) Y  
TIEMPO MEDIO DE EMISION ( $t_{me}$ ) VS. ENERGIA

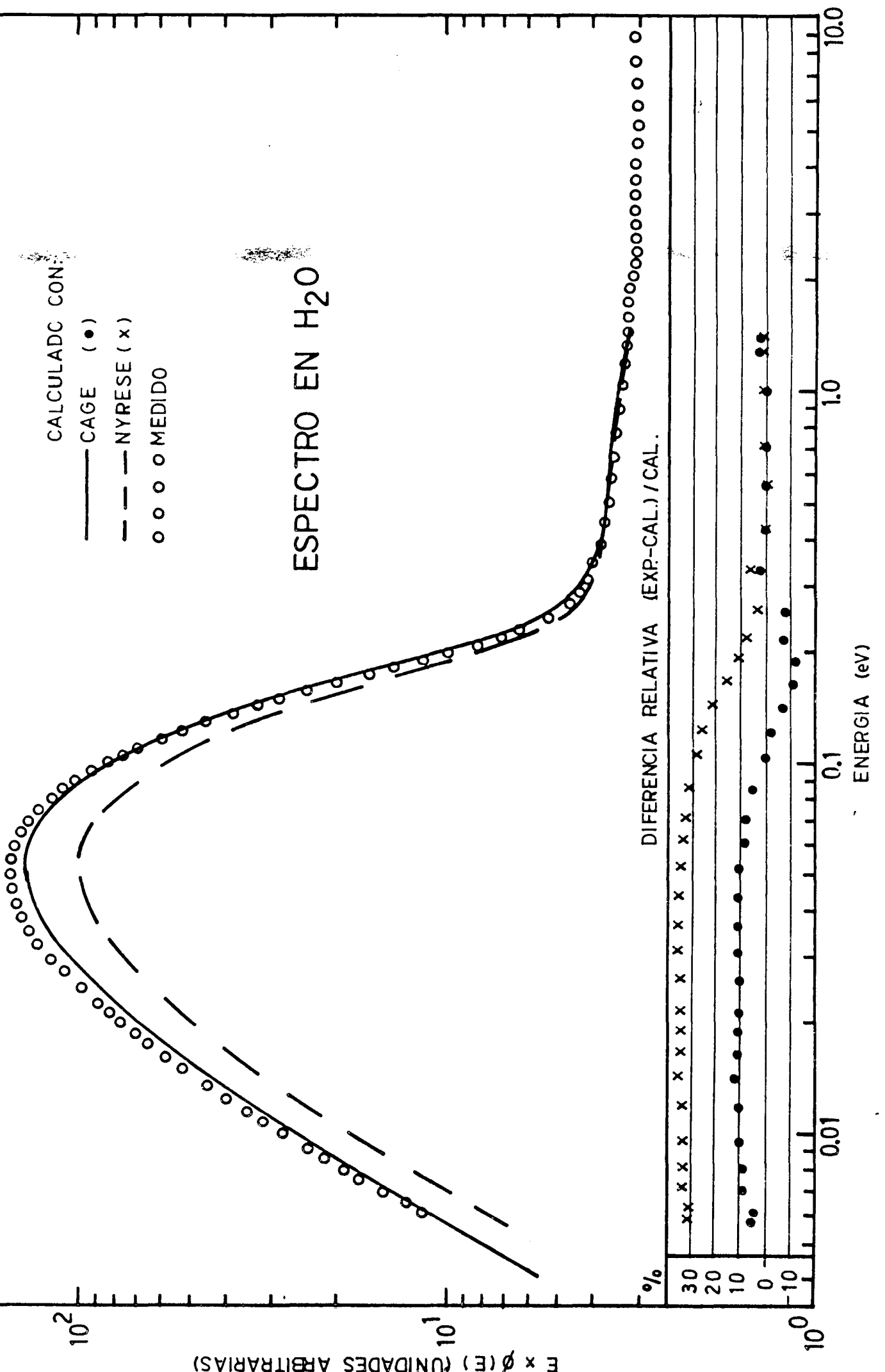


# DISTRIBUCION ESPACIAL TRANSVERSAL (hojuelas de Indio)

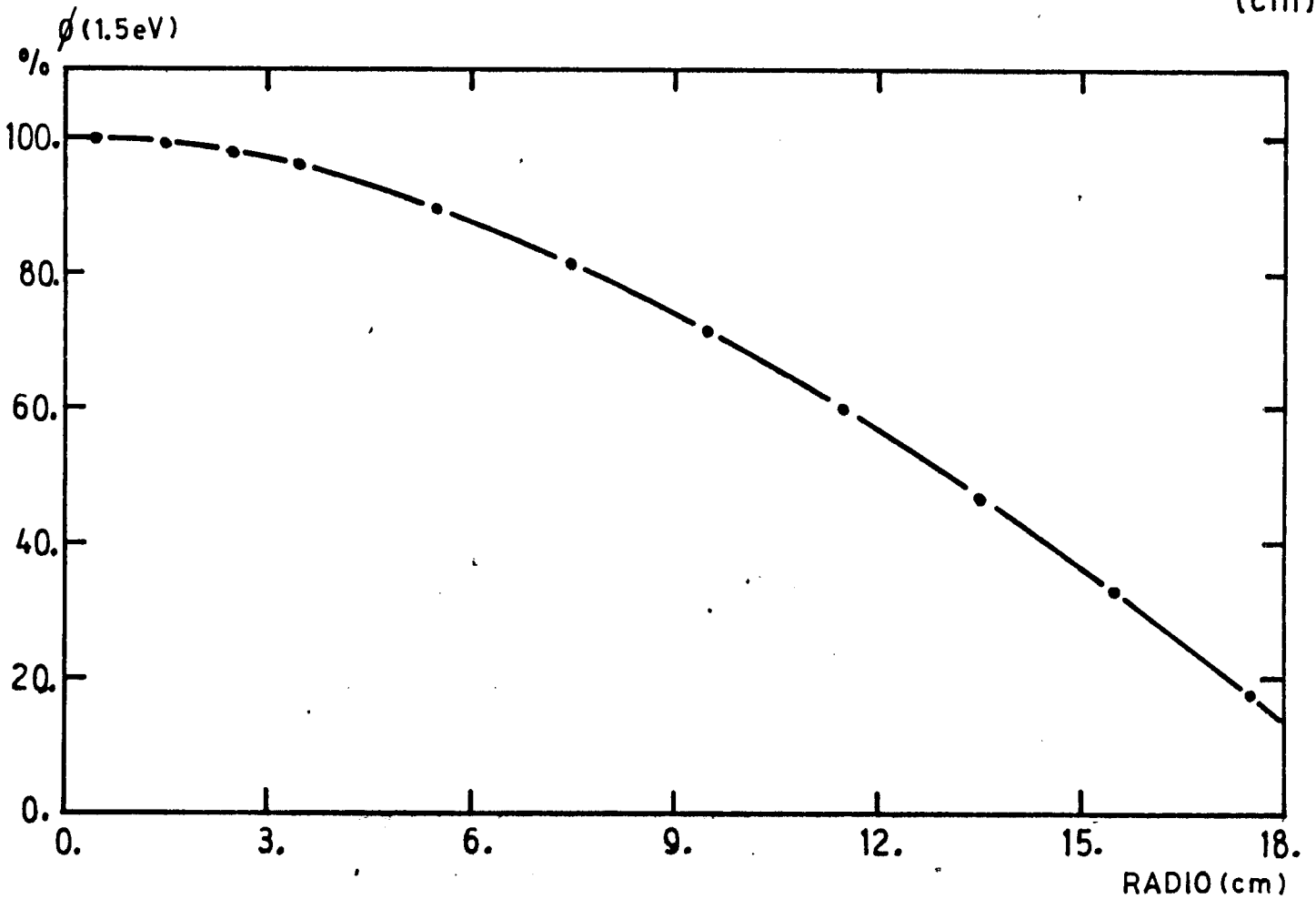
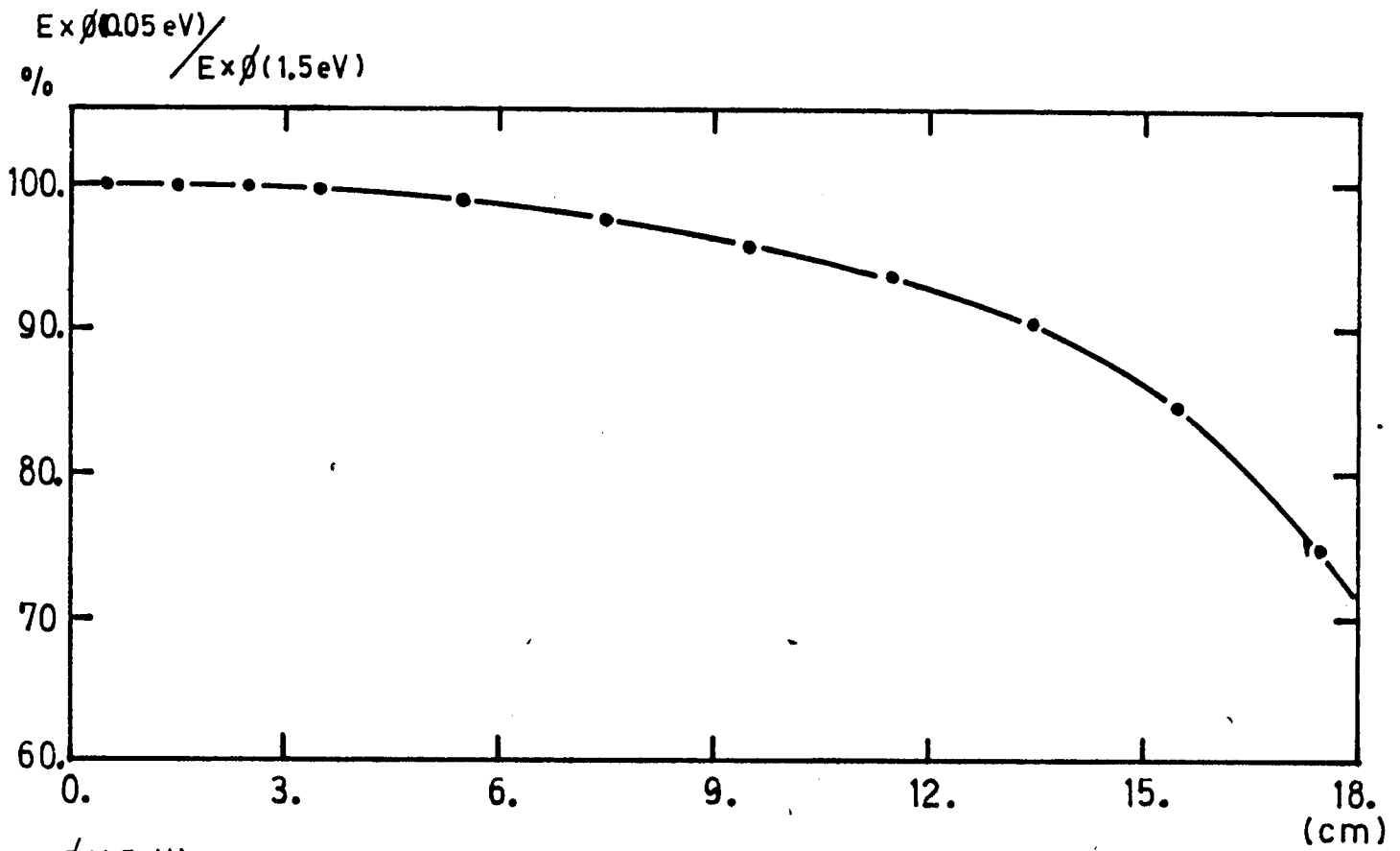


ACTIVIDAD (u.arb.)



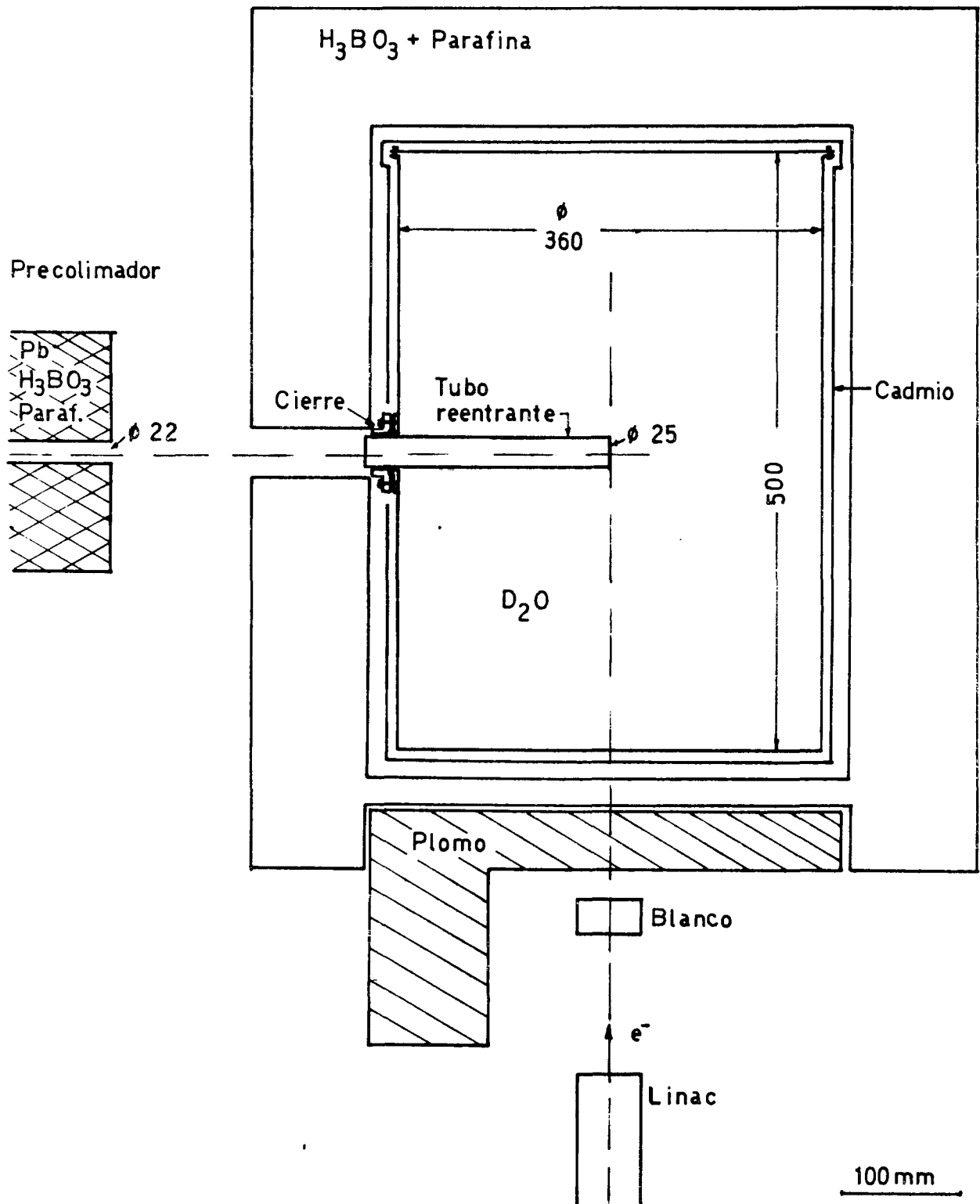


ESTIMACIONES POR CALCULO PARA D<sub>2</sub>O



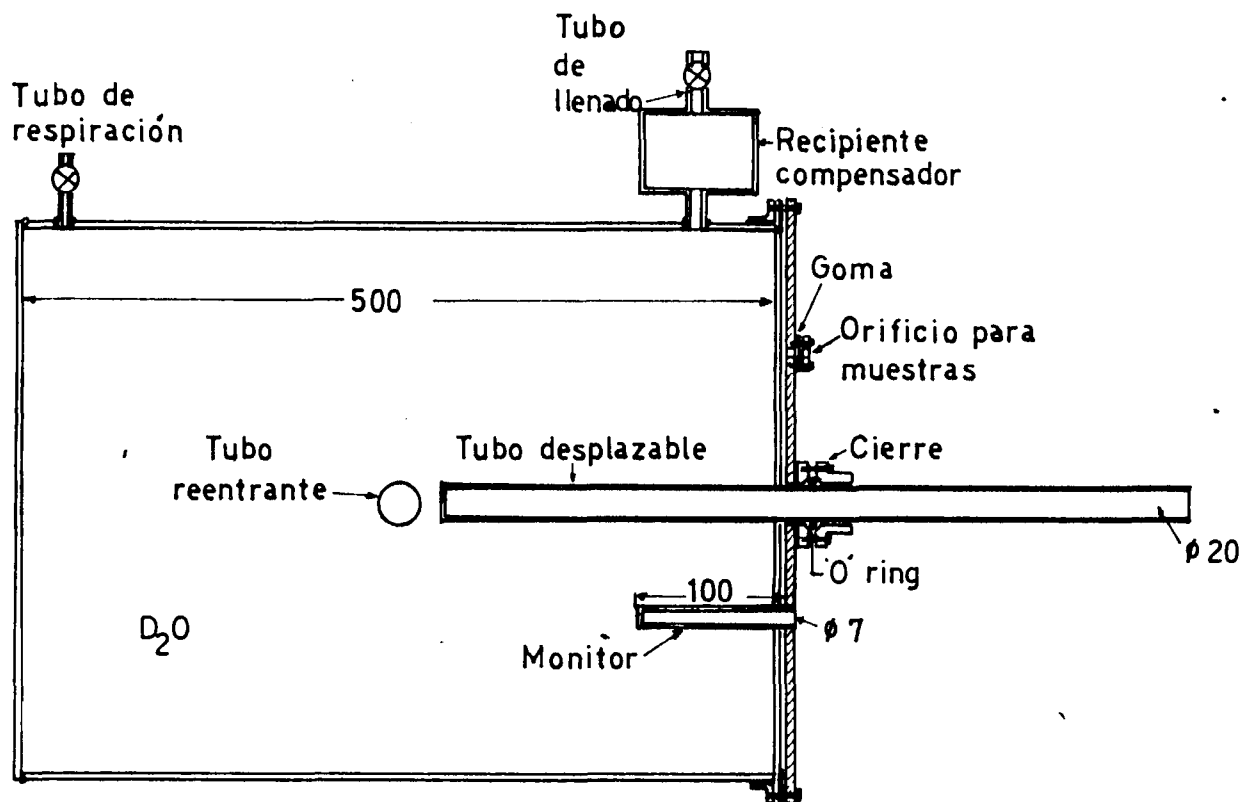
RECIPIENTE PARA MEDICIONES CON  
RESOLUCION ESPACIAL EN D<sub>2</sub>O

Ubicación y vista superior:

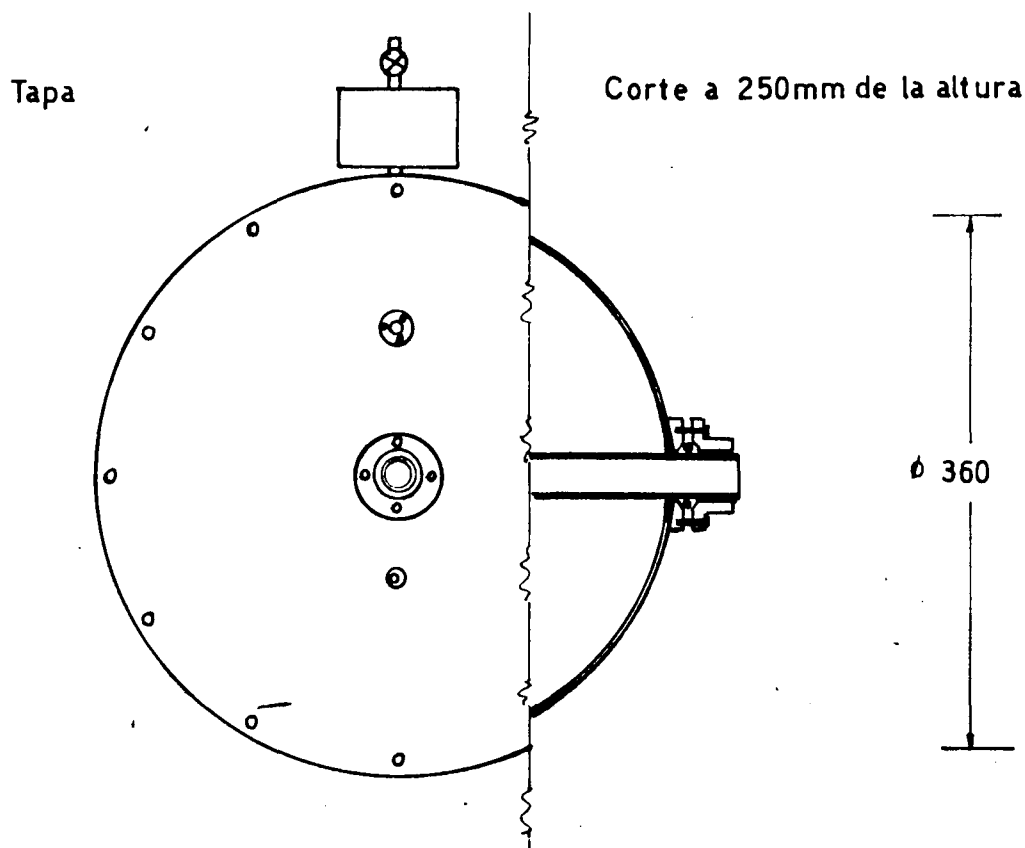


RECIPIENTE PARA MEDICIONES CON RESOLUCION ESPACIAL EN D<sub>2</sub>O

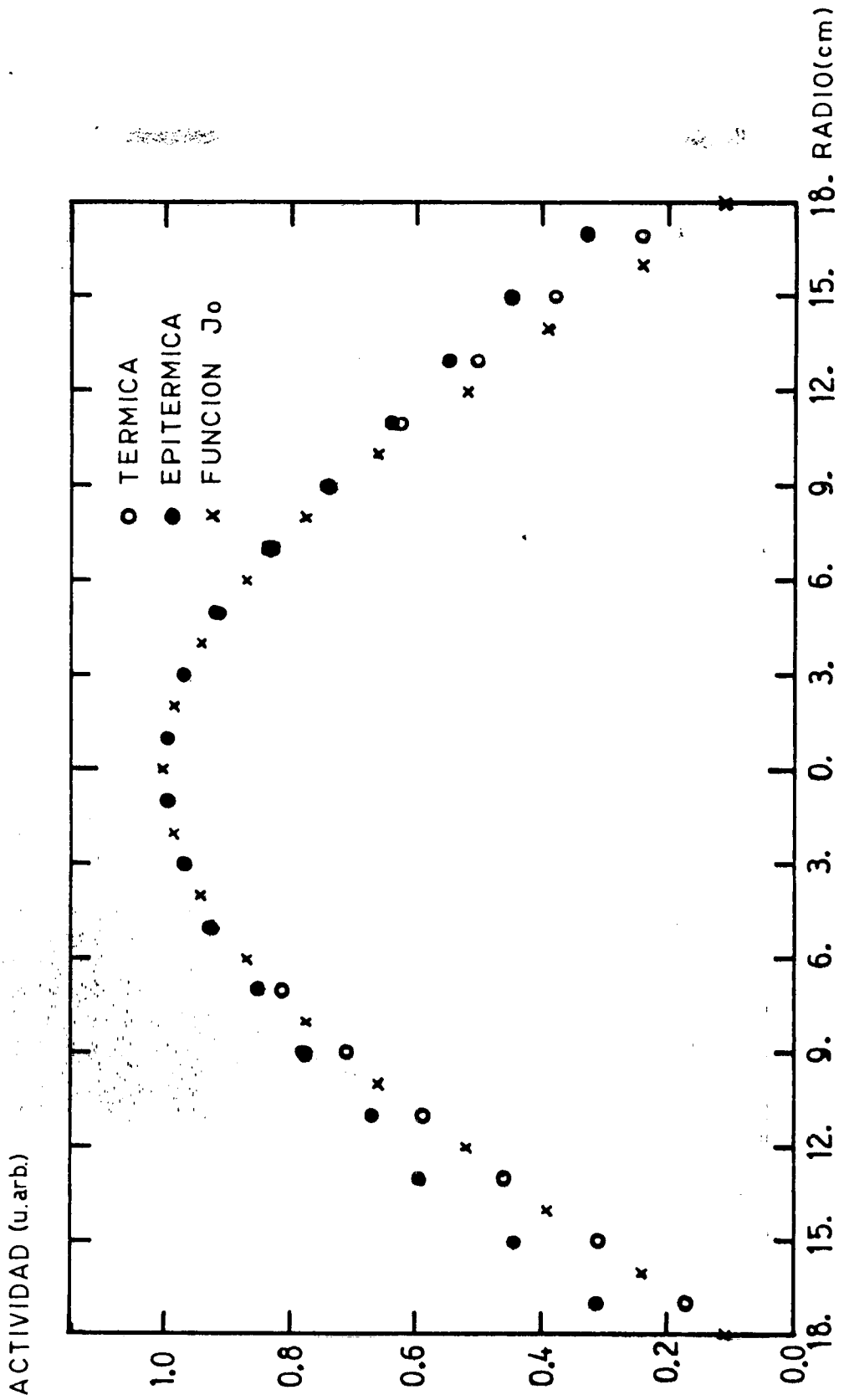
Frente:



Vista lateral:

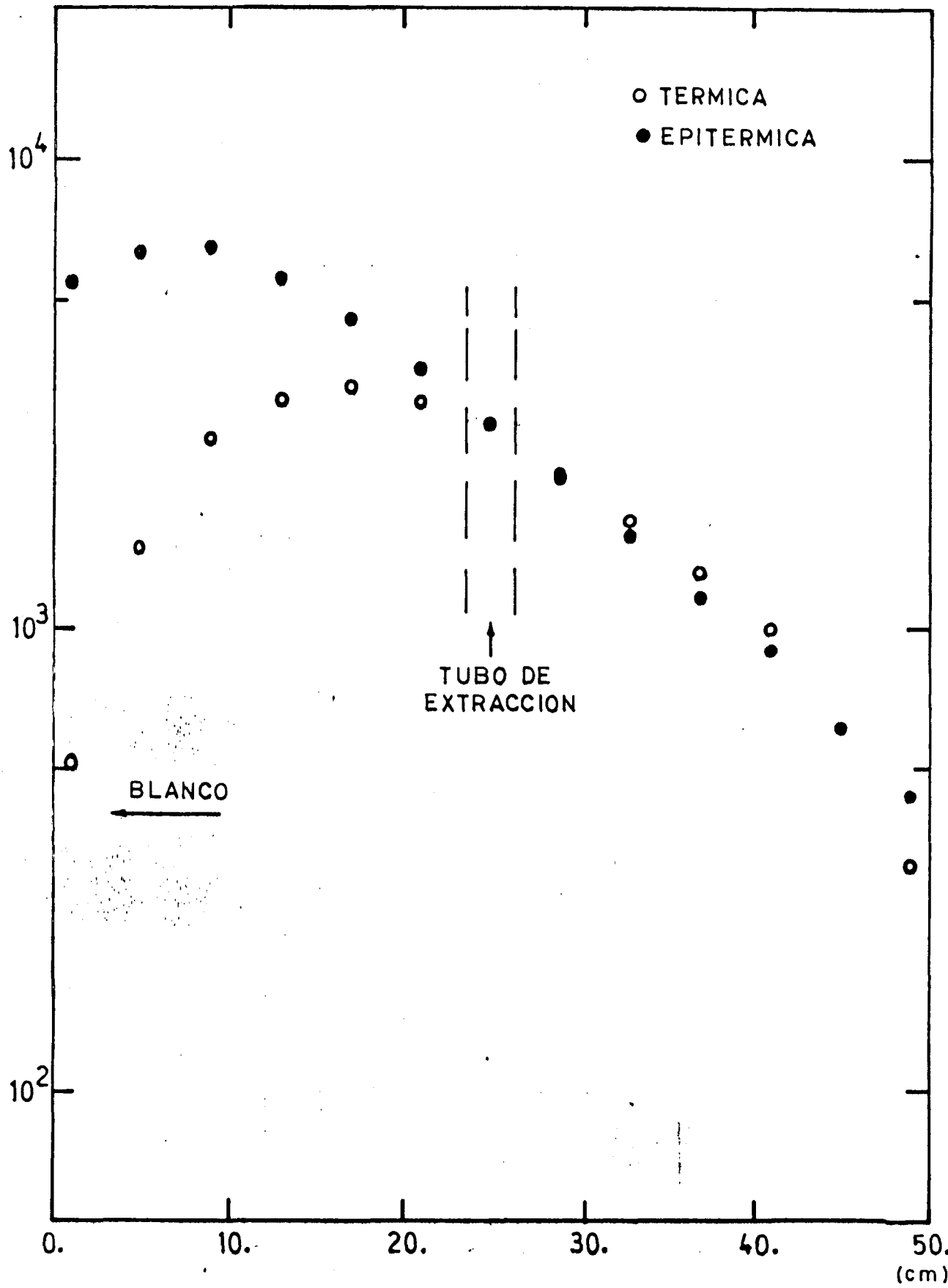


DISTRIBUCION ESPACIAL RADIAL (D<sub>2</sub>O)  
HOJUELAS DE INDIO

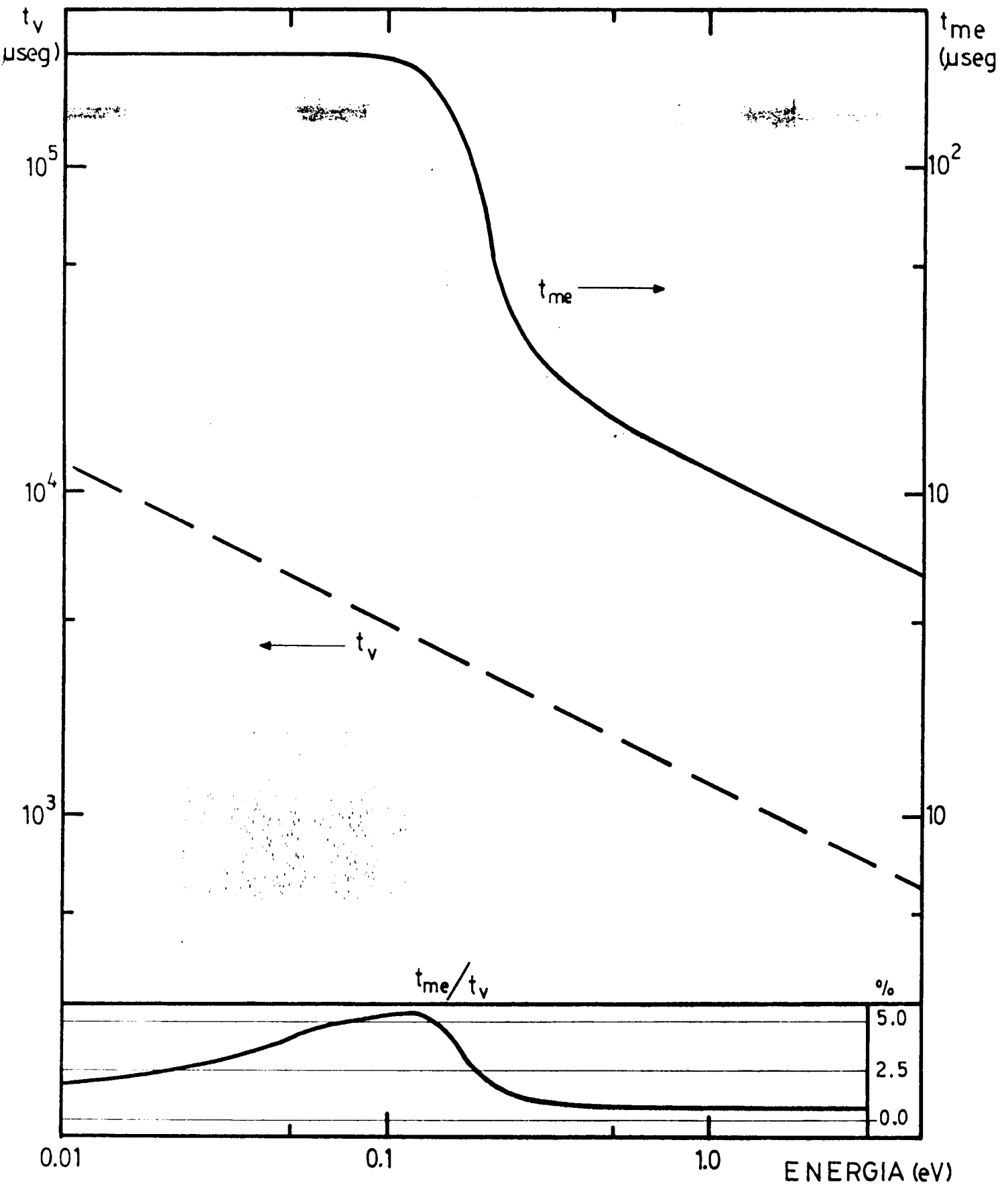


DISTRIBUCION ESPACIAL LONGITUDINAL (D<sub>2</sub>O)

ACTIVIDAD

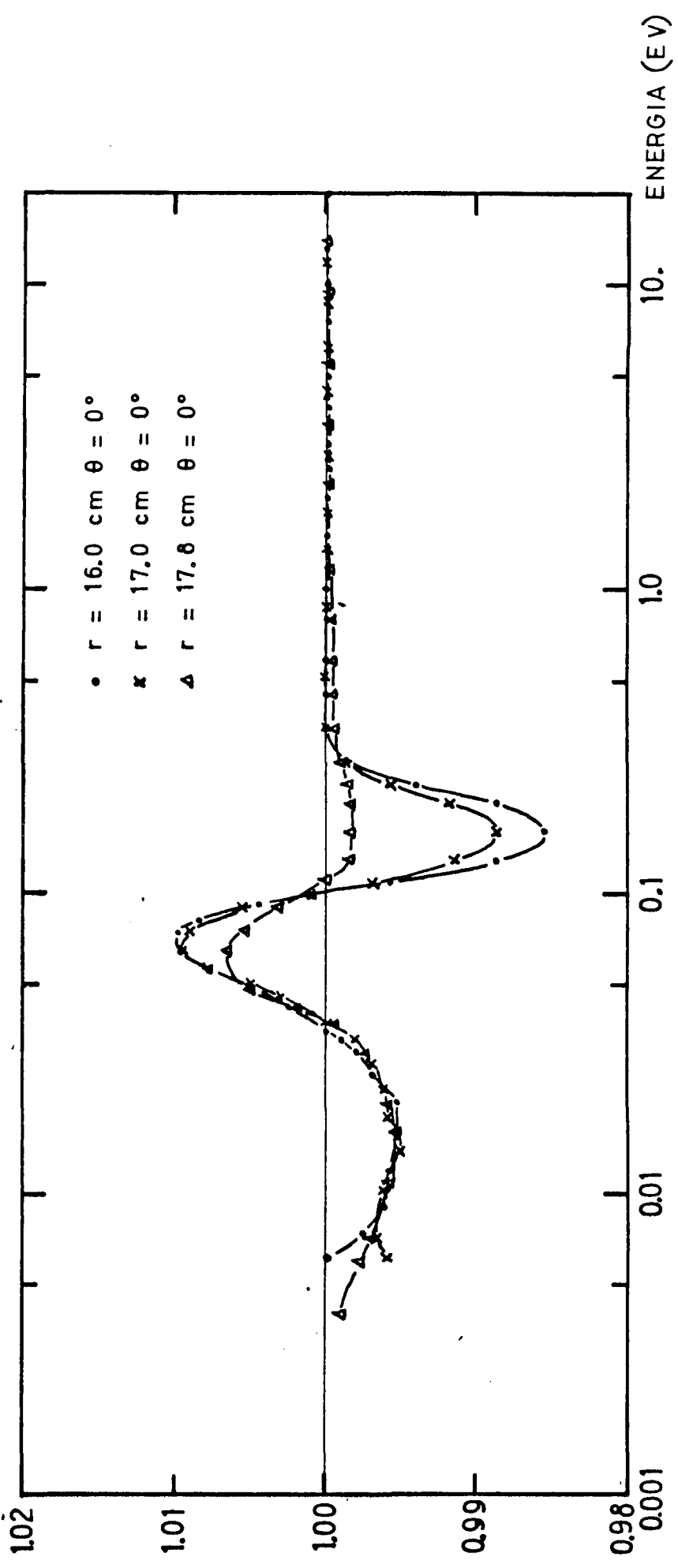


TIEMPO DE VUELO ( $t_v$ ) Y TIEMPO MEDIO DE EMISION ( $t_{me}$ ) EN  $D_2O$



FACTOR DE CORRECCION POR FUNCION RESOLUCION (D<sub>2</sub>O)

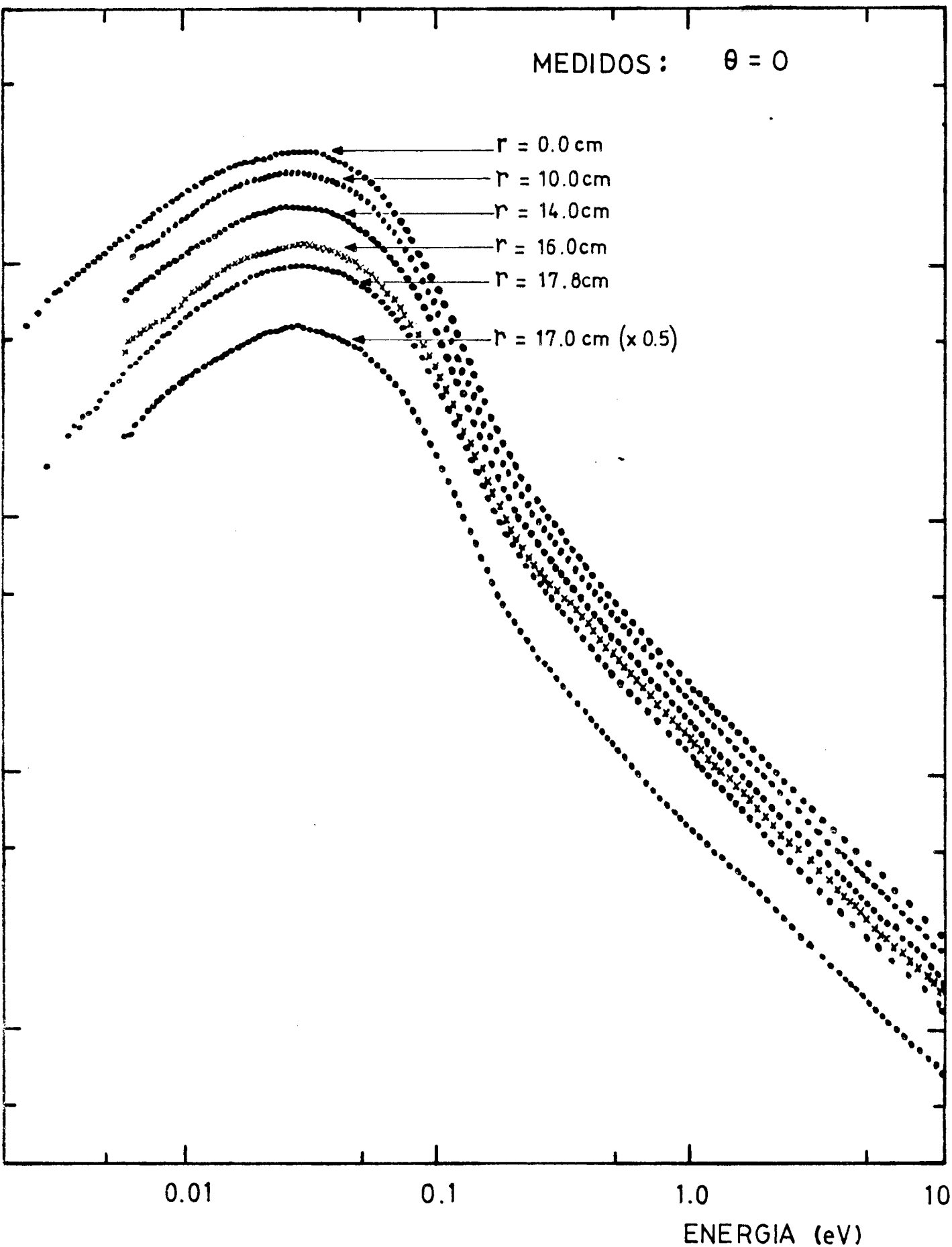
$$\text{FACTOR DE CORRECCION} = \left( 1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \text{Re}(x) dx}{2} \right)$$

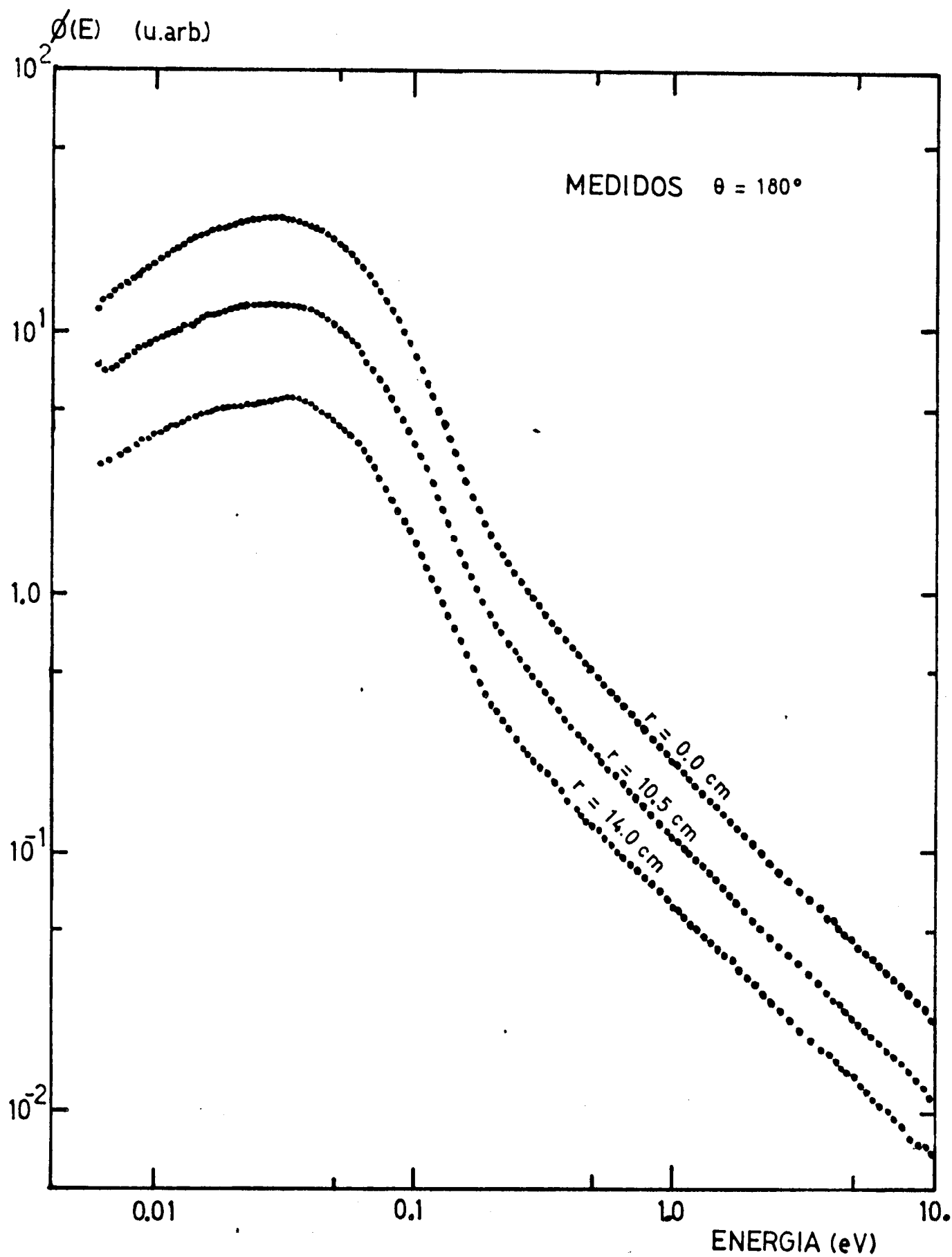


ESPECTROS MEDIDOS EN D<sub>2</sub>O

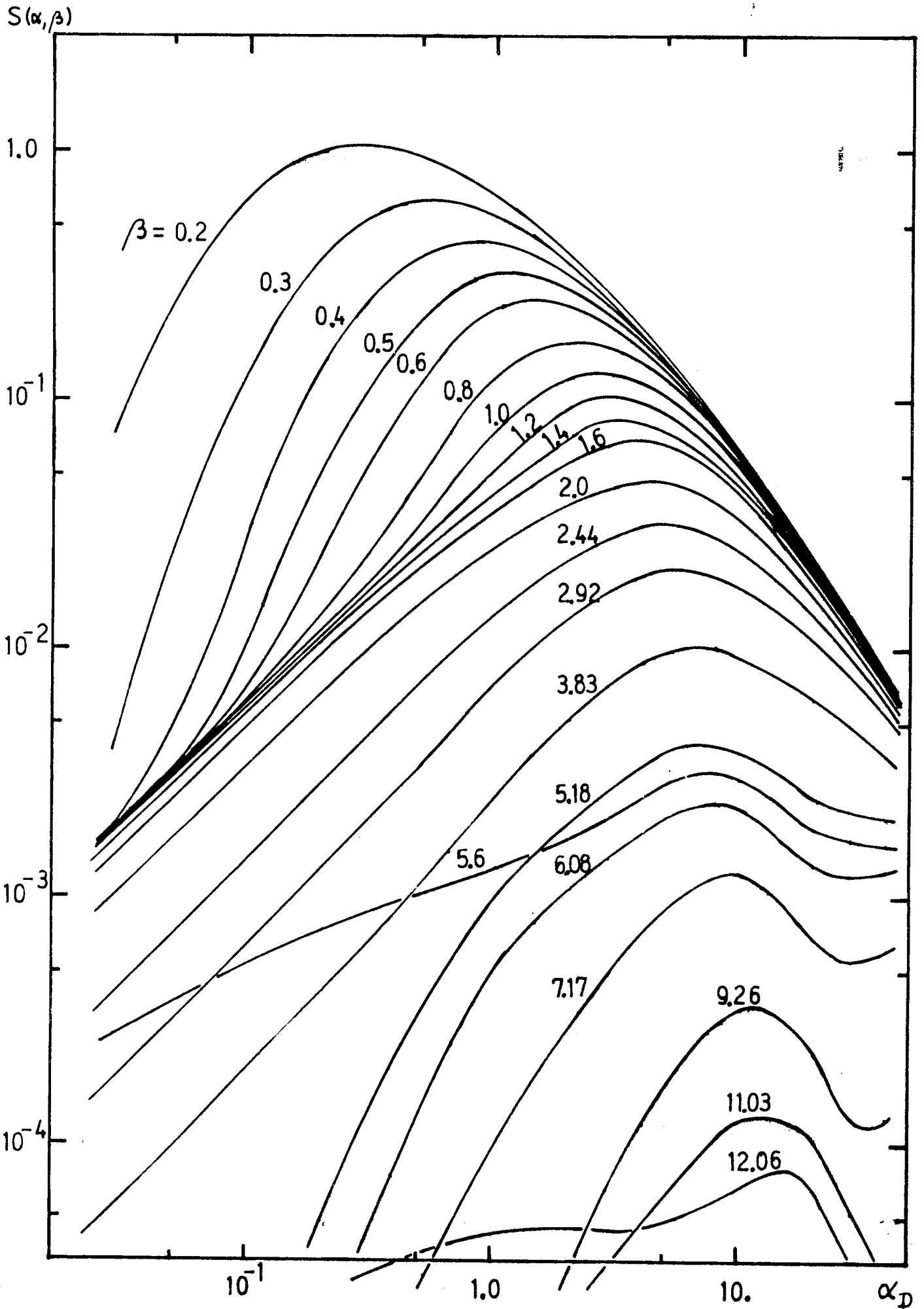
$\phi(E)$  (u.arb.)

MEDIDOS :  $\theta = 0$

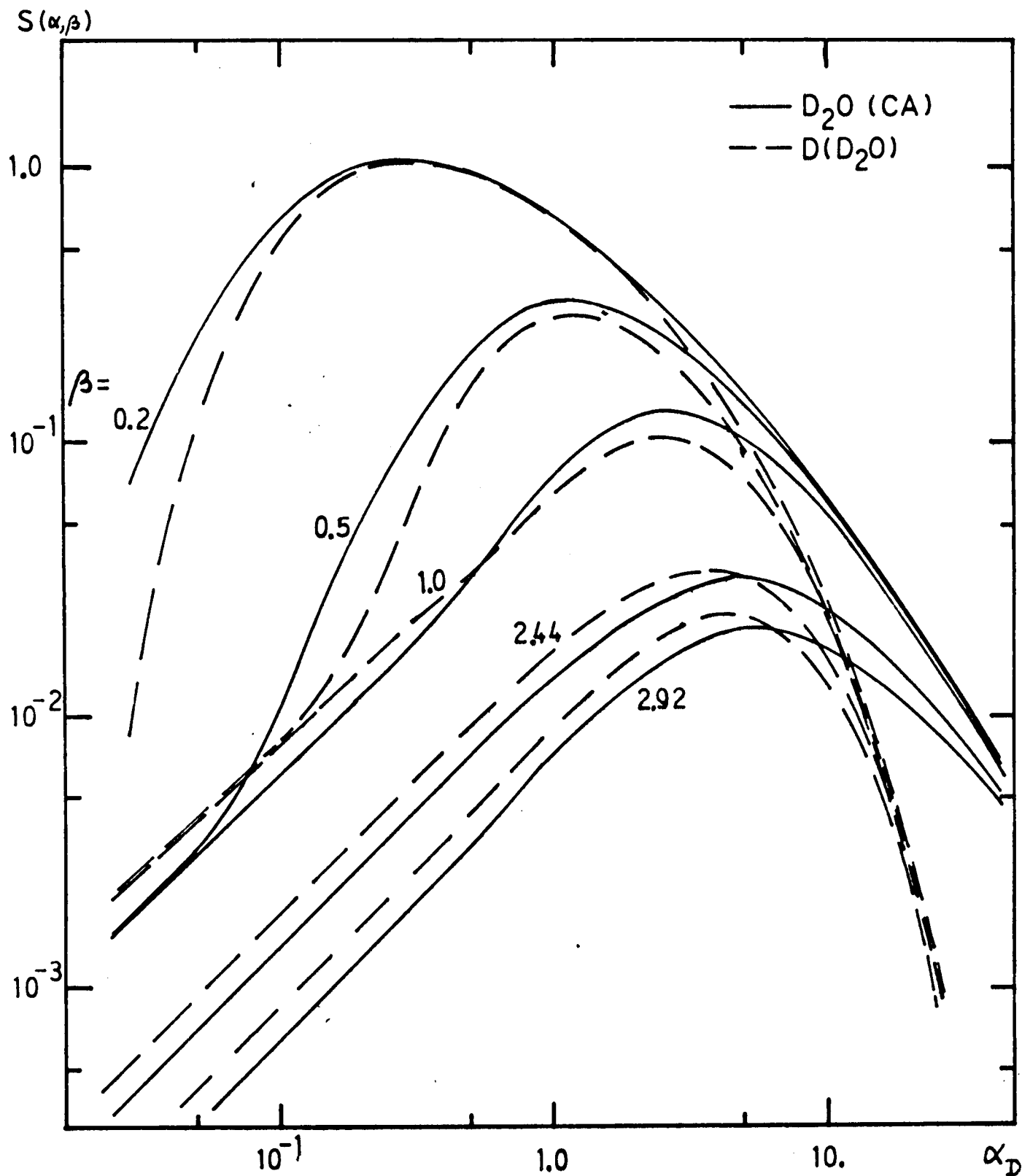


ESPECTROS MEDIDOS EN D<sub>2</sub>O

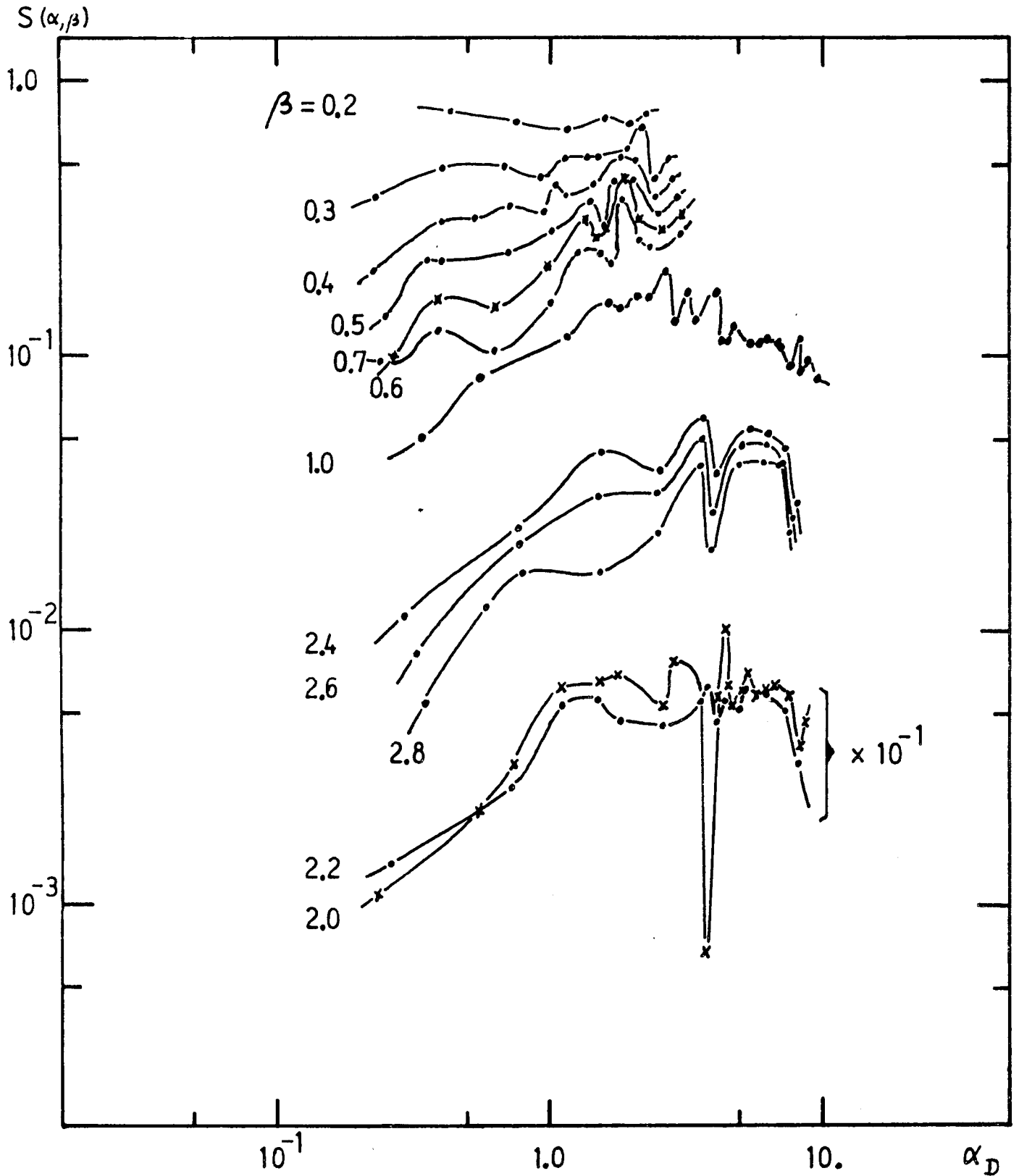
LEY DE DISPERSION D<sub>2</sub>O  
 Calculada en este trabajo (CA)



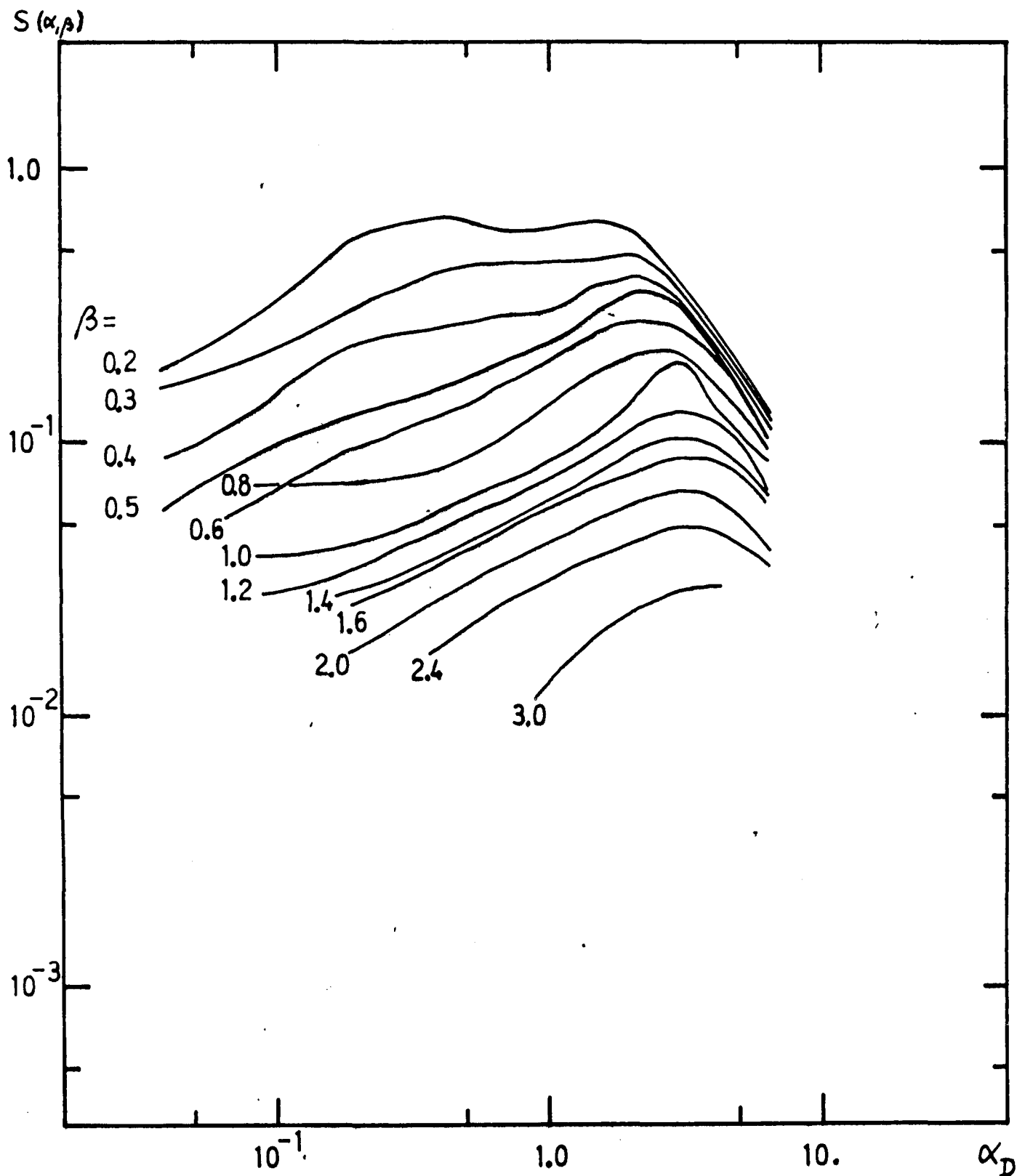
CONTRIBUCION DEL OXIGENO A LA LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O



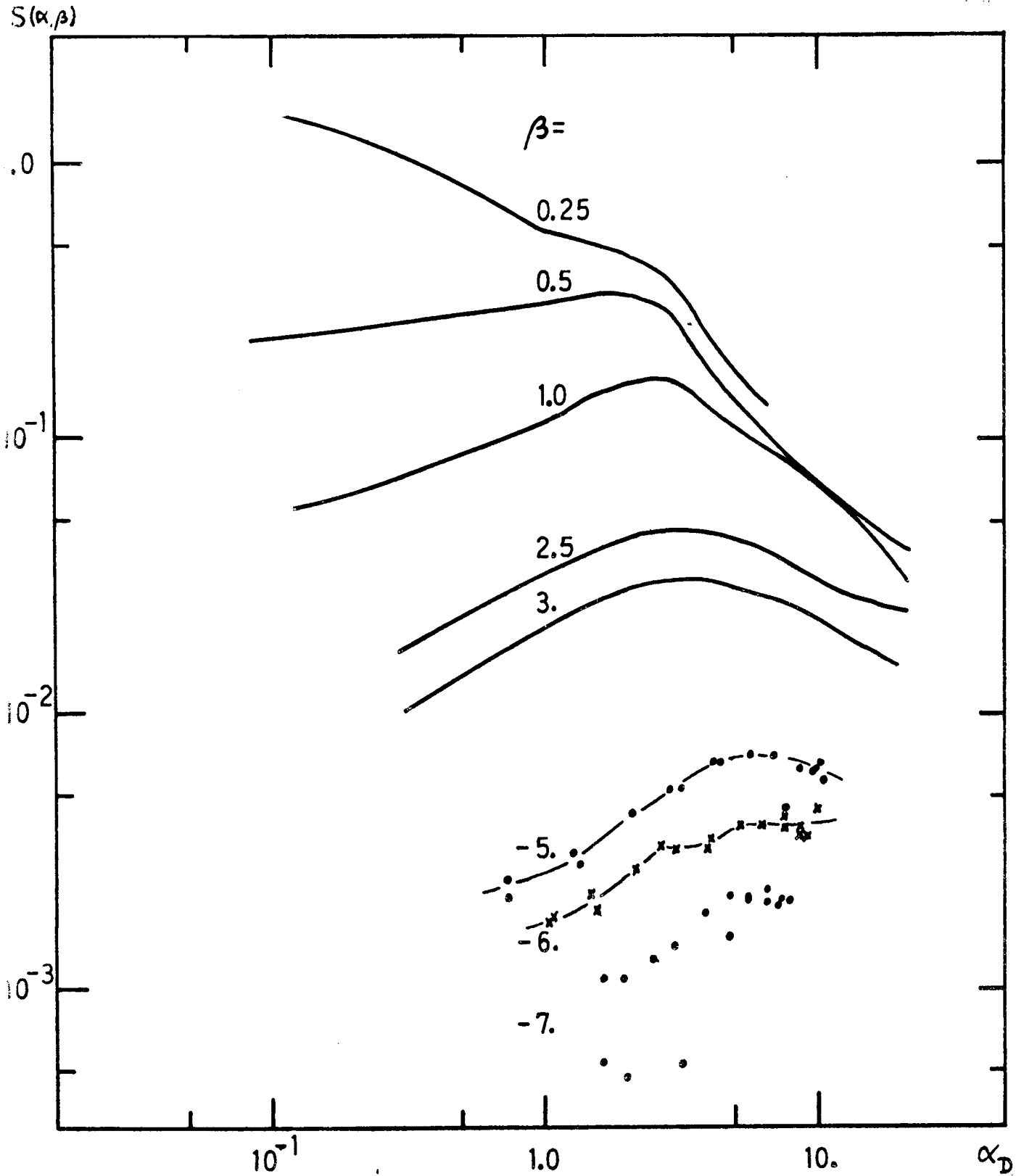
LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O  
 MEDIDA POR EGELSTAFF-(EG)



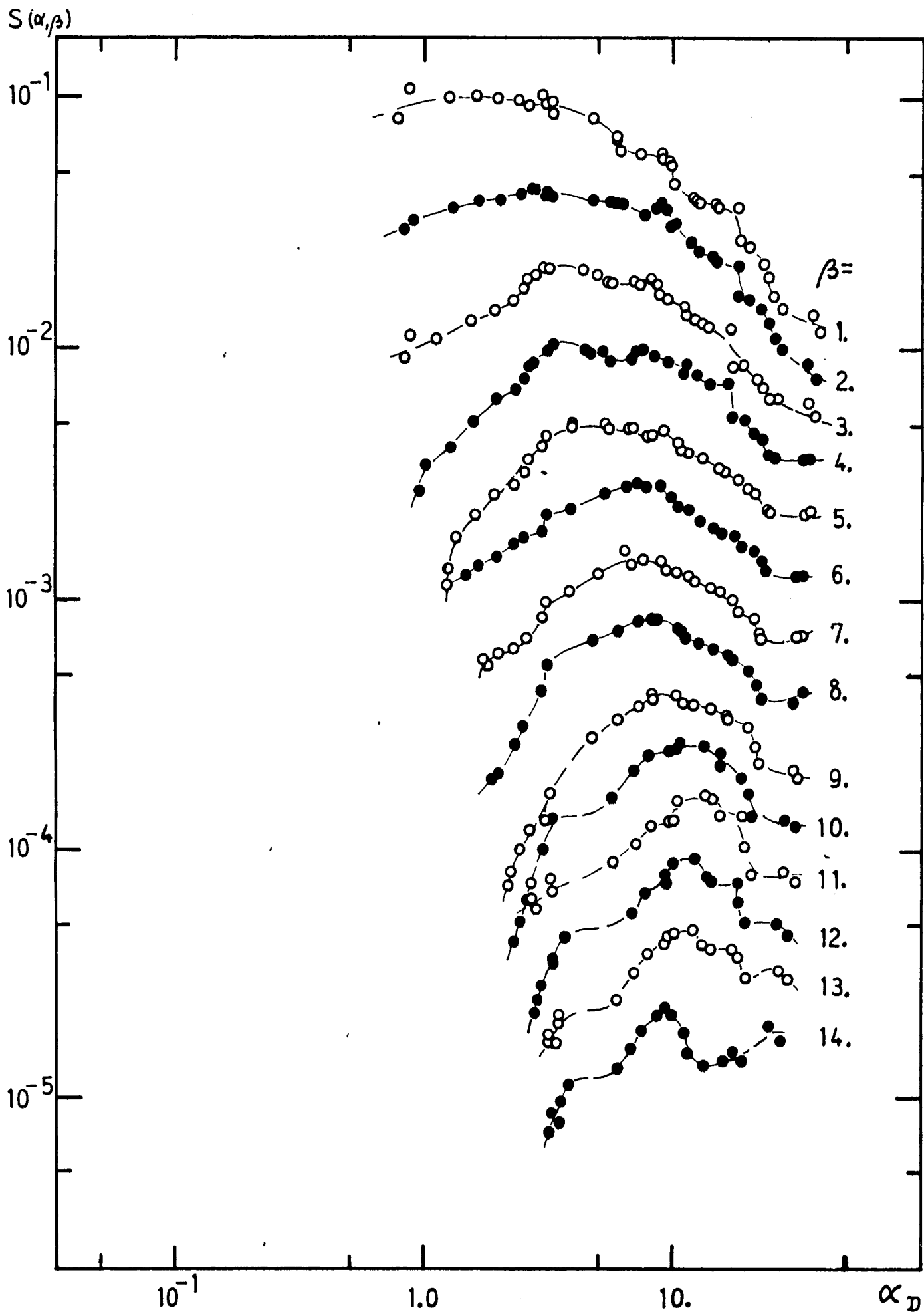
LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O  
MEDIDA POR HAYWOOD-(HY)



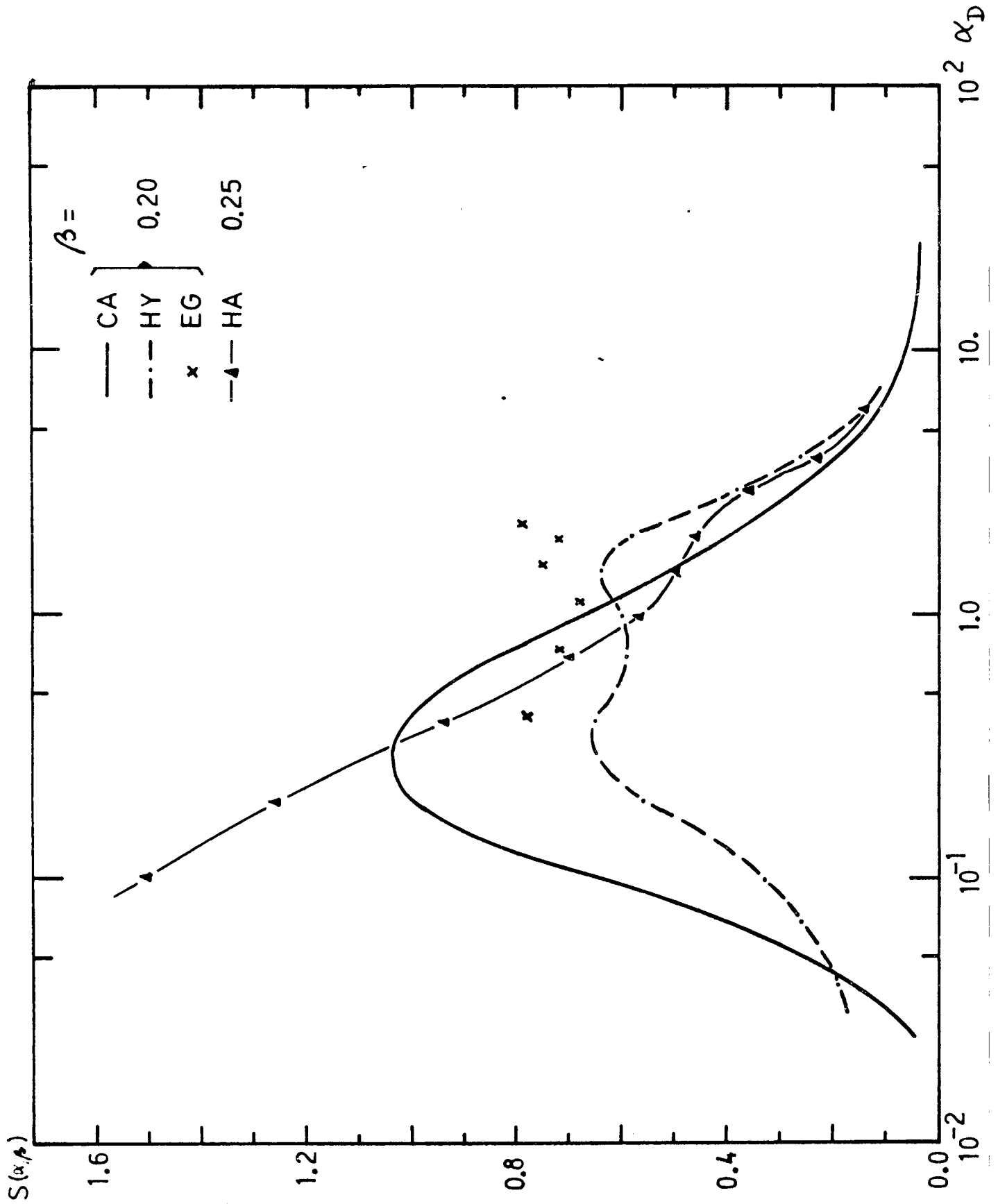
LEY DE DISPERSION DEL  $D_2O$   
MEDIDA POR HARLING-(HA)



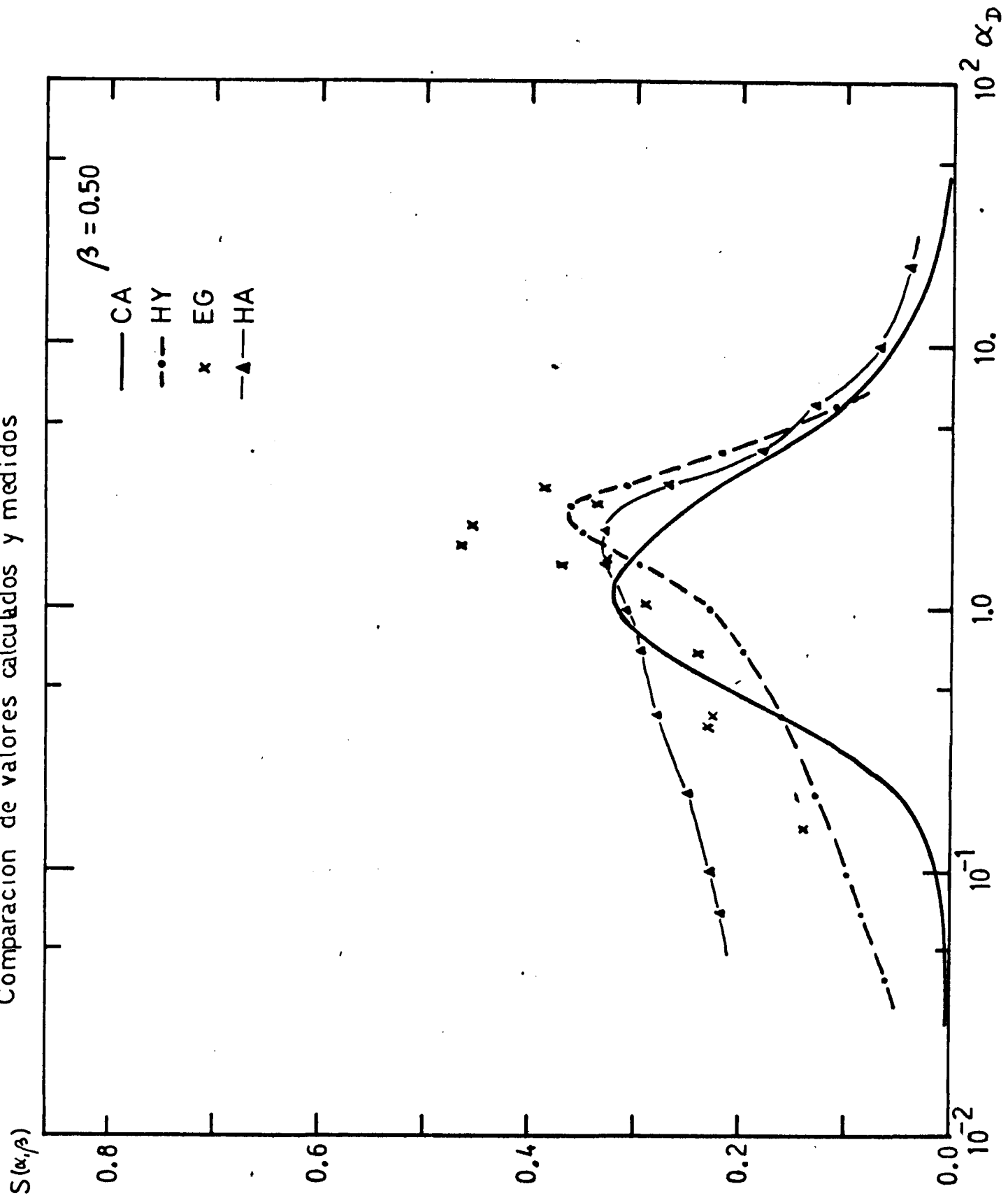
LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O  
MEDIDA POR WHITTEMORE-(WH)



COMPARACION DE VALORES CÁLCULADOS Y MEDIDOS

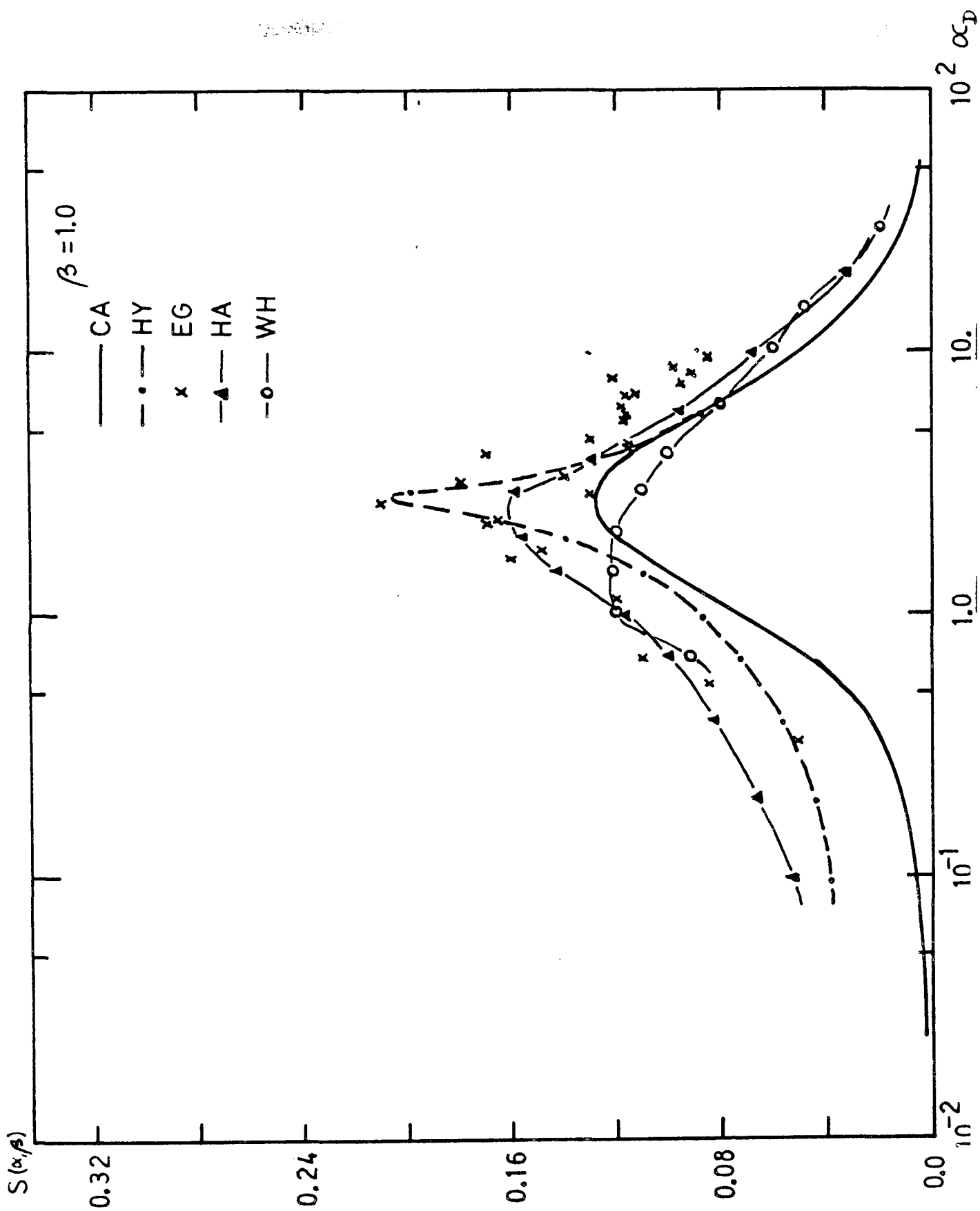


LEY DE DISPERSION D20  
 Comparacion de valores calculados y medidos

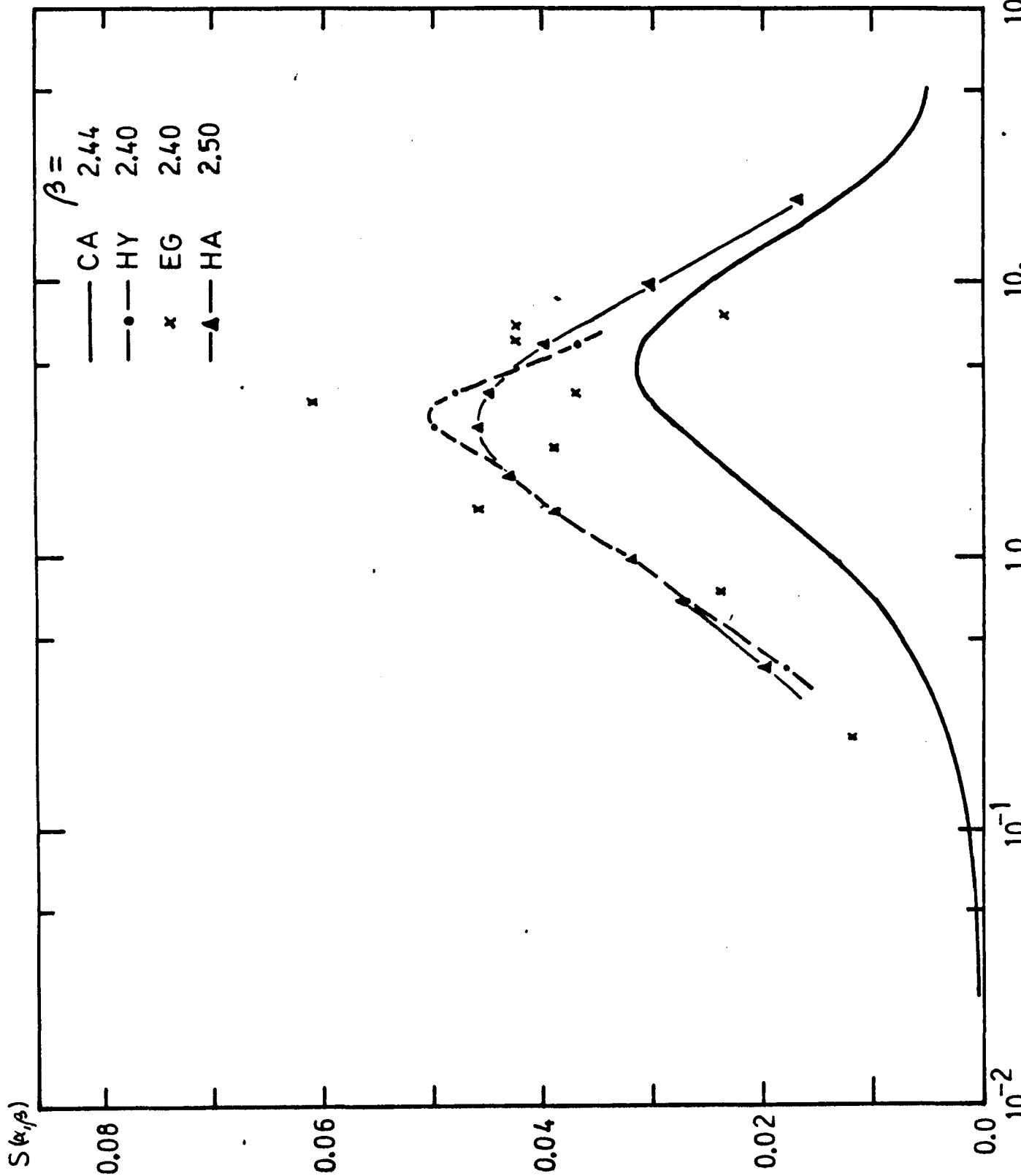


LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O

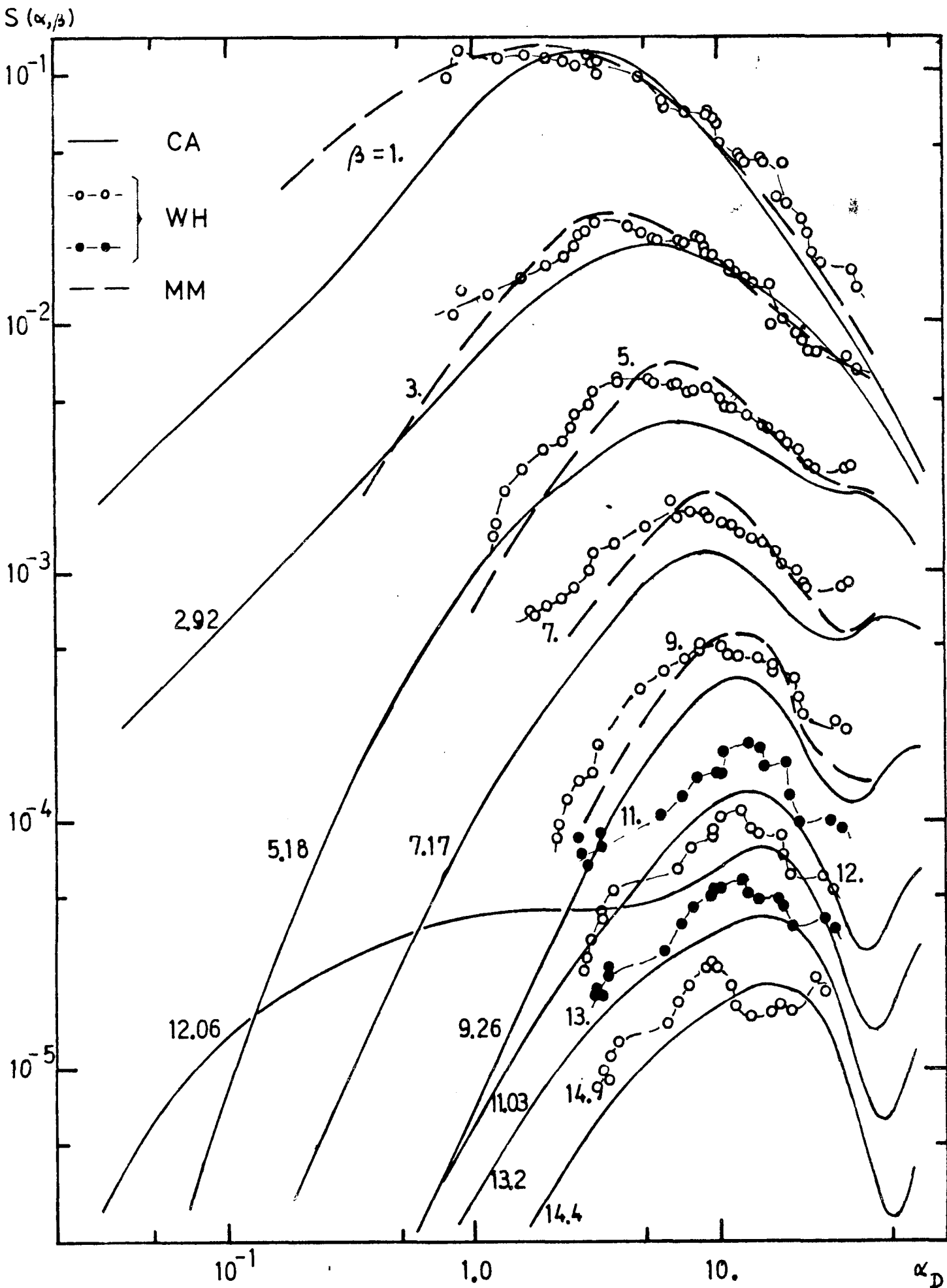
COMPARACION DE VALORES CALCULADOS Y MEDIDOS



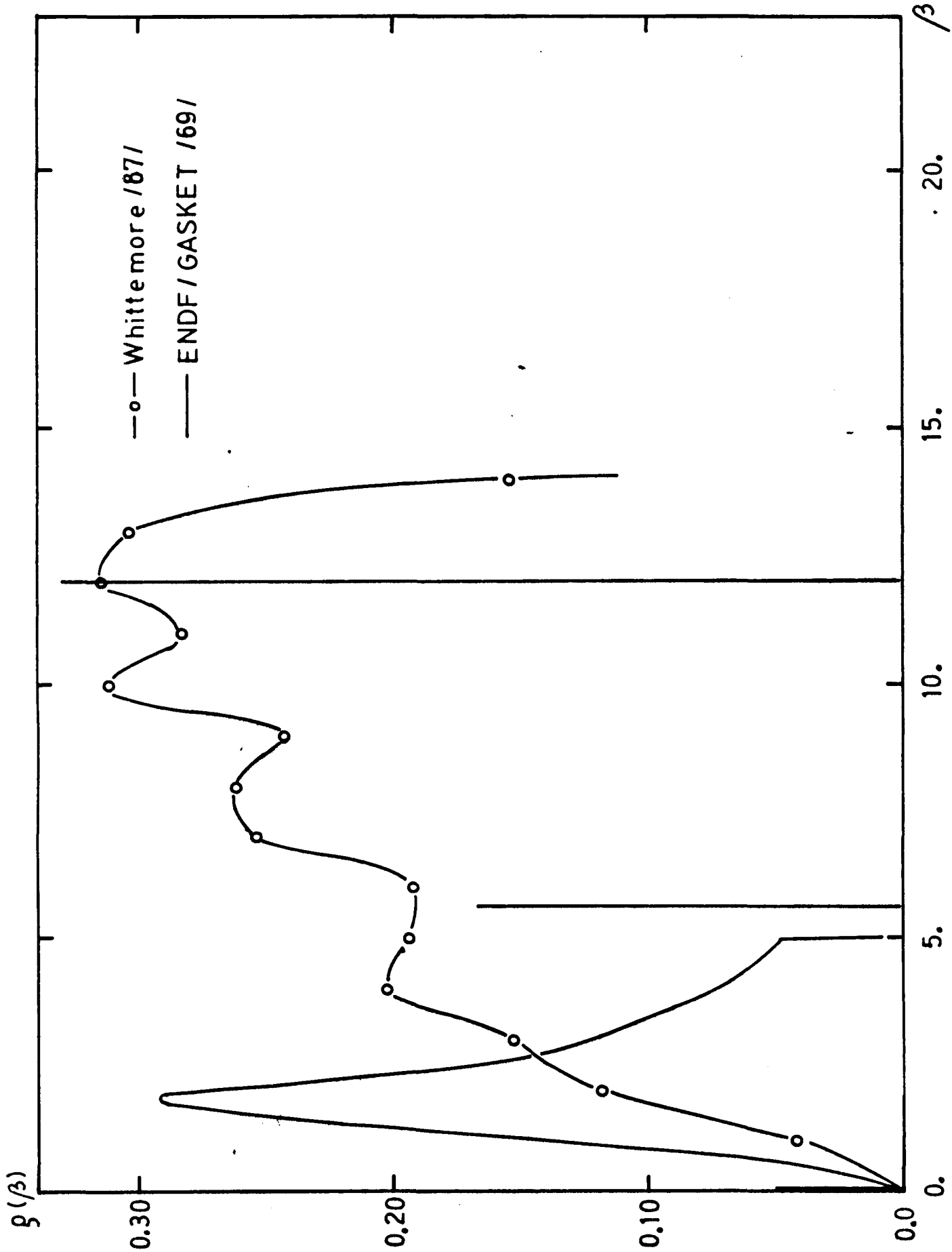
LEY DE DISPERSION DEL D<sub>2</sub>O  
 COMPARACION DE VALORES CALCULADOS Y MEDIDOS



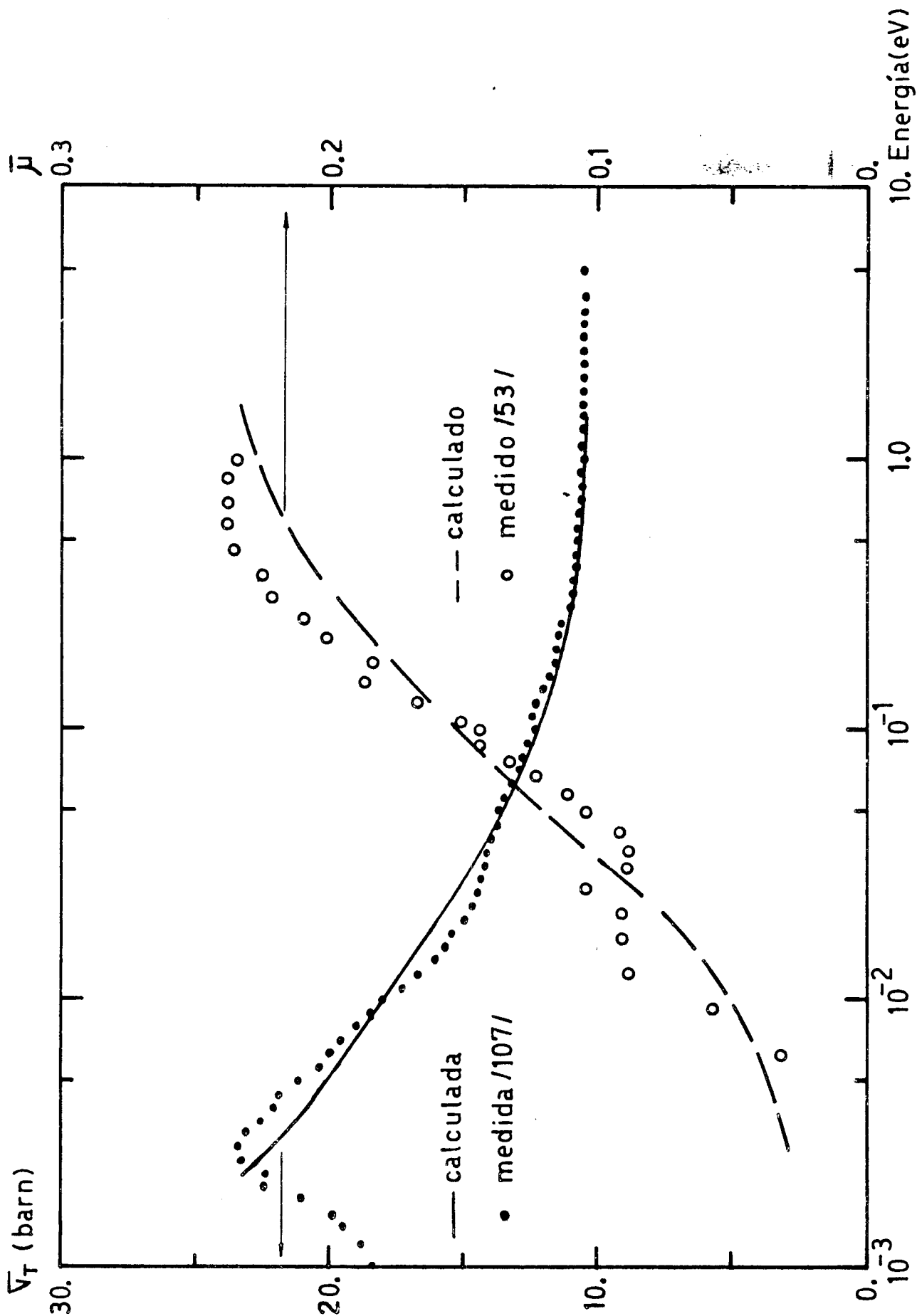
COMPARACION DE VALORES CALCULADOS Y MEDIDOS

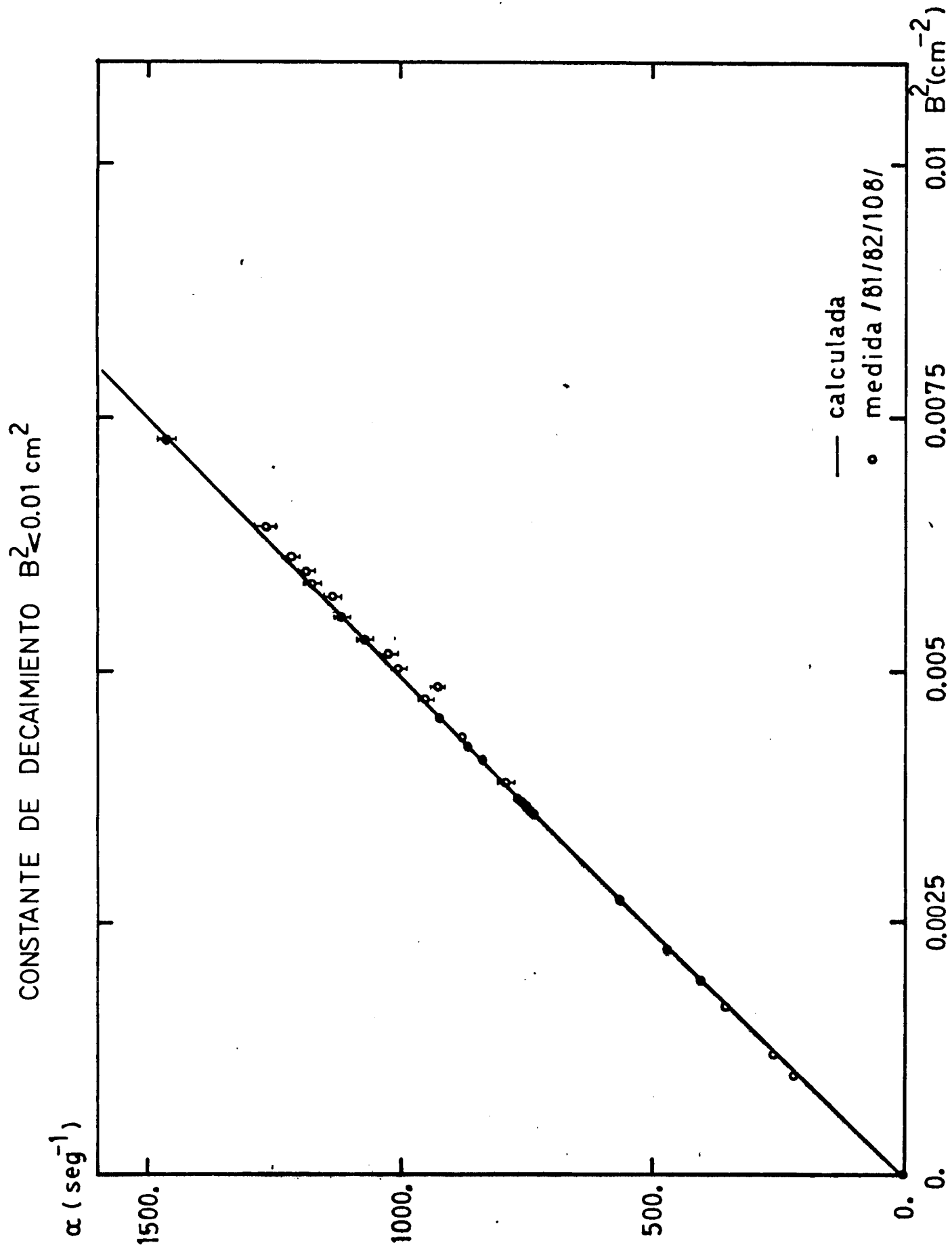


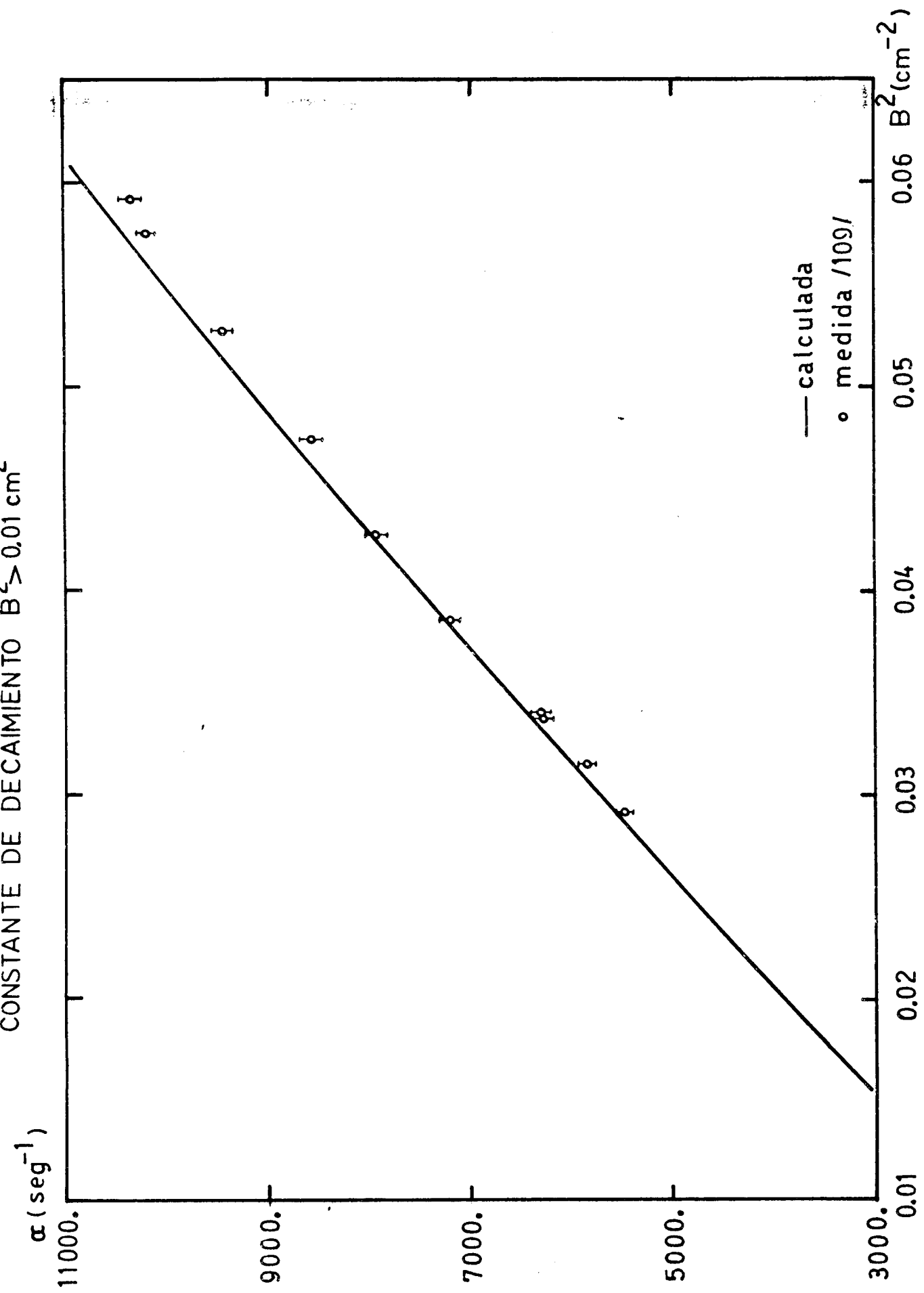
ESPECTRO DE FRECUENCIAS PARA D(D<sub>2</sub>O)



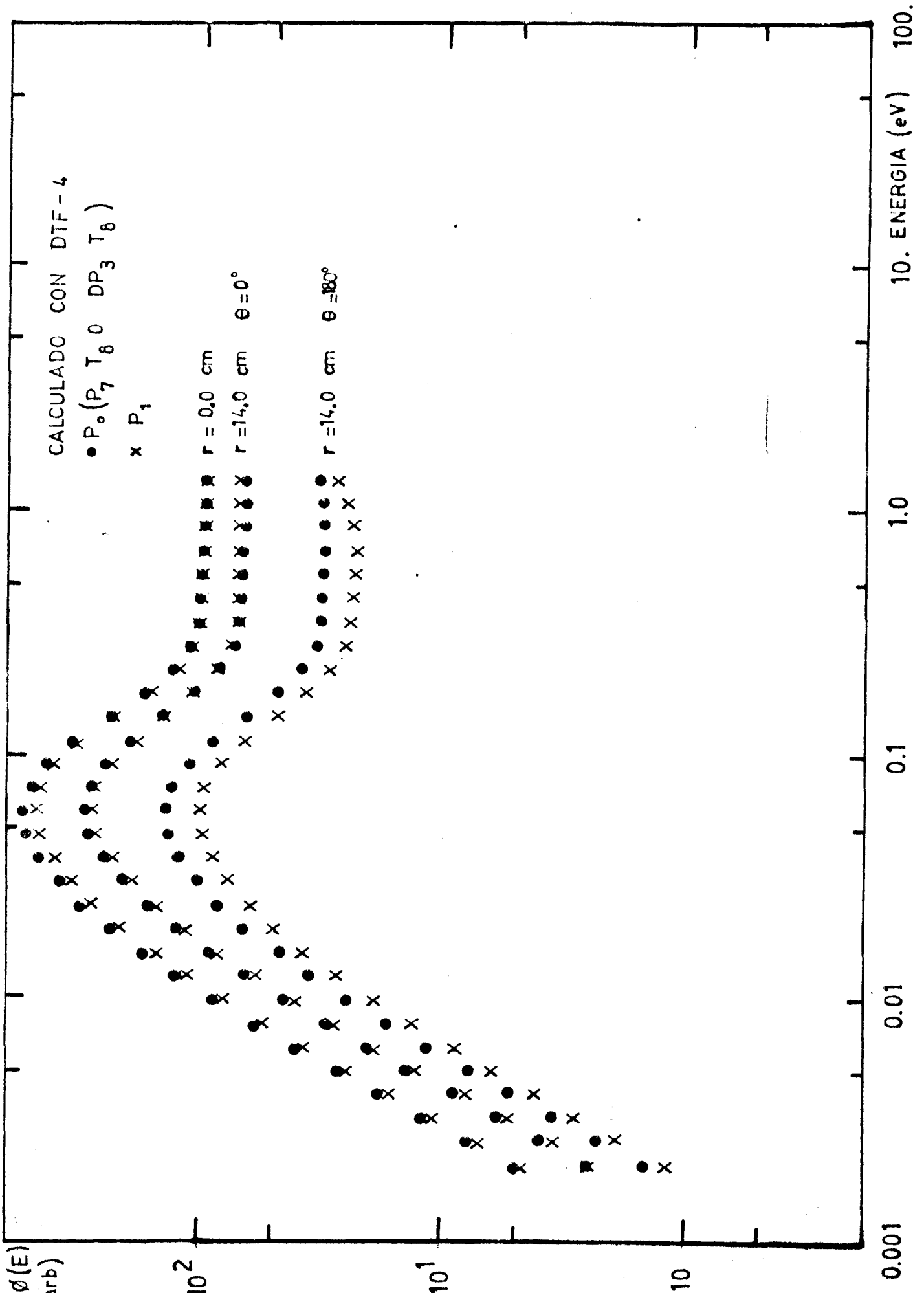
SECCION EFICAZ TOTAL Y COSENO  
DEL ANGULO DE DISPERSION (D<sub>2</sub>O)



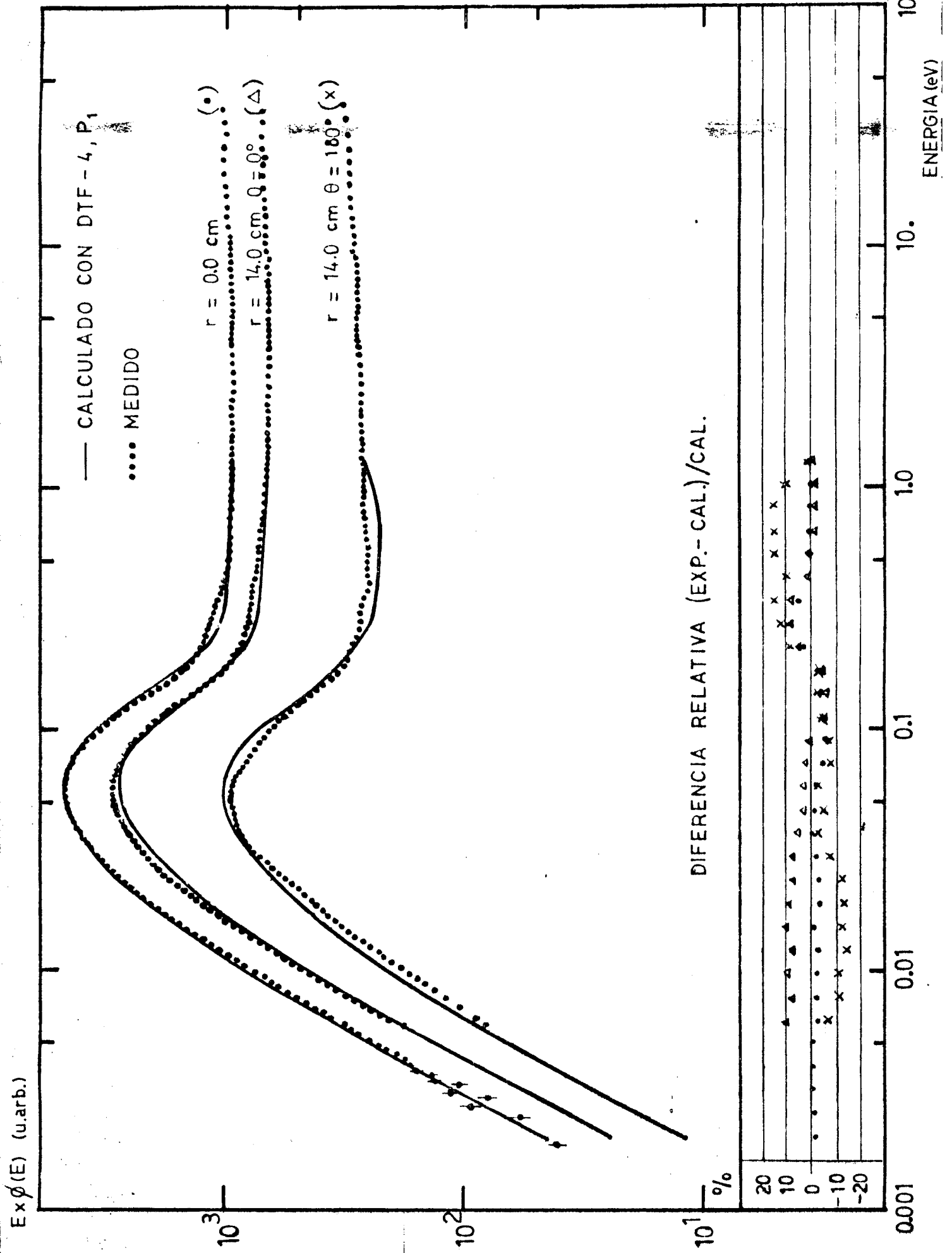




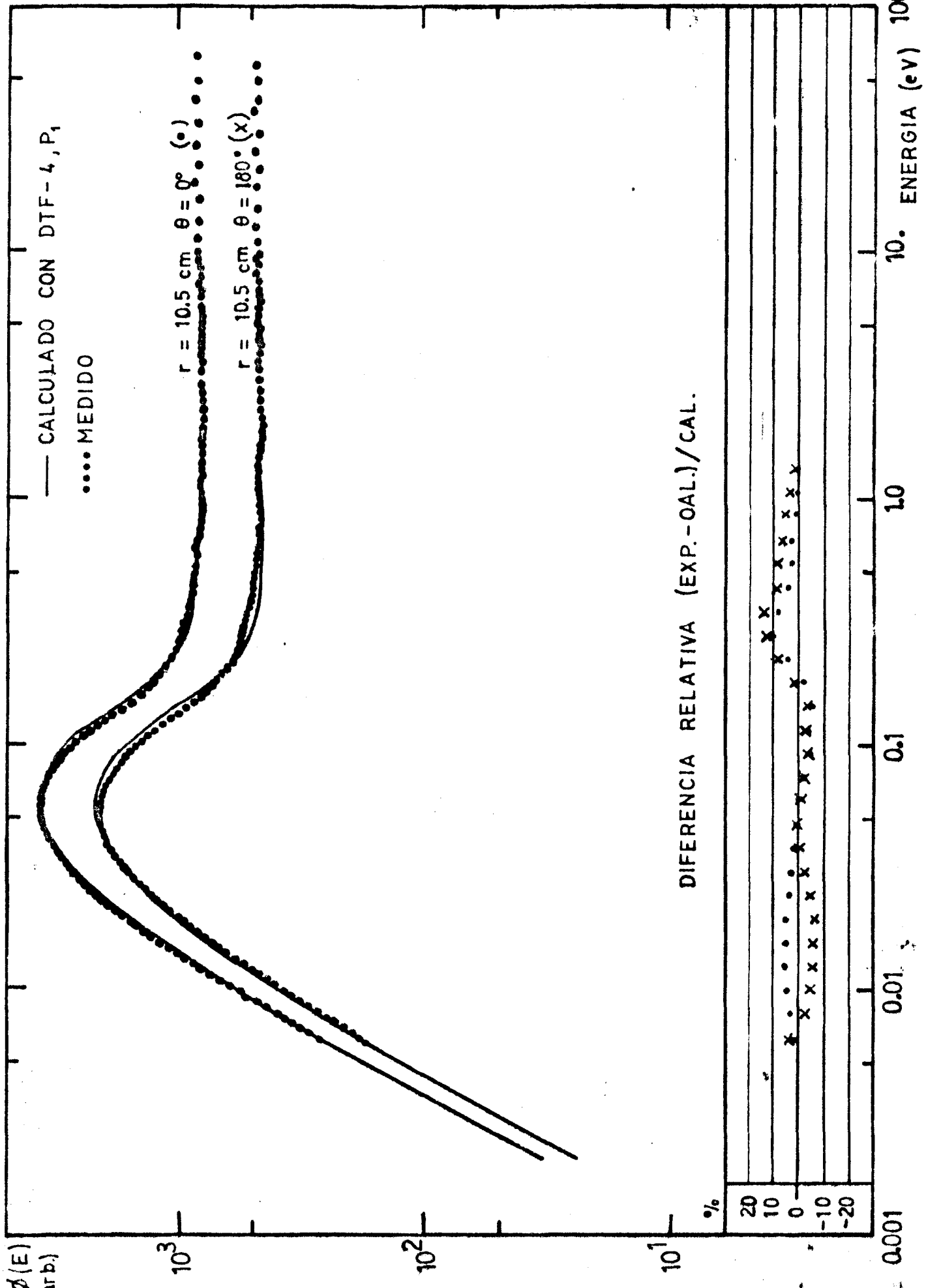
EFFECTO DE LA ANISOTROPIA EN LA DISPERSION



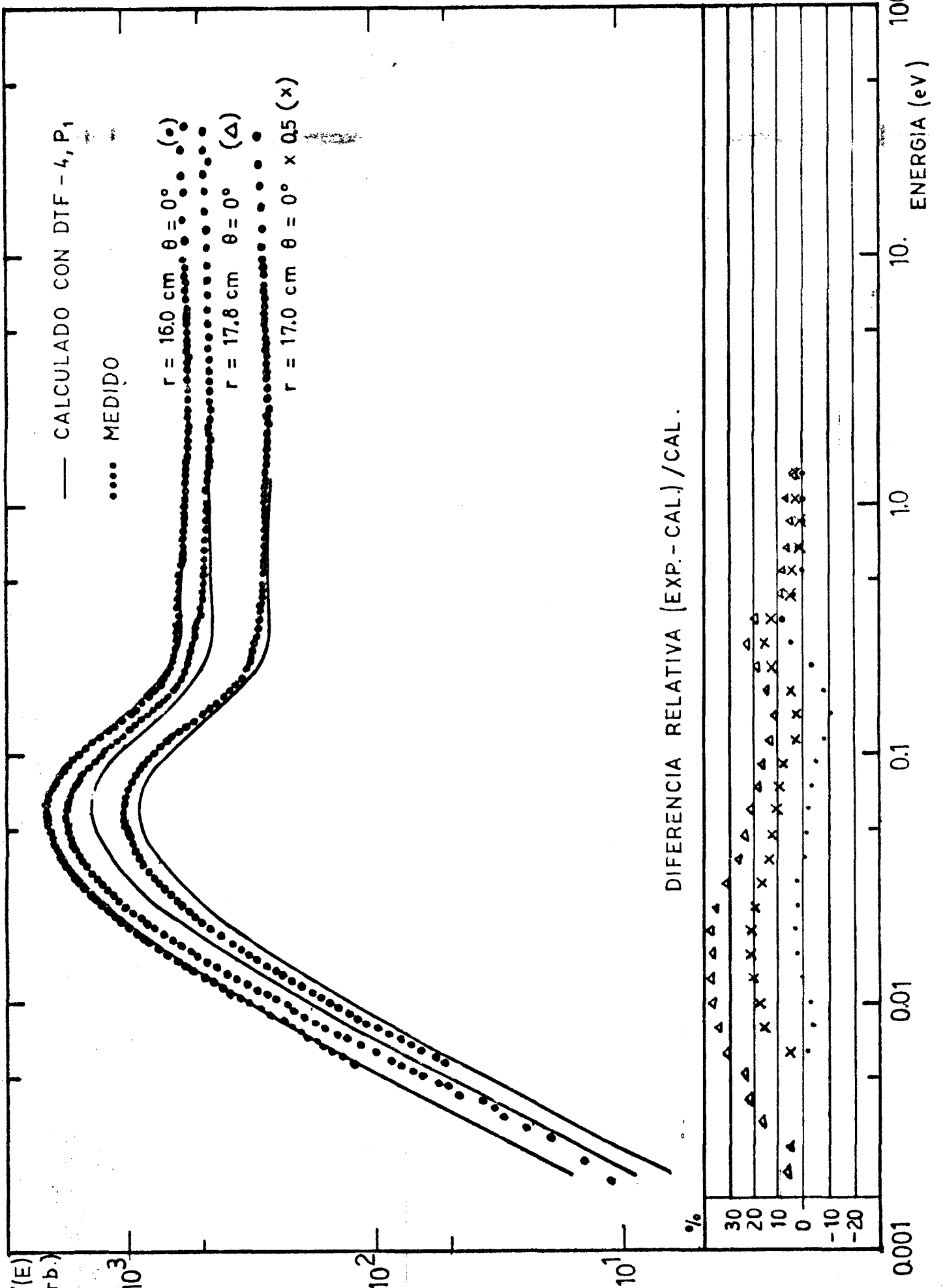
ESPECTRO EN D<sub>2</sub>O



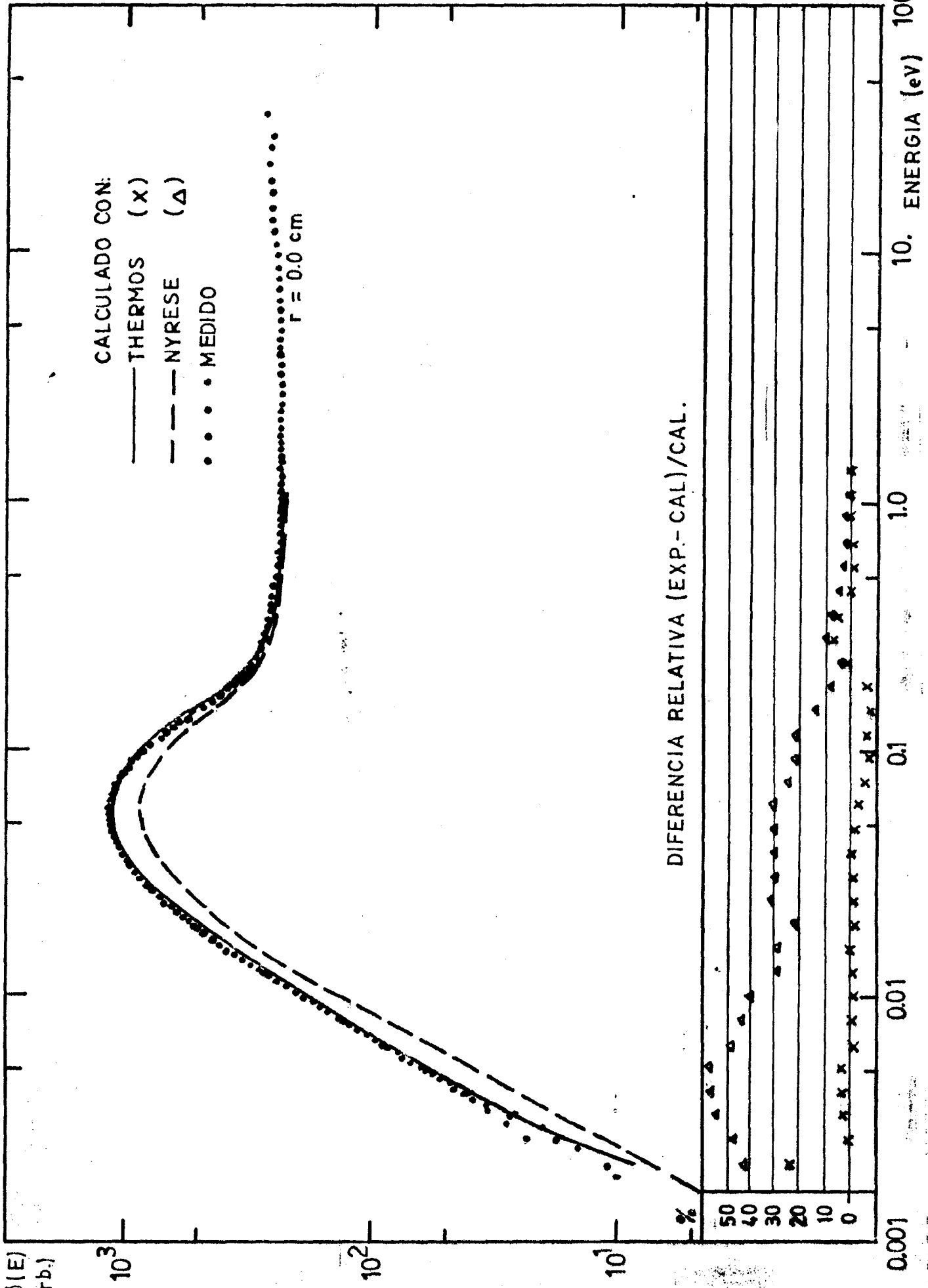
ESPECTRO EN D<sub>2</sub>O



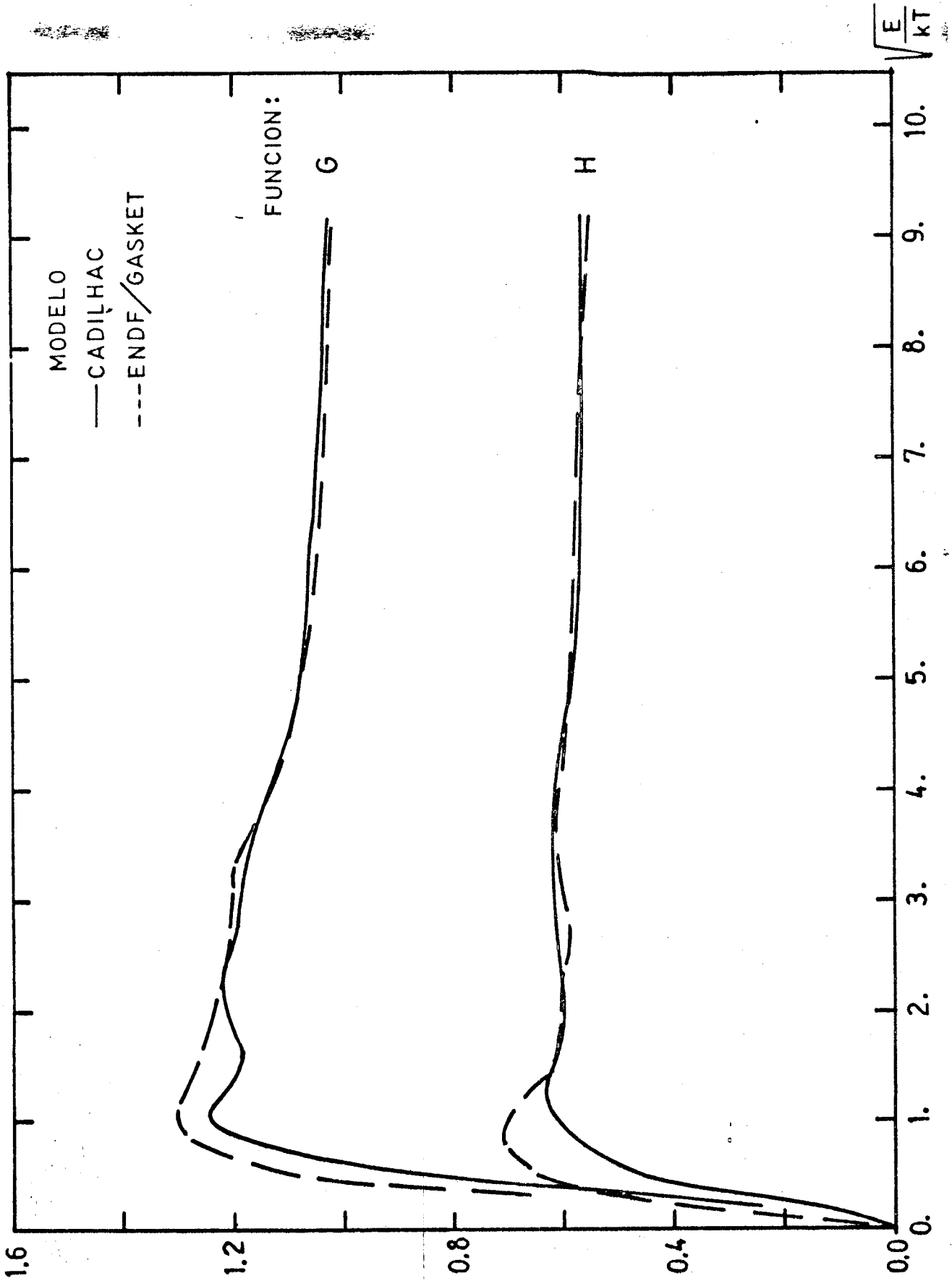
ESPECTRO EN D<sub>2</sub>O



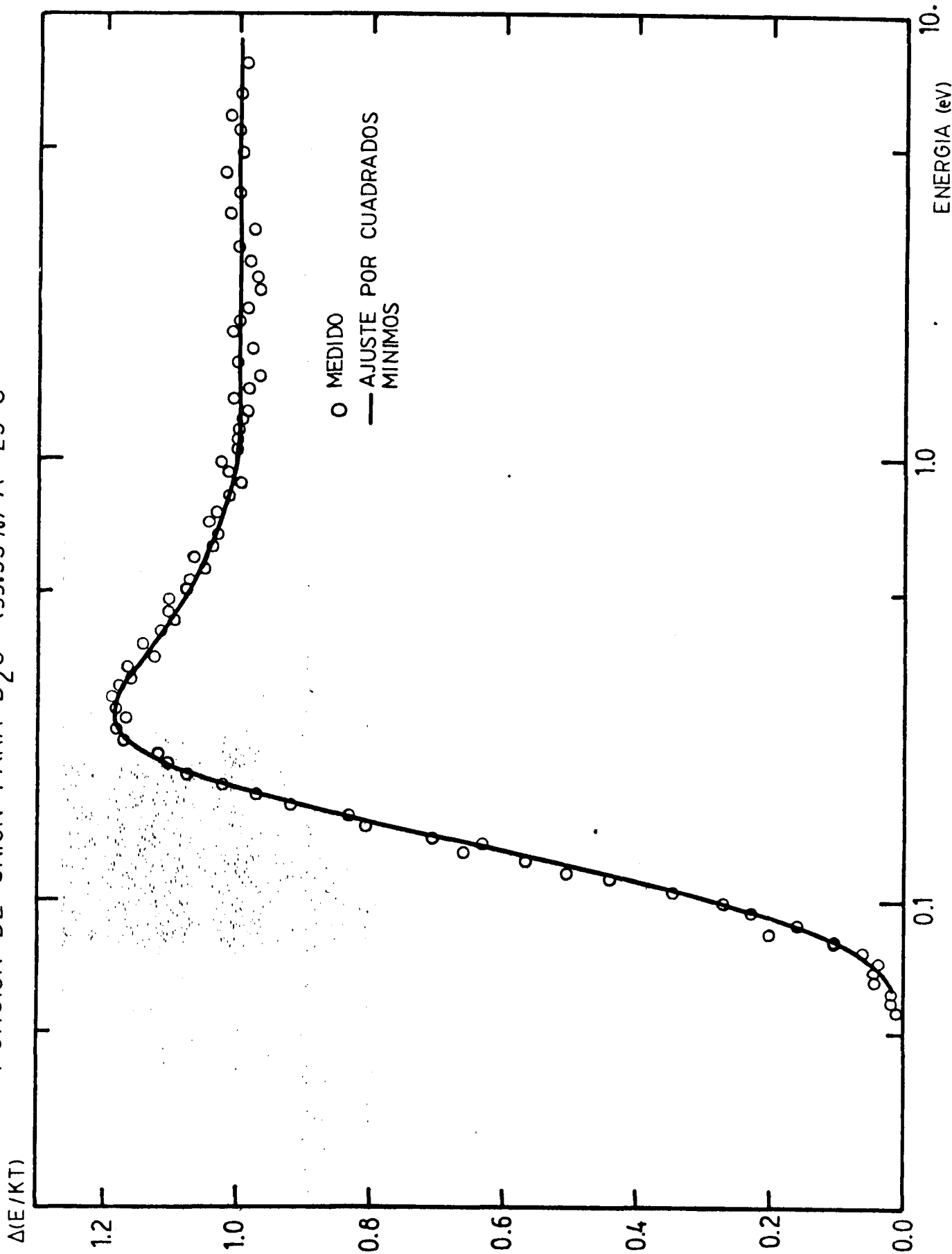
ESPECTRO CENTRAL EN D<sub>2</sub>O



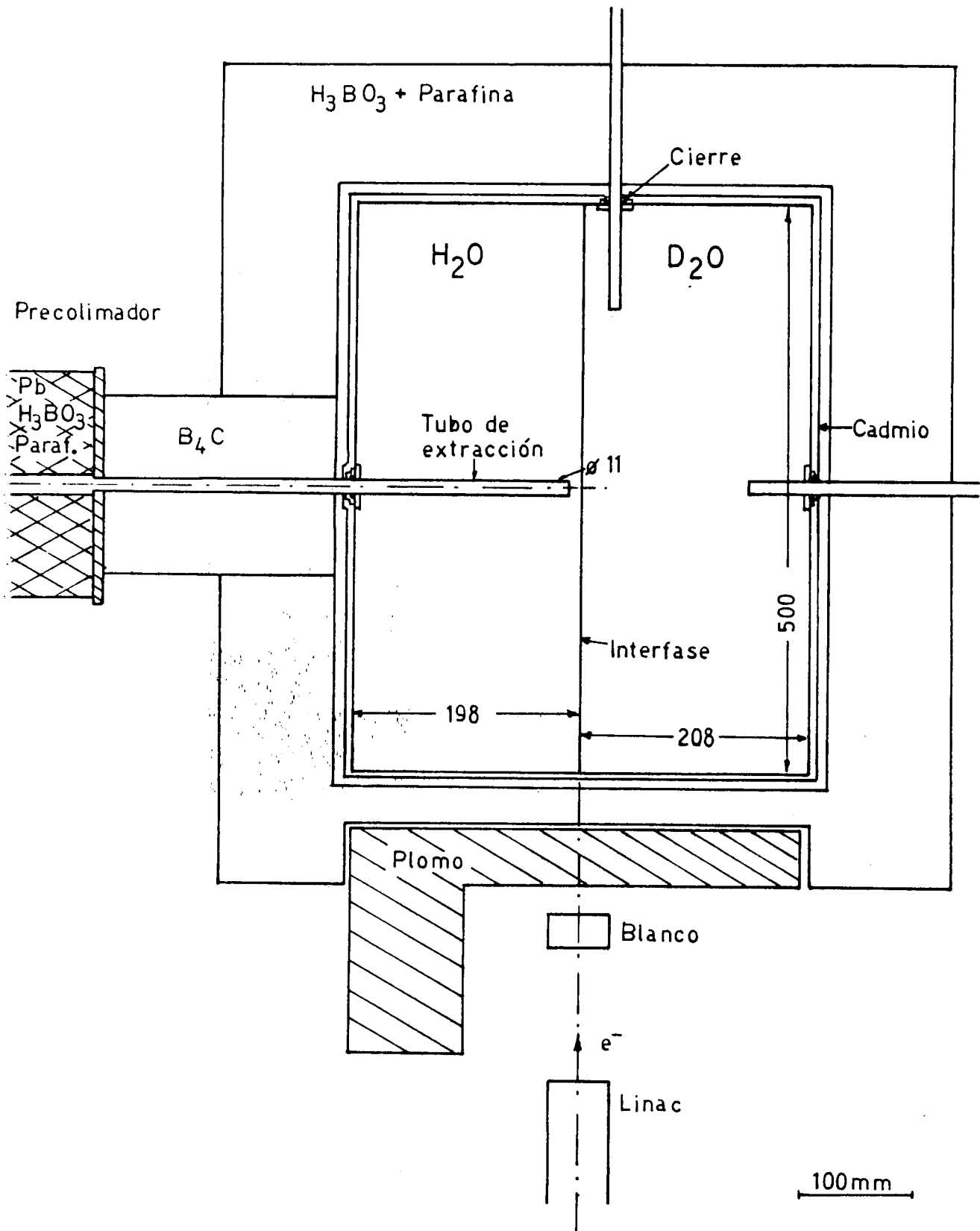
FUNCIÓNES AUXILIARES PARA EL MODELO SECUNDARIO A 23 °C



FUNCION DE UNION PARA D<sub>2</sub>O (99.53%) A 23°C



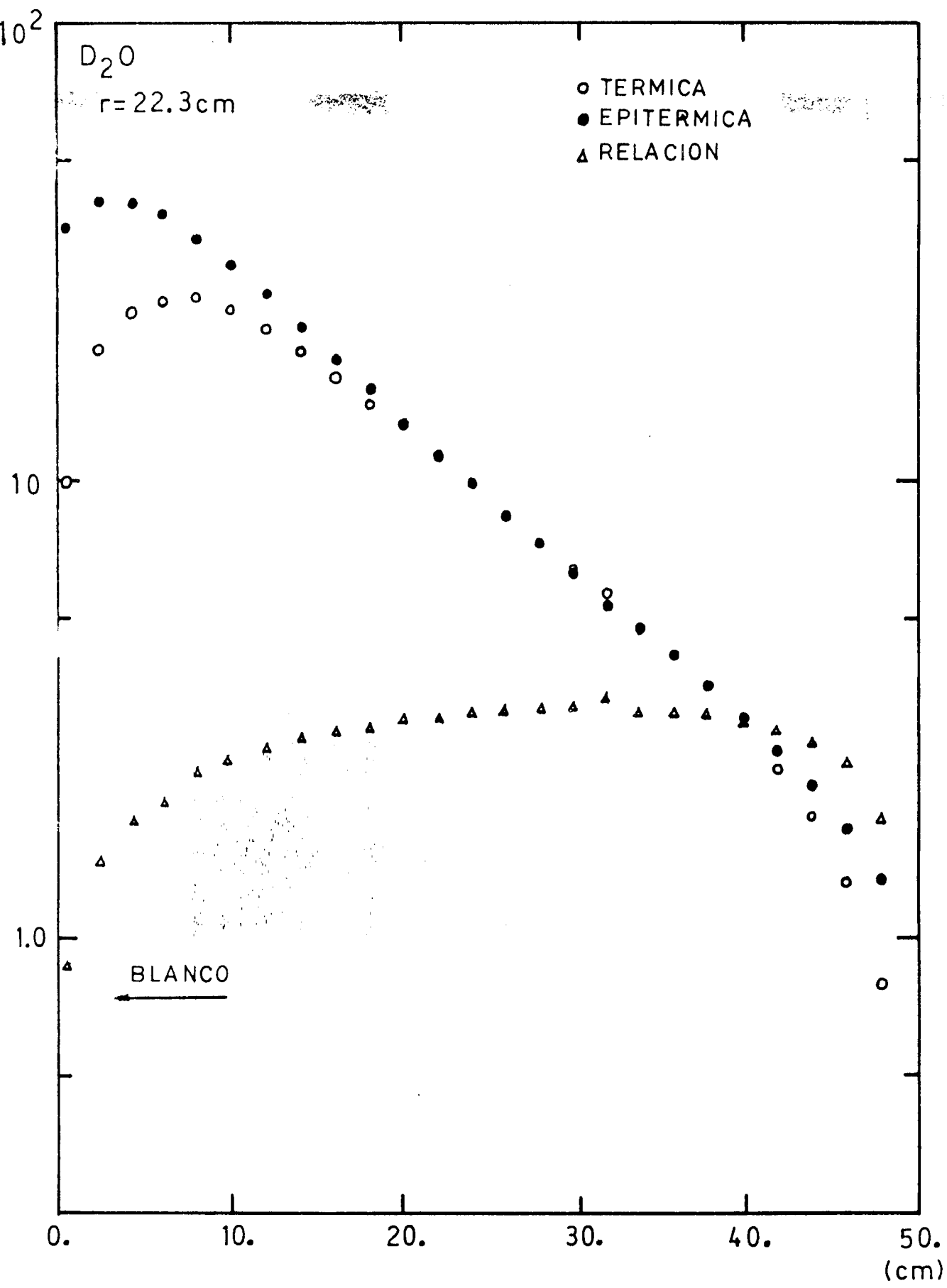
# RECIPIENTE PARA EL ESTUDIO DE LA INTERFASE





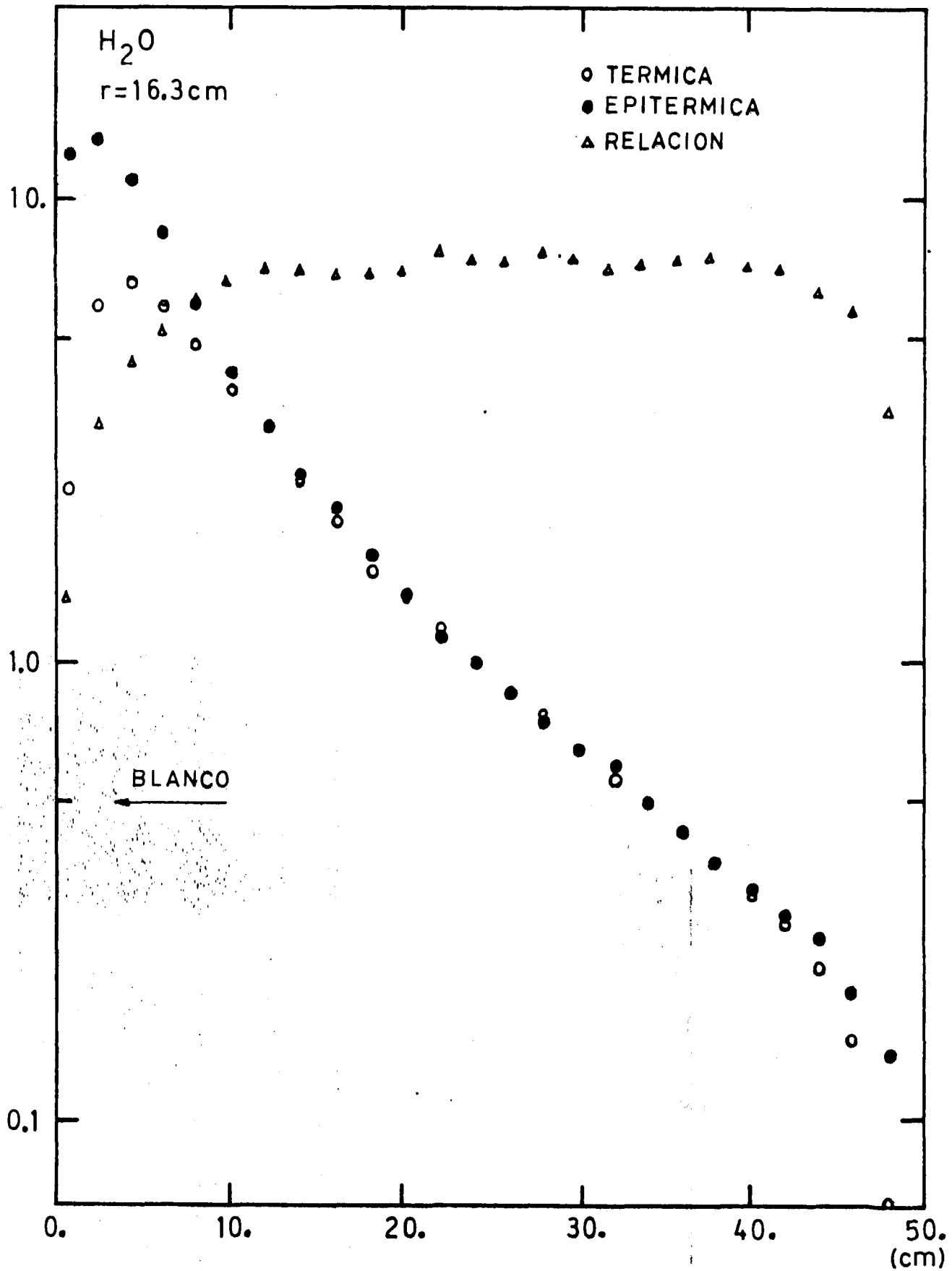
# DISTRIBUCION ESPACIAL PARALELA A LA INTERFASE (a 2.5 cm en D<sub>2</sub>O)

ACTIVIDAD (u.arb.)

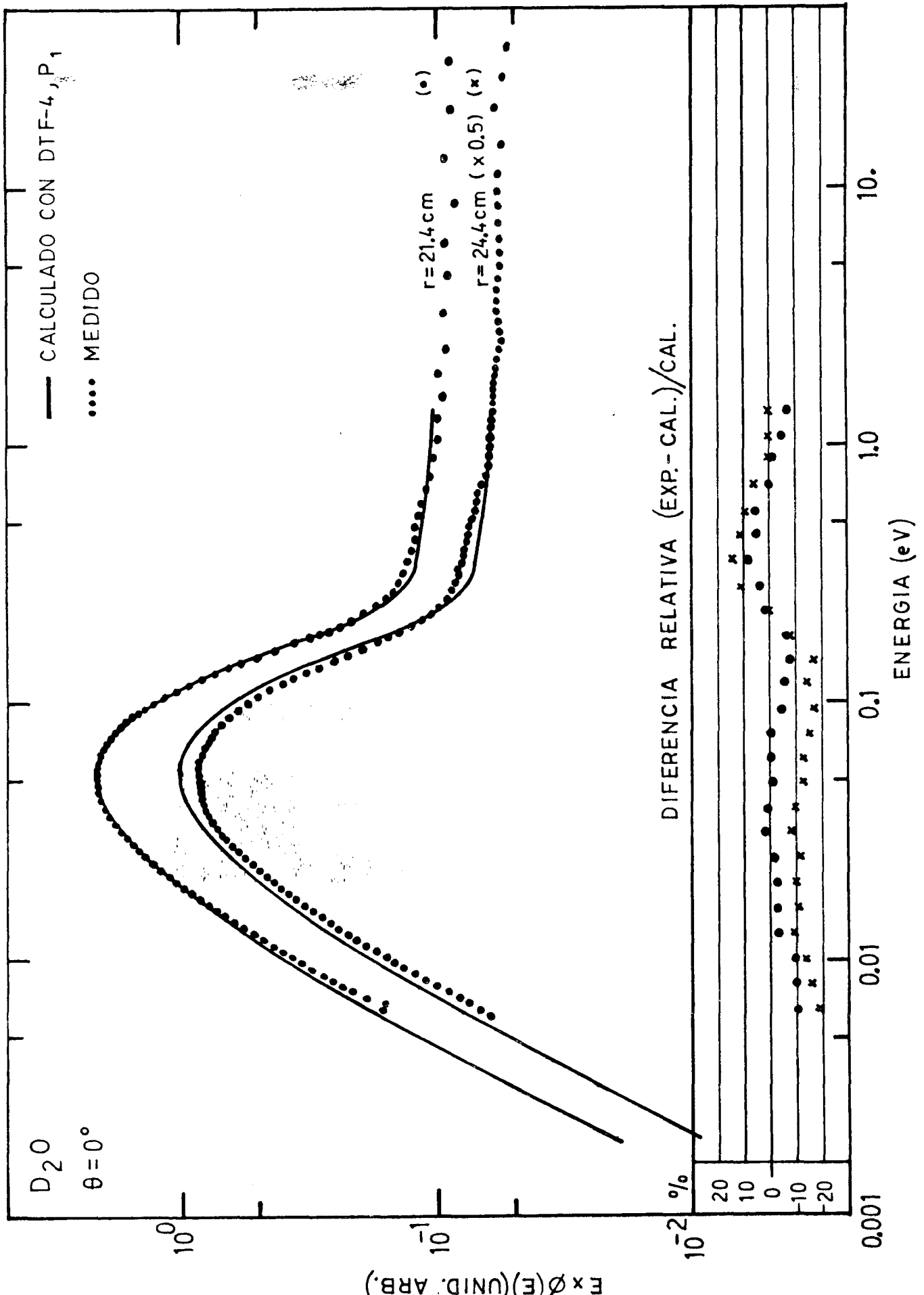


DISTRIBUCION ESPACIAL PARALELA A LA INTERFASE (a 3.5cm en H<sub>2</sub>O)

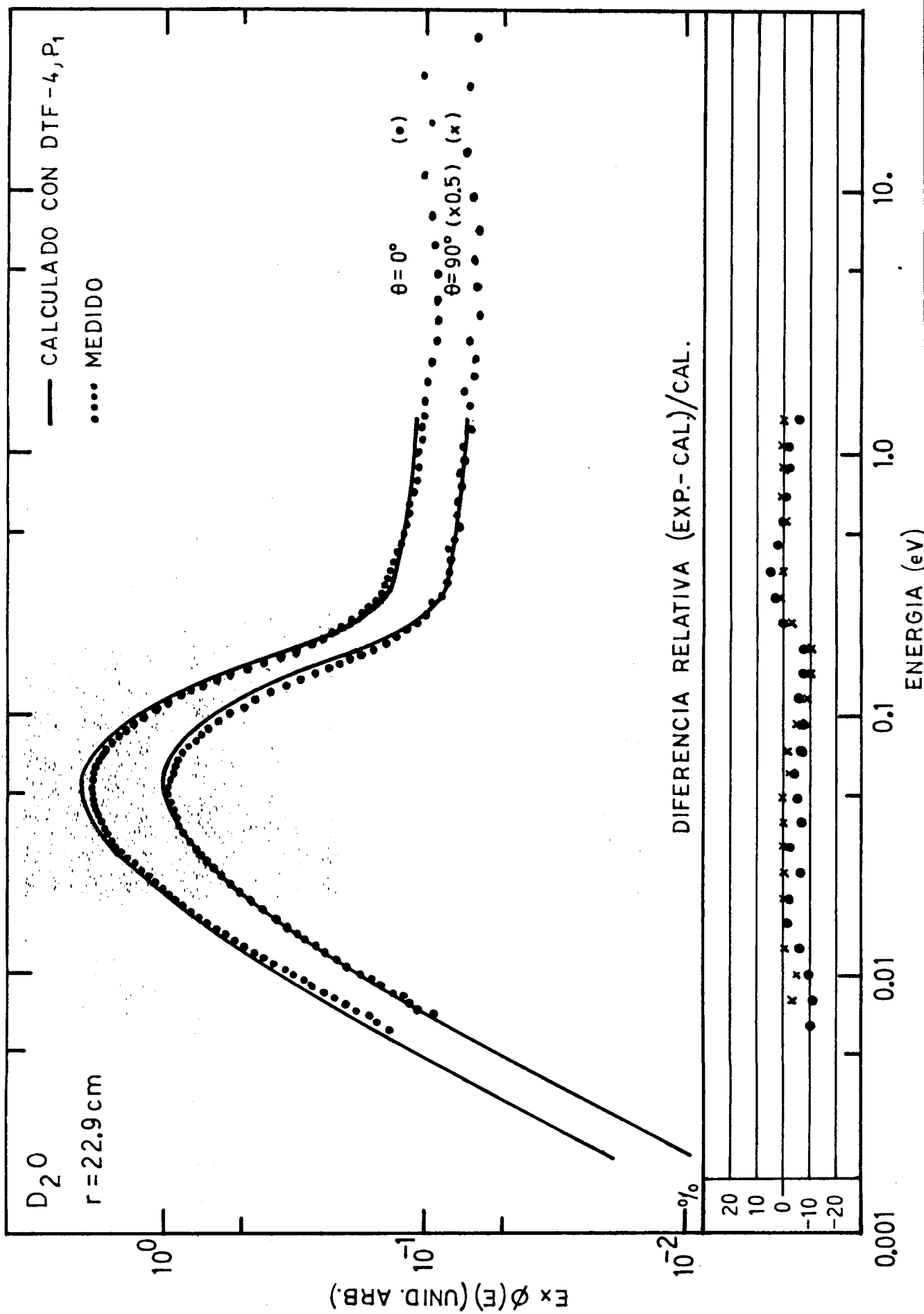
ACTIVIDAD (u.arb.)



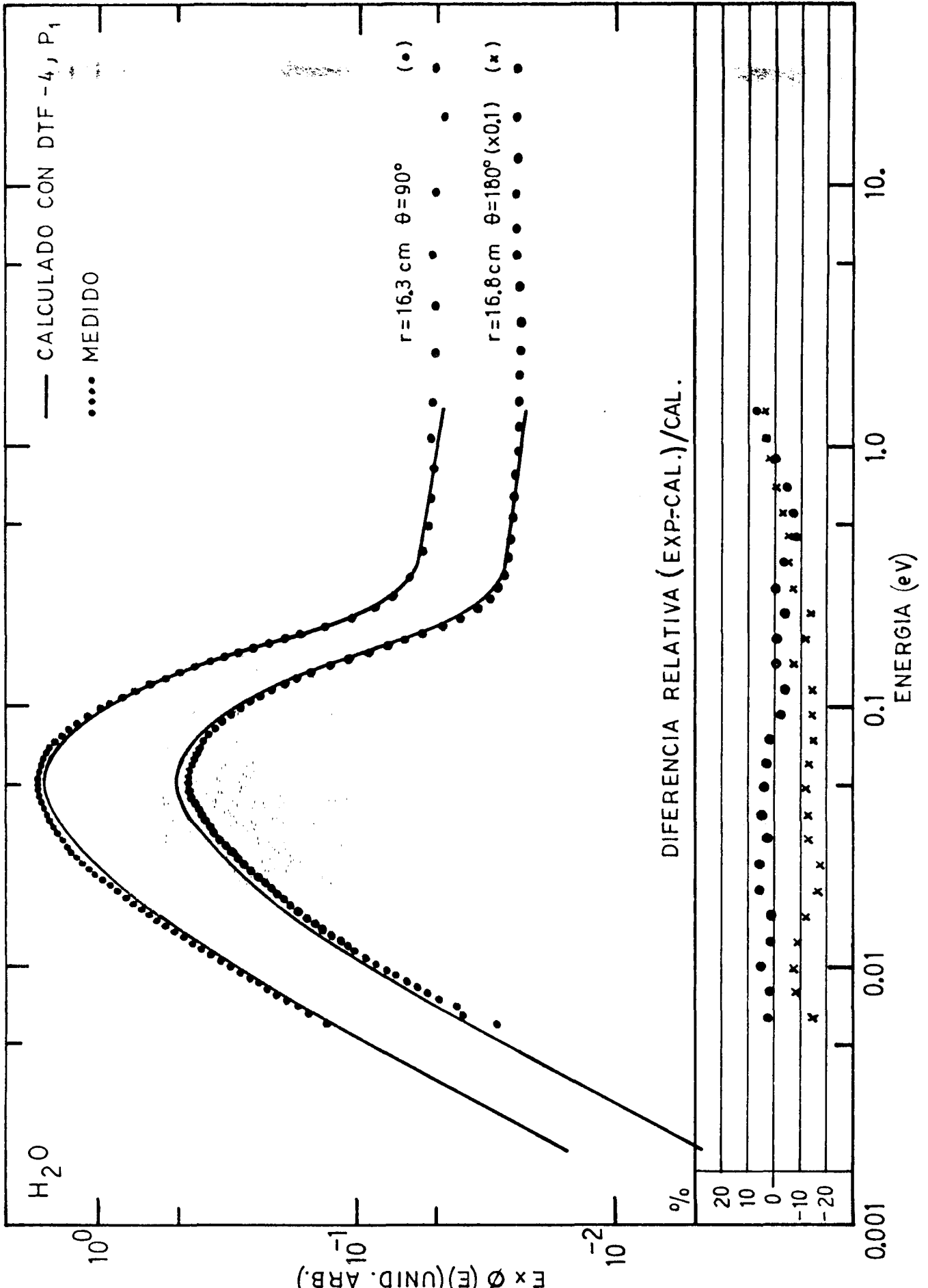
ESPECTROS MEDIDOS EN D<sub>2</sub>O



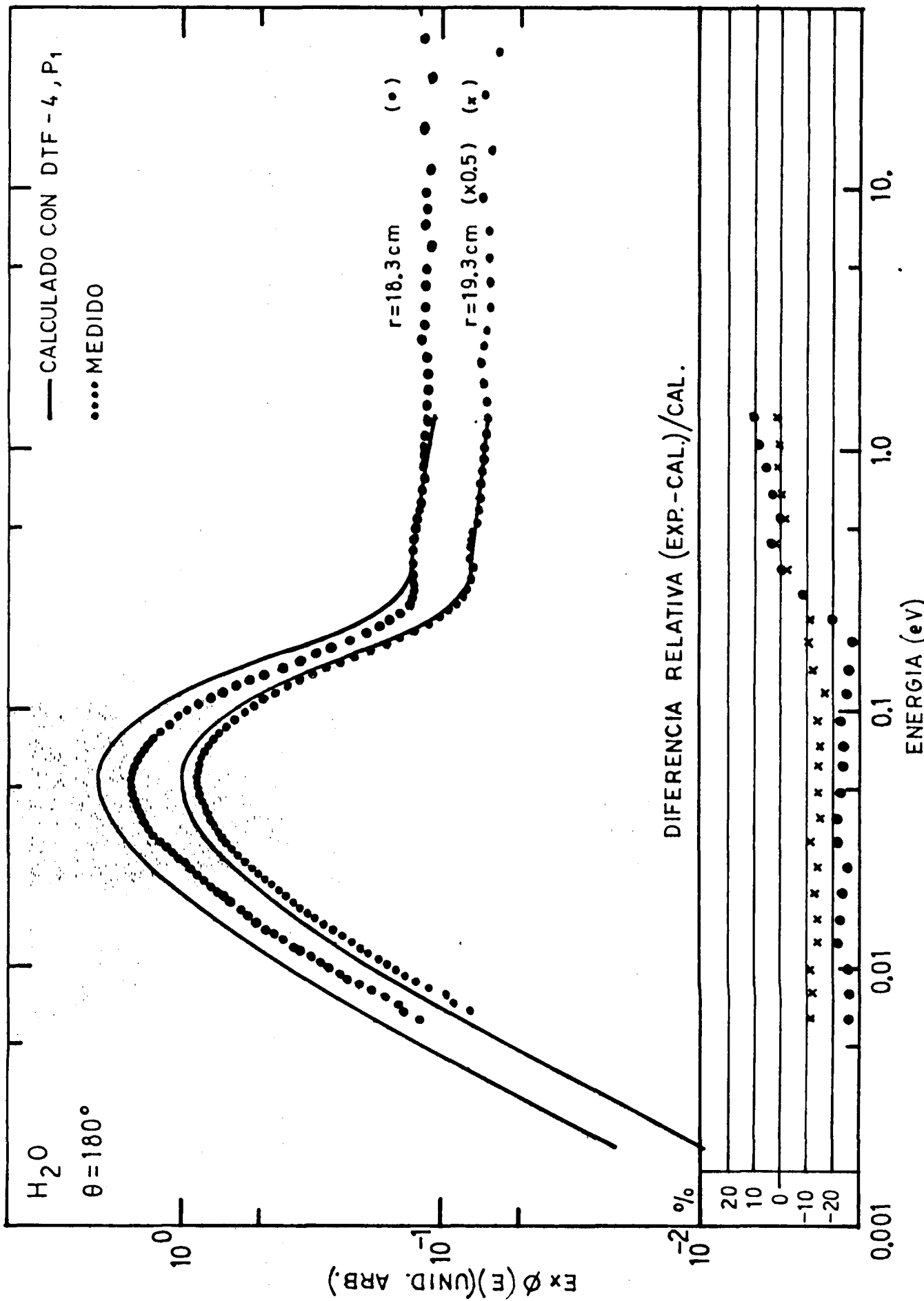
ESPECTROS MEDIDOS EN D<sub>2</sub>O



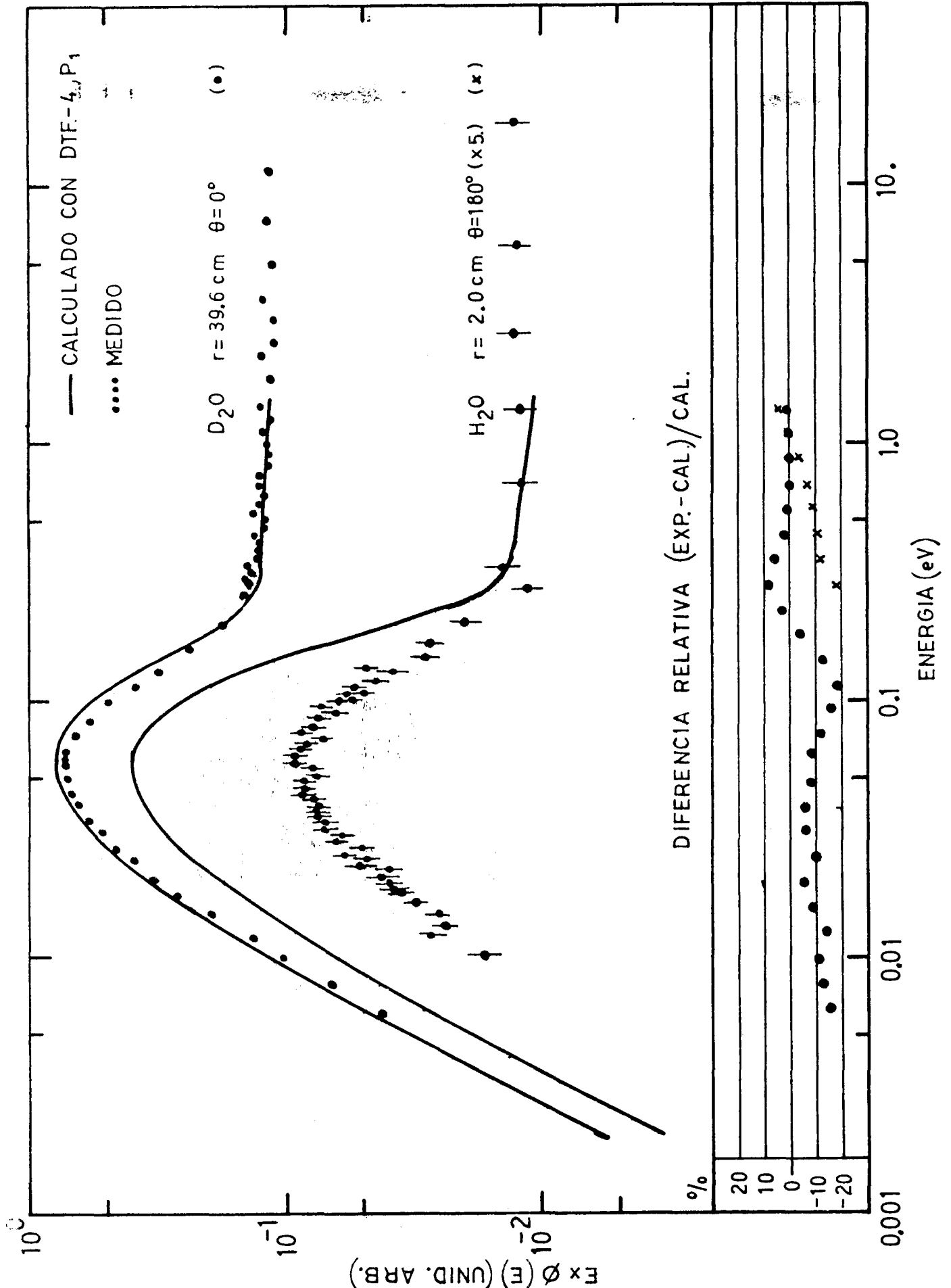
ESPECTROS MEDIDOS EN H<sub>2</sub>O

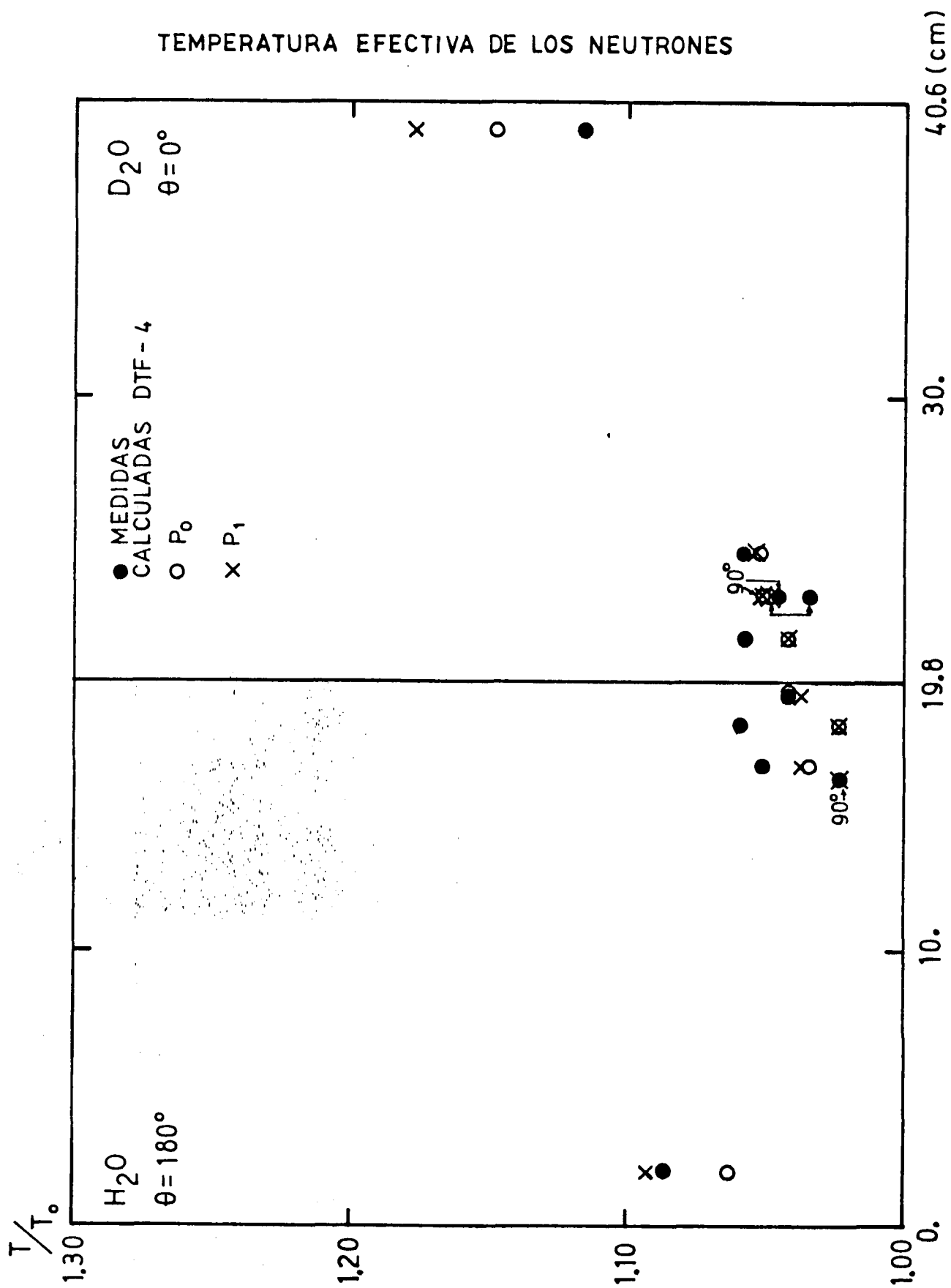


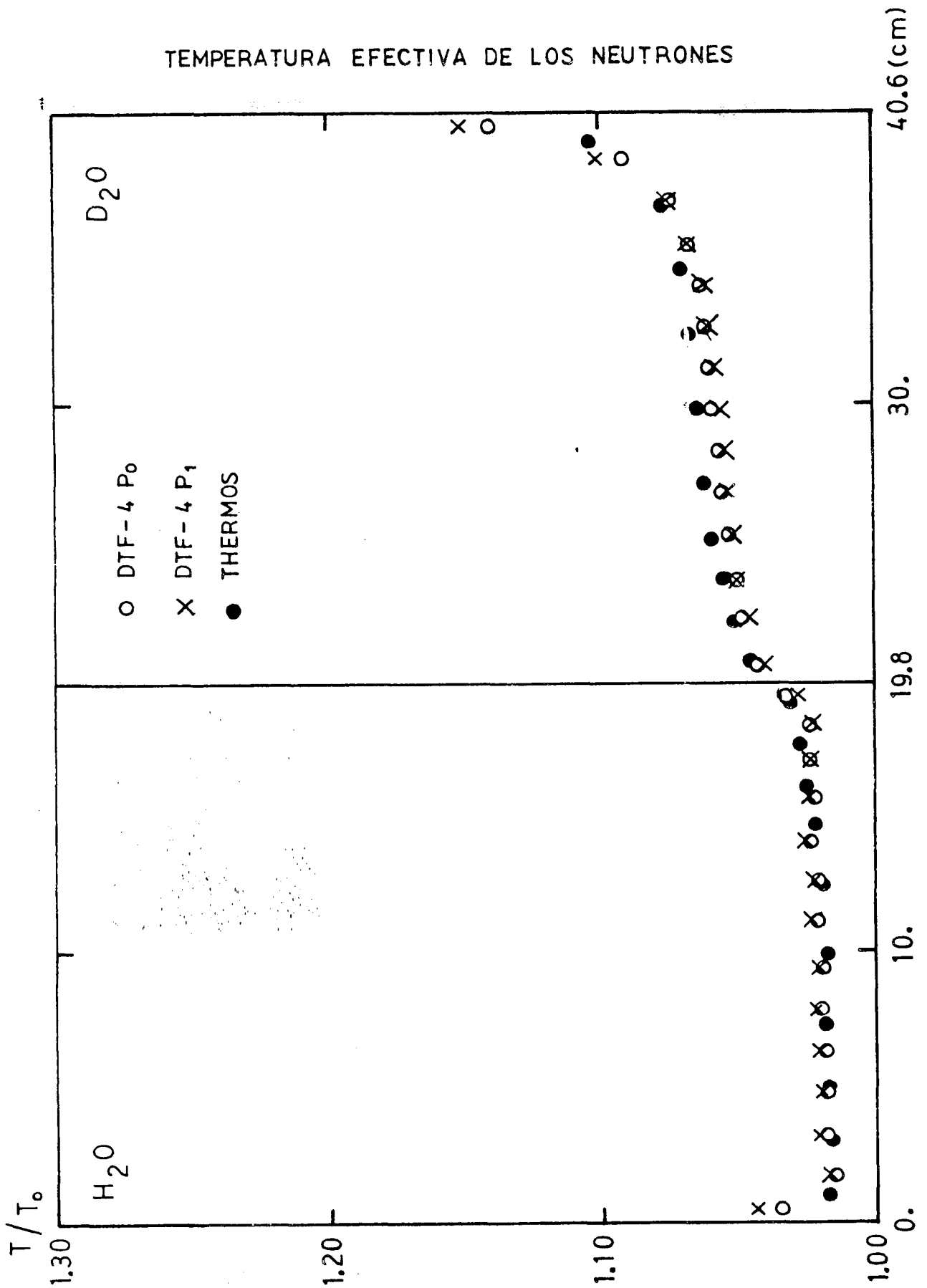
ESPECTROS MEDIDOS EN H<sub>2</sub>O



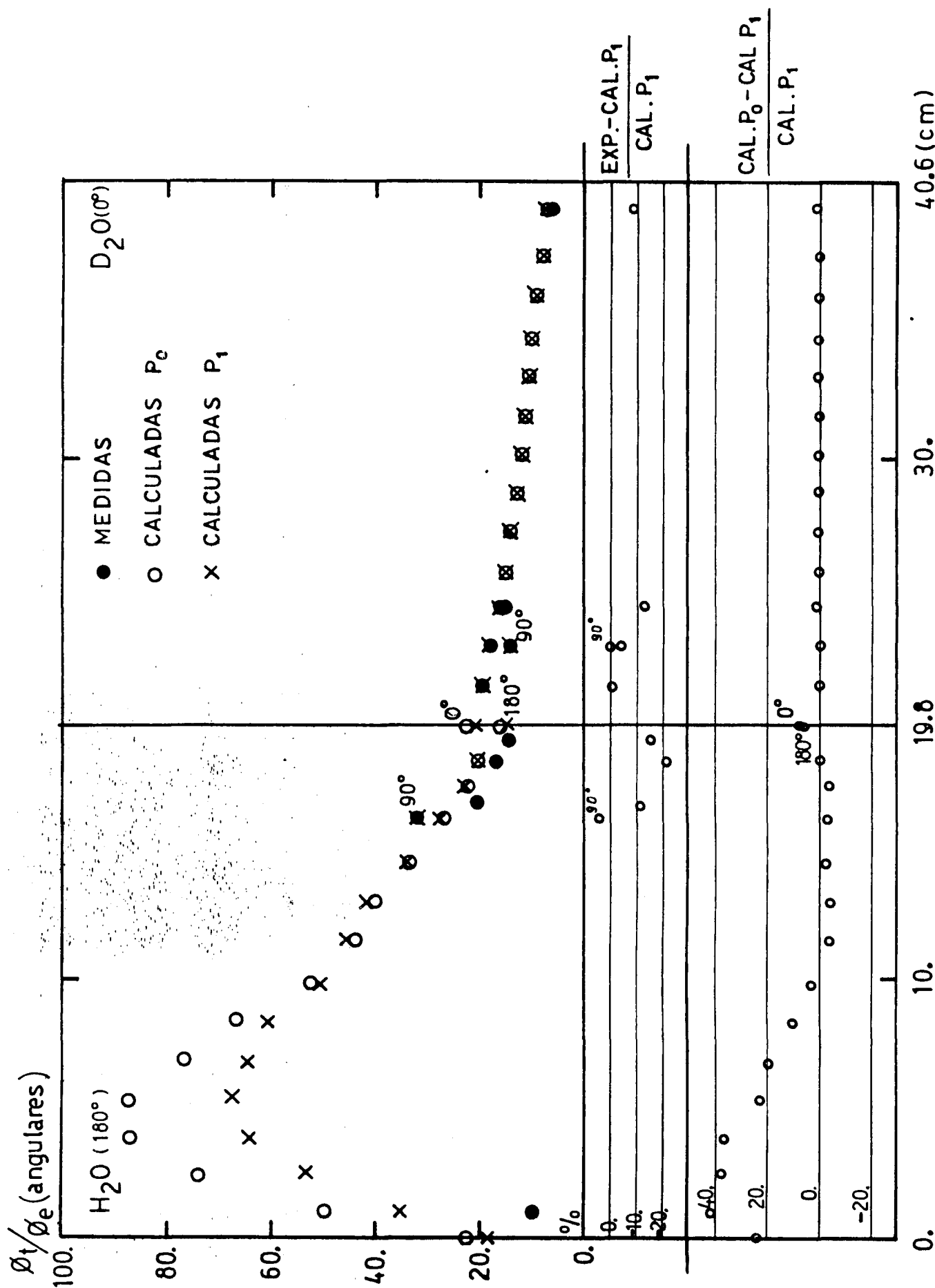
ESPECTROS MEDIDOS EN D<sub>2</sub>O Y H<sub>2</sub>O





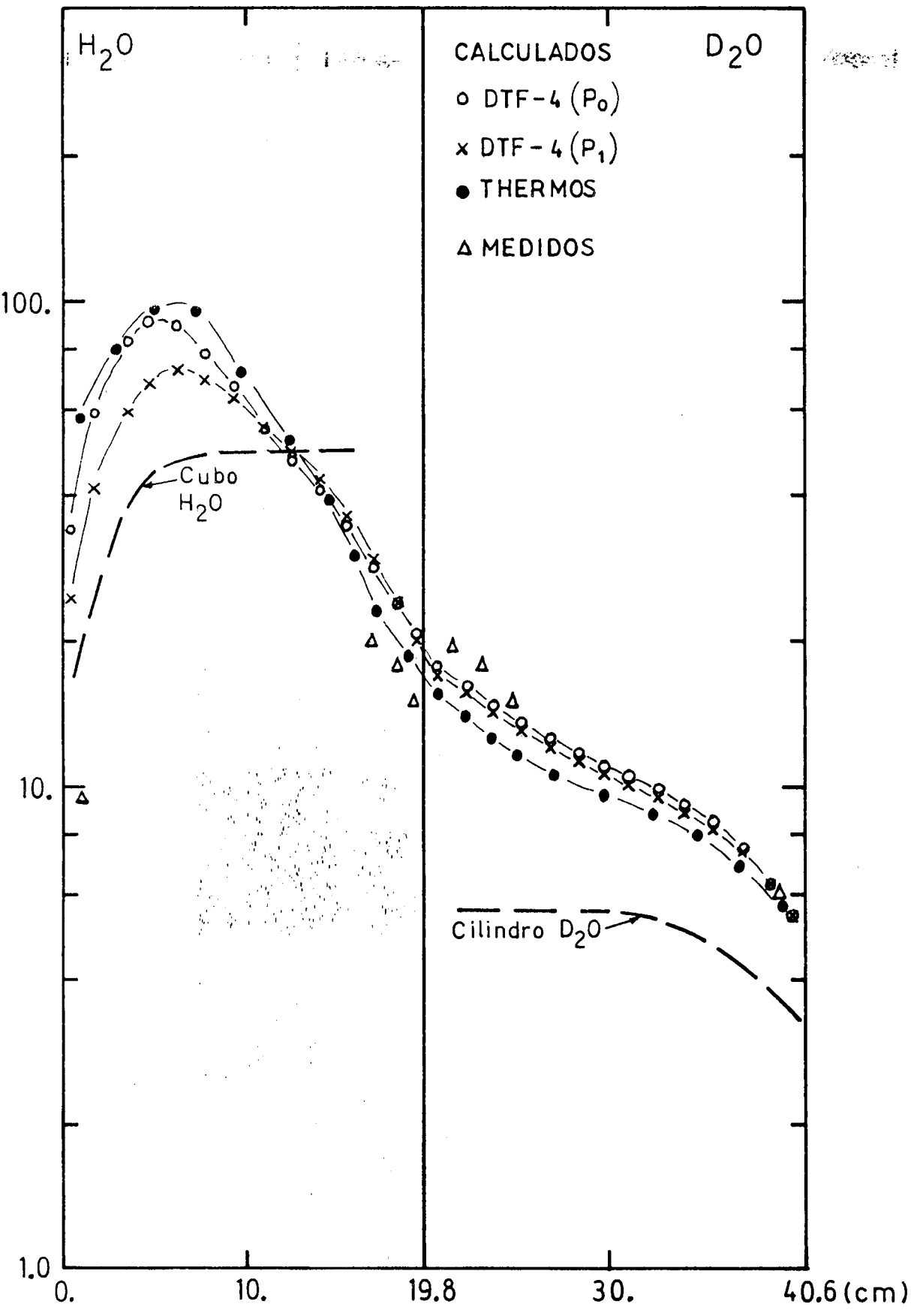


RELACION ENTRE FLUJOS ANGULARES TERMICOS Y EPITERMICOS



RELACION ENTRE FLUJOS ESCALARES  
TERMICOS Y EPITERMICOS

$\phi_t / \phi_e$  (escalares)



A P E N D I C ERESUMENES DE PROGRAMAS

El presente trabajo requirió la puesta en operación, adaptación, generalización, perfeccionamiento y creación de una cierta cantidad de programas de cálculo, auxiliares y utilitarios.

Por razones de simplicidad y brevedad sólo se incluyen aquí los resúmenes de los principales trabajos. Sus folletos, manuales de uso, listados, etc, se encuentran en el Archivo Computacional de la División Neutrones y Reactores del Centro Atómico Bariloche (ACNYR).

Se los presenta en una forma muy abreviada y standard que es la adoptada por la "NEA Computer Program Library".

El modelo de resumen y significado de cada uno de sus renglones, es el siguiente:

Fecha (de la versión) Resumen N° (identificación)

1. Nombre o designación del programa.
2. Computadora para la que está realizado o en la cual es operable.
3. Naturaleza del problema que resuelve.
4. Método de resolución.
5. Restricciones al problema.
6. Tiempo típico de cálculo.
7. Características no usuales del programa.
8. Programas relacionados y auxiliares.
9. Estado.
10. Referencias.
11. Requerimientos de máquina.
12. Lenguaje.
13. Sistema de operación o monitor bajo el cual el programa se ejecuta.
14. Toda otra información de programación, operación y restricciones.
15. Nombre y dirección del autor.
16. Material disponible.
17. Categoría. La categoría se fija de acuerdo con la clasificación de la "NEA Computer Program Library".

A.2

En los distintos resúmenes se han ~~suprimido~~ aquellos números para los cuales cada programa no tiene información importante; además los que corresponden a información común para todos que es la siguiente:

- 2. Computadora IBM/360, modelo 44.
- 11. Requerimiento de memoria: no más de 32K palabras.
- 12. Lenguaje: FORTRAN IV.
- 13. Sistema: 44 P S.
- 15. Dirección : Centro Atómico Bariloche  
8400 Bariloche (R.N.)
- 16. Material disponible: manual del usuario o folleto explicativo, listado, programa fuente en tarjetas perforadas y problema ejemplo.

Este apéndice incluye los resúmenes de los siguientes programas:

N°	Designación	Página	Observaciones
1	NYR190 - FLANGE 1	A.3	(1) (2)
2	NYR200 - GASKET	A.4	(1) (2)
3*	NYR201 - SUMADOR	A.4	
4	NYR230 - DTF-4	A.5	(1)
5	NYR231	A.6	
6	NYR232 - FUDIS	A.6	
7	NYR233 - MEZCLADOR	A.7	
8	NYR261 - CAGE	A.8	(1) (2)
9	NYR262	A.8	(2)
10	NYR341 - COMPARADOR	A.9	
11	NYR351 - TRADUCTOR	A.9	(2)
12	NYR382 - RESOLUCION	A.9	
13	NYR383 - MINITOF	A.10	(1)
14	NYR384 - TRANSMISOR	A.10	
15	NYR395	A.10	(2)
16	NYR399 - AJUSTADOR	A.11	(2)
17	NYR416 - INTEGRADOR	A.11	
18	NYR417 - FORMATEADOR	A.11	
19	NYR429	A.12	(2)
20	NYR 431	A.12	(2)
21	NYR444	A.12	(2)
22	NYRACO - ACOMODADOR	A.13	

NOTAS: (1) se trata de nuevas versiones de programas conocidos.  
(2) trabajos en colaboración.

1. NYR190 - FLANGE 1
3. Cálculo de núcleos de dispersión y transferencia a partir de la ley de dispersión inelástica  $S(\alpha, \beta)$ , obtenida con el programa GASKET y/o el NYR201.  
Permite calcular secciones eficaces diferenciales, doble diferenciales y sus momentos de Legendre. Para valores de transferencia de energía mayores que los proporcionados por el GASKET utiliza la aproximación de "short collision time".
4. Aplicación directa de la expresión:

$$\sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) = \sigma_D / 4\pi (E/E_0)^{1/2} \exp(-\beta/2) S(\alpha, \beta)$$

e integración por distintos métodos para obtener las distintas funciones citadas en 3..

5. Las de la versión original.
6. 17,5 min, para hidrógeno ligado en agua liviana en aproximación  $P_1$ .
7. Esta es una versión del programa FLANGE 1 /1/, adaptada para ser ejecutada en la computadora citada. Fueron reemplazadas algunas opciones especiales de la salida de resultados por perforación de tarjetas y grabación en disco.  
También admite entrada de datos desde disco.
8. NYR200: calcula la ley de dispersión.  
NYR201: suma leyes de dispersión.  
NYR081: cálculo de constantes de grupo.
9. Puesta en operación: 1971.  
Ultima versión: 1974.
10. /1/ Argonne Code Center, Ref. Mat. Abstract 247 y 368, FLANGE 1 (1966).
11. Requiere unidad de disco.
14. Acota los valores muy pequeños de la ley de dispersión que ocasionarían errores de operación.
15. D. Naliboff, J. Volkis, C. Espinel y M. J. Abbate.
17. "A" Ley de dispersión, secciones eficaces, distribución angular.

- - - - -

mayo  
 Junio/74

Resumen N° NYR200

1. NYR200 - GASKET
3. Cálculo de la ley de dispersión  $S(\alpha, \beta)$ , de neutrones térmicos para distintos materiales, teniendo en cuenta diferentes modos dinámicos del dispersor.
4. La ley es calculada en los puntos de una red bidimensional de valores de intercambio de energía ( $\beta$ ) y de momento ( $\alpha$ ), en forma directa o por medio de su transformada de Fourier, la que se evalúa numéricamente.
5. Las de la versión original.
6. 42 min. para hidrógeno ligado en agua liviana.
7. Es una versión del programa GASKET /1/. levemente modificada para ser ejecutada en la computadora citada. Se flexibilizaron sus posibilidades de salida de resultados y se agregaron nuevas opciones que permiten transferir sus resultados a otros programas a través de un archivo. Está organizada en 3 fases.
8. NYR201: suma leyes de dispersión.  
 NYR190: genera los momentos de Legendre del núcleo de dispersión a partir de la ley calculada con GASKET.
9. Puesta en operación: 1971.
10. /1/ Argonne Code Center, Ref. Mat. Abstract 263, GASKET (1966).
11. Requiere unidad de disco.
15. D. Naliboff, M. J. Abbate y C. Espinel.
17. "A" Ley de dispersión, aproximación incoherente, moderadores.

Marzo/75

Resumen N° NYR201

1. NYR201 - SUMADOR
3. Obtención de la ley de dispersión de compuestos. Completamiento de la salida de resultados del GASKET (NYR200).
4. Suma de las leyes de dispersión de los componentes del compuesto convenientemente pesadas.
5. Acepta hasta matrices de 80 x 150 valores.
6. 8 min. para agua liviana.
8. NYR200: cálculo de la ley de dispersión.  
 NYR190: genera los momentos de Legendre del núcleo de dispersión a partir de la ley del compuesto.  
 NYRGRAF: grafica leyes de dispersión.
15. M. J. Abbate.
17. "A" Ley de dispersión, moderadores.

1. NYR230 - DTF-4
3. Resuelve la ecuación de transporte de Bltzmann, lineal e independiente del tiempo; con dependencia espacial, angular y en energías. Considera problemas de fuente y de autovalores, sujetos a condiciones de contorno. Utiliza una matriz completa de constantes de grupo para cada componente de Legendre.
4. La dependencia en energías es tratada con aproximación multigrupo y la angular por el método de ordenadas discretas. La dispersión anisotrópica es aproximada por un desarrollo en esféricos armónicos del núcleo de dispersión. Otros detalles son descriptos en /1/ y /2/.
5. En esta versión el almacenamiento máximo de datos es de 500 números enteros y 15700 reales.  
Esto implica, por ejemplo, un cálculo con hasta 4 tablas de constantes de grupo de 65 tipos de secciones eficaces (30 grupos).  
Está dividida en 4 fases.
6. 16,1 min. para un cálculo tipo fuente, en medio homogéneo, 30 grupos de energía,  $S_8$ , 15 intervalos y aproximación  $P_0$ .
7. Este programa es una versión del DTF-4 /1/ la cual considera con mayor detalle los efectos transversales, a la dirección del cálculo, por medio de un término de fuga de neutrones que corrige a la sección eficaz de absorción. El valor del "buckling" para obtenerlo puede ser positivo o negativo y depende de la zona.  
Posee un nuevo sistema de mensajes y código de errores.  
Mediante el reemplazo de 5 subrutinas puede ejecutarse otra versión optimizada para problemas tipo fuente, NYR230, en la que se racionalizó la salida de los flujos angulares con considerable ahorro de tiempo total de cálculo y ganancia de comodidad.  
Incluye otros cambios menores incluidos en /2/.
8. NYR231: transforma las unidades de los flujos a las habituales comparables con valores medidos. Reemplaza a la salida de flujos angulares del DTF-4 y permite su perforación.  
NYR232: calcula la fuente distribuida de moderación.  
NYR233: forma las tablas de constantes de grupo de materiales y mezclas.  
NYR234: forma las citadas tablas a partir de las de otros programas (CAGE).  
NYR341: Compara los flujos calculados con otros datos.  
NYRACO: almacena los flujos calculados en un archivo para facilitar su intercomparación.
9. Versión NYR0230: abril 1975.  
NYR230: octubre 1976.
10. /1/ Argonne Code Center, Ref. Mat., Abstract 209, DTF IV, (1966).  
/2/ M.J. Abbate, "NYR230, Programa en Fortran IV para resolver la ecuación de transporte multigrupo con dispersión aniso-

trópica", NYR230, ACNYR, CAB(1973).

11. La versión NYRA230 requiere unidad de disco.
15. M.J. Abbate, R. Cerbone y R. Sparvieri.
17. "C" Teoría de transporte, una dimensión, multigrupo, plancha, cilindro, esfera, cálculos de criticidad, dispersión anisotrópica, cálculo de espectros.

-----

Junio/75

Resumen N° NYR231

1. NYR231
3. Completamiento de la salida de resultados de cálculos multigrupo.
4. Efectúa conversión de unidades, impresión y perforación de flujos escalares y angulares.
5. Hasta 50 grupos de energía, puntos espaciales y direcciones.
6. 6 min. para 30 grupos, 28 puntos espaciales y 5 direcciones.
8. Opera con los resultados de los programas NYR0230, NYRA230, NYR261 y NYR235 (ANISN). Proporciona valores para comparaciones con el NYR341.
11. Requiere unidad de disco.
15. M.J. Abbate.
17. "N" Cálculo de espectros por método multigrupo.

-----

Agosto/74

Resumen N° NYR232

1. NYR232 - FUDIS
3. Cálculo de fuentes distribuidas de moderación, multigrupos.
4. Evalúa la expresión:

$$S(r, E) = \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_S(E' \rightarrow E) \phi(E', r) dE'$$

con método multigrupo y hasta aproximación  $P_1$ . El flujo se calcula teniendo en cuenta la fuga de neutrones. Se supone separabilidad de variables. El núcleo de dispersión puede calcularse con modelo de moderación o de gas libre.

5. Admite hasta 50 grupos de energía y 70 puntos espaciales.
6. 6,6 min. para un cálculo en un cilindro con  $D_2O$ , con 30 grupos de energía y 18 puntos espaciales. Modelo de gas libre.
7. Tiene en cuenta los efectos de fuga transversal con el conoci-

do término que incluye al valor del "buckling" (positivo o negativo); permite realizar una normalización con los valores de las coordenadas transversales.

El efecto de absorción para energías superiores a la de corte  $E_c$  debe ser dado.

Para caso homogéneo calcula las distribuciones espaciales para todo tipo de geometría simple.

8. NYR427: cálculo de la probabilidad de escape a las resonancias.
9. Versión NYR232: agosto 1974.  
en preparación para problemas heterogéneos.
10. M.J. Abbate y J.V. Lolich, "Fuentes de neutrones distribuidas para el cálculo de espectros a bajas energías.", Com.AFA, Vol.1, N°4, Tomo 2, 397(1976).
14. Ante distribuciones espaciales dadas puede calcular la fuente en otros puntos, interpolando.
15. M.J. Abbate.
17. "N" Fuentes de moderación, cálculos multigrupo.

- - - - -

Agosto/75

Resumen N° NYR233

1. NYR233 - MEZCLADOR
3. Combinación de constantes de grupo para obtener las tablas requeridas por distintos programas de cálculo. Para ello suma tablas de constantes de grupo de distintos materiales convenientemente pesadas, y convierte valores microscópicos en macroscópicos.
5. Admite hasta 50 grupos de energía, 105 tipos de constantes y aproximación  $P_1$ .
6. 2,5 min para la obtención de las constantes de  $CH_2$  a partir de  $H(CH_2)$  y C. en 14 grupos y aproximación  $P_1$ .
7. Salida de resultados para los programas NYR0230, NYRA230, NYR-235, NYR261 y NYR340 (THERMOL).
8. NYR081: proporciona las matrices de transferencia multigrupo.
15. M.J. Abbate.
17. "L" Secciones eficaces, constantes de grupo, cálculos multigrupo.

- - - - -

Agosto/75

Resumen N° NYR261

1. NYR261 - CAGE
3. Cálculo de espectros de neutrones en función de energía y tiempo, por el método de frecuencia de colisión, y sus momentos temporales. También se obtiene el espectro estacionario y la constante de multiplicación del sistema.  
Además, dada la eficiencia, puede calcular la respuesta a esperar de ciertos detectores en función del tiempo.
4. Ver /1/.
5. Admite hasta 2 zonas espaciales no equivalentes, 35 grupos de energía, 4 detectores, 100 canales y 1000 generaciones. Es adimensional.
6. 8,1 min para un cálculo en D<sub>2</sub>O con 30 grupos.
7. Este programa es una versión perfeccionada del CAGE /1/ que incluye un mejor tratamiento de la fuga de neutrones, la posibilidad de calcular la constante de decaimiento y otras modificaciones menores.
8. NYR231: permite obtener los flujos finales.
9. Versiones NYR260 (CAGE 2), enero 1972, sólo incluye la corrección por fuga.  
CAGE 3. noviembre 1973, para medio homogéneo.  
NYR261: agosto 1975.
10. /1/ P.d'Oultremont et al., "CAGE - BIRD - SPEC", Gulf-RT-10195 (1970).
15. J.V.Lolich y M.J.Abbate.
17. "B" "E" Cálculo de espectros, celdas, cinética adimensional

Octubre/74

Resumen N° NYR262

1. NYR262  
Cálculo de la constante de decaimiento en función del "buckling" a partir de los parámetros de difusión.
4. Utiliza la expresión:
 
$$\alpha = \alpha_0 + D B^2 - C B^4 + F B^6$$
6. 0,3 min para 60 valores del "buckling".
15. J.V.Lolich y M.J.Abbate.
17. "E" Cinética.

Diciembre/72

Resumen N° NYR341

1. NYR341 - COMPARADOR
3. Comparación y normalización de funciones tabuladas.
4. La comparación se realiza punto a punto, dando la relación entre los valores para un mismo argumento y la diferencia relativa porcentual; puede interpolarse por el método de Aitken. Permite normalizar las funciones con la relación entre sus áreas totales, parciales y con los valores en un punto. Integra por el método de los trapecios.
5. Puede compararse una función con otras 9; cada una de 200 pares de valores. Grafica la comparación.
7. Cada función puede multiplicarse por una constante para realizar comparaciones absolutas.
14. Puede utilizar archivos grabados en disco.
15. M.J. Abbate.
17. "P" Comparación de funciones, normalización.

- - - - -

Julio/71

Resumen N° NYR351

1. NYR351 - TRADUCTOR
3. Traduce datos desde código BCD a código EBCD.
4. Lee las tarjetas y perfora e imprime los caracteres traducidos.
15. D. Naliboff y M.J. Abbate.
17. "P" Códigos BCD y EBCD.

- - - - -

Julio/75

Resumen N° NYR382

1. NYR382 - RESOLUCION
3. Cálculo de la resolución en energías en mediciones por el método de tiempo de vuelo, a partir de las incertezas temporales.
4. Calcula:
 
$$\Delta E/E = 0,0277 (E(\text{eV}))^{1/2} \Delta t(\mu\text{seg}) / l(\text{m})$$
 siendo  $l$  la longitud de vuelo y  $\Delta t$  la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de todas las desviaciones standard de las incertezas temporales.
8. NYR261 (CAGE): cálculo de la desviación standard del tiempo medio de emisión.
15. M.J. Abbate.
17. "O" Tiempo de vuelo, resolución en energías.

- - - - -

Octubre/75

Resumen N° NYR383

1. NYR383 - MINITOF
3. Reducción de datos de experimentos por tiempo de vuelo. Corrige por tiempos muertos, fondo, tiempo medio de emisión, eficiencia del detector y transmisión del camino de vuelo. Calcula el flujo neutrónico por unidad de energía.
4. Ver /1/.
5. Los datos deben corresponder a mediciones con y sin filtro de neutrones.
7. Se trata de una nueva versión del programa NYR380 (NYRTOF)/1/ en la cual se ha mejorado la entrada y salida de datos, su organización en fases y reducido para su operación en tiempo compartido con el programa de adquisición de datos TDV1.
8. NYR382: calcula la resolución en energías.  
NYR341: compara sus resultados con otros.
9. Versión NYR380, noviembre 1971.
10. /1/ H.M. Antúnez y otros "NYRTOF", NYR380, ACNVR. CAB (1971).
15. M.J. Abbate.
17. "O" Procesamiento de datos experimentales.

Julio/73

Resumen N° NYR384

1. NYR384 - TRANSMISOR
3. Cálculo de la transmisión de neutrones ante un conjunto de materiales. Por ejemplo, transmisión del tubo de vuelo.
4. Aplica ley exponencial.
15. M.J. Abbate.
17. "O" Transmisión de neutrones.

Abril/75

Resumen N° NYR395

1. NYR395 - NYRMIN
3. Cálculo de los parámetros de difusión a partir de la constante de decaimiento obtenida en función del "buckling".
4. Halla los coeficientes  $G_i$  de la ecuación:

$$X_j = G_1 + G_2 B_j - G_3 B_j^2 + G_4 B_j^3$$

dado un conjunto de pares de valores  $(X_j, B_j)$ .  
Utiliza el método de mínimos cuadrados lineales.

- 8. NYR261 (CAGE): proporciona los pares de valores calculados.
- 15. J.V. Lolich y M.J. Abbate.
- 17. "N" Parámetros de difusión.

-----

Setiembre/76

Resumen N° NYR399

- 1. NYR399 - AJUSTADOR
- 3. Ajuste de puntos experimentales con rectas y/o parábolas.
- 4. Método de mínimos cuadrados basado en factores de convolución.
- 5. Hasta 4100 datos.
- 10. D.J. Gorman, "A computer program for the smoothing and differentiation of data from multichannel analyzers", UCRL - 19903 (1970)
- C. Castro Madero et al., Nucl. Sci. Eng., 49, 392 (1972)
- 15. M.J. Abbate y J.V. Lolich.
- 17. "O" Datos experimentales.

-----

Mayo/72

Resumen N° NYR416

- 1. NYR416 - INTEGRADOR
- 3. Integración numérica de funciones tabuladas.
- 4. Puede optarse por el método de los trapecios, la regla de Simpson y el método de Gauss.
- 5. Tablas de 200 puntos.
- 15. M.J. Abbate.
- 17. "P" Integración numérica, trapecios, Simpson, Gauss.

-----

Setiembre/73

Resumen N° NYR417

- 1. NYR417 - FORMATEADOR
  - 3. Programa utilitario para facilitar el trabajo con gran cantidad de tarjetas perforadas. Permite controlar el código de perforación y su numeración. Además, modificar su formato.
  - 5. Hasta 4100 valores.
  - 15. M.J. Abbate.
  - 17. "M" Manejo y control de tarjetas, tarjetas perforadas.
-

Octubre/76

Resumen N° NYR429

1. NYR429 - NYRTN
3. Calcula la temperatura efectiva de los neutrones a partir del flujo en función de la energía.
4. Calcula la relación lineal:
 
$$\ln(\phi(E)/E) \sim -E/kT$$
7. Permite realizar el cálculo en un intervalo de energías dado o seleccionarlo automáticamente.
9. Versión anterior: 1975.
15. J.V.Lolich, M.S.de Fernández y M.J.Abbate.
17. "N" Temperatura del neutrón.

Diciembre/75

Resumen N° NYR431

1. NYR431 - CALESP
3. Cálculo del flujo escalar de neutrones.
4. Utiliza el método de la función de unión y temperatura efectiva del neutrón.
5. Hasta 200 valores de energía.
8. NYR444: recibe los flujos térmico y epitérmico para el cálculo del factor de cadmio.
15. J.V.Lolich y M.J.Abbate.
17. "N" Cálculo de espectros.

Diciembre/75

Resumen N° NYR444

1. NYR444
3. Cálculo de la energía de corte del cadmio, del factor de cadmio y de la transmisión térmica de hojuelas.
4. Según las expresiones de /1/.
8. NYR442 - TERPO 2: subrutina de interpolación.
10. /1/K.H.Beckurts and K.Wirtz, "Neutron Physics", Springer-Verlag, New York Inc. (1964).
15. G.Sánchez y M.J.Abbate.
17. "N" Mediciones por activación.

1. NYRACO - ACOMODADOR
3. Servicio de archivos de datos en disco.
5. Matrices de 2 x 200.
7. Mantenimiento de archivos de datos experimentales y de funciones tabuladas, para su uso en comparaciones.
8. NYR341: comparación de funciones.
15. M.J. Abbate.
17. "P" Grabación en disco, manejo de datos.

\*\*\*\*\*

BIBLIOGRAFIA

- / 1/ J.C.Young et al., Nucl.Sci.Eng., 18, 376 (1964).
- / 2/ J.R.Beyster et al., "Integral Neutron Thermalization", GA-3542 (1962).
- / 3/ H.Wuerz, Nukl., 11 (6), 270 (1968).
- / 4/ W.Voigts, "Untersuchungen zur Ortsabhaengigkeit der Neutronspektren an ebenen und zweidimensionalen Moderator - Grenzflaechen", Dissertation, Universitaet (TH) Karlsruhe (1971).
- / 5/ E.Akino et al., Jnl.Nucl.Sci.Tech., 9(10), 574 (1972).
- / 6/ A.E.Profio, experto OEA, comunicaci3n privada (1971).
- / 7/ M.J.Abbate, "Espectr3metro de neutrones por el m3todo de tiempo de vuelo", Trabajo Especial, CNEA- UNC, IFB (1968).
- / 8/ M.J.Abbate et al., "Facilidad para la medici3n de espectros de neutrones por el m3todo de tiempo de vuelo", CNEA 369, (1974).
- / 9/ K.H.Beckurts and K.Wirtz, "Neutron Physics", Springer-Verlag, New York Inc., (1964).
- /10/ P.d'Oultremont, Nucl.Sci.Eng., 37, 104 (1969).
- /11/ F.McGirt and M.Becker, Nucl.Sci.Eng., 39, 56 (1970).
- /12/ J.M.Neill and J.C.Young, Trans.Am.Nucl.Soc ; 8, 299 (1965).
- /13/ R.Cerbone, "Position dependent neutron spectra in a multiplying medium", Ph D T3sis, KAPL(1967).
- /14/ M.Kuechle, Kernforschungszentrum Karlsruhe, comunicaci3n privada (1974).
- /15/ M.J.Abbate y J.V.Lolich, "Estudio y desarrollo de un blanco para la producci3n de neutrones con acelerador lineal", Comunicaciones AFA, Vol.1, N33, 231 (1974) y CAB/1973/5.
- /16/ R.D.Evans, "The atomic nucleus", McGraw Hill, New York (1955).
- /17/ W.C.Barber and W.D.George, Phys.Rev., 116, 1551 (1959).
- /18/ A.Oliva, M.J.Abbate y L.A.Remez, "Detectores de neutrones de vidrio de litio: optimizaci3n para su uso en mediciones de tiempo de vuelo, com.53a. reuni3n AFA, Bariloche (1970).
- /19/ A.Oliva, "Detector de neutrones de vidrio de litio", Trabajo especial, CNEA- UNC, IFB (1970).

- /20/ L.A. Remez, "Interfase para adquisición de datos "on-line" con una computadora IBM/360 mod. 44", com. B.1.7., 57a. reunión AFA, Córdoba (1972).
- /21/ R. Sparvieri, "Programa TDV 1", CAB, no publicado).
- /22/ H.M. Antúnez et al., "NYRTOF - Programa para acumulación y reducción de datos en mediciones de espectros de neutrones por el método de tiempo de vuelo - Opción "off-line"", NYR380, ACNYR, CAB (1971).
- /23/ F. Kappler and E. Wattecamps, "Neutron detection efficiency of fast neutron detectors for use in time of flight measurements", IAEA specialist's meeting on fast reactor spectrum measurements and their interpretation, Argonne, Chicago, Ill. (1970).
- /24/ J.M. Neill et al., "Calibration and use of a 5-in-diam Lithium glass detector", GA-9048 (1963).
- /25/ D.J. Hughes and J.A. Harvey, "Neutron cross sections", BNL-325, 2nd. Ed., Brook. Nat. Lab. (1958).
- /26/ Idem anterior, Supl. 2, Vol. 1, (1964).
- /27/ Huette, "Manual del Ingeniero", Tomo I, 2a. Ed., 6a. Tirada, Ed. G. Gili S.A., Barcelona (1963).
- /28/ Ch.D. Hodgman et al., "Handbook of chemistry and physics", 38th Ed., Chemical Rubber Pub. Co., Cleveland, Ohio (1956).
- /29/ P.d'Oultremont et al., "CAGE - BIRD - SPEC, A package for - tran V System for the reduction and analysis of neutron time-of-flight spectra", Gulf-RT-10195 (1970).
- /30/ J.V. Lolich, comunicación privada (1974).
- /31/ J.V. Lolich y M.J. Abbate, "Determinación de secciones eficaces de absorción de neutrones térmicos por el método de fuente pulsada", com. L.2., 60a. reunión AFA, Tucumán, (julio 1974). Comunicaciones AFA, Vol. 1, N° 3, 222 (1974).
- /32/ J.V. Lolich y M.J. Abbate, "Determinación experimental del factor de cadmio para hojuelas de indio", com. J.5, 61a. reunión AFA, Bs. As. (1975) Comunic. AFA, Vol 1, N° 4, Tomo 2, 403 (1976)
- /33/ J.V. Lolich y M.J. Abbate, "Determinación de la densidad neutrónica espacial por activación de hojuelas de indio", com. L.1, 60a. reunión AFA, Tucumán (julio 1974).
- /34/ J.V. Lolich, "FOILL; 2; 3 y 4 - Sistema de programas para reducción de datos obtenidos por activación de hojuelas",

- NYR438/439/440/441, ACNYR, CAB (1975).
- /35/ G. Sánchez, "NYR451-Obtención por cuadrados mínimos del "buckling" transversal a partir de mediciones de hojuelas", NYR-451, ACNYR, CAB (1976).
- /36/ J. Volkis et al., "NYRESE-Programa para el cálculo de espectros con el modelo secundario", NYR281, ACNYR, CAB (1973).
- /37/ J. U. Koppel et al., "GASKET-A unified code for thermal neutron scattering", GA-7417 (rev), (1967).
- /38/ H. C. Honeck and Y. D. Naliboff, "FLANGE-1", ACC, Ref. Mat. Abstract 247, ANL, Argonne, Ill. (1966).
- /39/ R. G. Jarvis, Trans. Am. Nucl. Soc., 12, 673 (1969).
- /40/ "GGC-3, Multigroup cross section code diffusion and transport calculations", RSIC, PSR-12, ORNL (1967).
- /41/ J. Volkis et al., "NYRGRUP", NYR081, ACNYR, CAB (1976).
- /42/ G. D. Joanou et al., "GATHER-II", GA-4132 (1963).
- /43/ J. M. Neill, "DSZ and PREDSZ, Fortran IV codes for computing slowing down sources", GA-8556 (1968).
- /44/ G. Sánchez, "Subrutina PER", NYR427, ACNYR, CAB (1974).
- /45/ A. Weinberg and E. Wigner, "The physical theory of neutron chain reactors", The University of Chicago Press, (1958).
- /46/ M. Cadilhac et al., "Thermalisation et Spectre de Neutrons", 3rd IAEA Conf., A/CONF 28/P/73 (1964).
- /47/ K. D. Lathrop, "DTF-IV, A Fortran IV program for solving the multigroup transport equation with anisotropic scattering", Los Alamos, LA-3373 (1965).
- /48/ H. C. Honeck, "THERMOS-A thermalization transport theory code for reactor lattice calculations", BNL-5826 (1963).
- /49/ J. C. Young et al., Nucl. Sci. Eng., 28, 259 (1967).
- /50/ L. J. Esch, Nucl. Sci. Eng., 46, 223 (1971).
- /51/ A. Butland and C. Chudley, Jnl. Brit. Nucl. En. Soc., 13 (1), 99 (1974).
- /52/ J. Bansal et al., J. Phys. D: Appd. Phys., 7, 1132 (1974).
- /53/ H. M. Antúnez et al., "Integral neutron thermalization", GA-6824 (1965).
- /54/ "Central nuclear en Atucha", CNEA, Bs. As. (1973).
- /55/ M. J. Abbate et al., "Informe acerca del posible programa conjunto con participación de la división Neutrones y Reactores del CAB", Informe interno, CAB (1972).

- /56/ M.J. Abbate et al., "Investigación y estudio del campo neutrónico en agua pesada", Informe interno, CAB (1972).
- /57/ M.J. Abbate et al., "Estudios neutrónicos en medios heterogéneos, multiplicativos y moderadores", Informe interno, CAB (1972).
- /58/ M.J. Abbate et al., Nucl. Sci. Eng., 60, 471 (1976).
- /59/ J.R. Beyster et al., "Integral neutron thermalization", GA-2544 (1961).
- /60/ M.S. Nelkin, Phys. Rev., 119, 741 (1960).
- /61/ J.R. Beyster et al., Nucl. Sci. Eng., 9, 168 (1961).
- /62/ D.E. Parks et al., Nucl. Sci. Eng., 13, 306 (1962).
- /63/ J. Koppel and J.A. Young, Nucl. Sci. Eng., 19, 412 (1964).
- /64/ J.R. Beyster et al., "Experimental and theoretical neutron spectra", GA-5319 (1967).
- /65/ J.C. Young and J.H. Neill, Nucl. Sci. Eng., 23, 34 (1965).
- /66/ K. Burkart and W. Reichardt, "Observation of hardened neutron spectra in water and boric acid solutions", BNL conference on neutron thermalization, Vol. II, 318 (1962).
- /67/ R. Zucal, Dep. Química CNEA, comunicación privada (1971).
- /68/ C. Castro Madero, Div. Neutrones y Reactores CAB, comunicación privada (1971).
- /69/ J. Koppel and D.H. Houston, "Reference manual for ENDF thermal neutron scattering data", GA-8774 (1968).
- /70/ J. Volkis et al., "Método de cálculo para la obtención de parámetros de difusión", CAB/1972/6 (1972). Com. 57a. reunión AFA, Córdoba (1972).
- /71/ J. Volkis, Dep. Reactores CNEA, comunicación privada (1973).
- /72/ "CINDA 74", Vol. 1,  $Z \leq 53$ , IAEA, Vienna (1974).
- /73/ F. Kropff y R. Granada, Div. Neutrones y Reactores, comunicación privada (1974).
- /74/ F. McCrosson et al., "Testing of ENDF/B-Thermos cross sections for  $H_2O$ ,  $D_2O$ ,  $ZrH_2$ , C,  $(C_2H_4)_x$ , Be, BeO,  $C_6H_6$  and  $UO_2$ ", DP-1276 (ENDF-158), Savannah River Lab., Aiken, USA (1971).
- /75/ G. García Cano, "Medición de la distancia de extrapolación en agua liviana pura", Trabajo especial, CNEA-UNC, IFB (1972).
- /76/ J. Lolich, "NYRALFA", NYR357, ACNYR, CAB (1973).
- /77/ J.H. Alexander et al., "GAPLSN", GA-4972 (1964).
- /78/ E. Díaz, CNA-CNEA, comunicación privada (1973).

- /79/ B.C.Haywood and J.M.Thorson, Brookhaven Conf. Neutron Thermalization Proc., BNL-719, Vol.1, 26 (1962).
- /80/ I.Kirshenbaum et al., "Physical properties and analysis of heavy water", McGraw-Hill Co., 1st Ed., N.York (1951).
- /81/ M.Silk and B.Wade, Jnl.Nucl.En., 23, 1 (1969).
- /82/ M.Silk and B.Wade Jnl.Nucl.En., 23, 625 (1969).
- /83/ E.Díaz, "Medición de agua pesada por el método espectrofotométrico", CNEA AC 32/75 (1975).
- /84/ S.N.Purohit, "Pulsed neutron research", Karlsruhe, Vol.I, IAEA, Vienna (1965).
- /85/ R.N.Sinclair, idem anterior, pág.581.
- /86/ J.Koppel and J.A.Young, Nukleonik, 7, 408 (1965).
- /87/ W.Whittemore, Nucl.Sci.Eng., 33, 195 (1968).
- /88/ M.J.Poole, idem /84/, pág.425.
- /89/ R.C.Kryter, idem /84/, pág.465.
- /90/ J.R.Beyster et al., "Integral neutron thermalization", GA-4659 (1964).
- /91/ J.M.Neill et al., idem /84/, pág.567.
- /92/ D.Butler, Proc.Phys.Soc., 81, 294 (1963).
- /93/ M.J.Poole, idem /84/, pág.535.
- /94/ J.R.Beyster et al., "Integral neutron thermalization", GA-5486 (1964).
- /95/ J.C.Young, idem /84/, pág.385.
- /96/ P.A.Egelstaff, Nucl.Sci.Eng., 12, 250 (1962).
- /97/ J.R.Beyster et al., "Integral neutron thermalization", GA-7480 (1966).
- /98/ B.C.Haywood, referido por M.J.Poole en Proc.of the IAEA symposium on pulsed neutron research, Karlsruhe, Vol.I, 434 (1965).
- /99/ P.A.Egelstaff, "Compilation of early scattering law data", AERE-R 3931, Harwell, Berk. (1962).
- /100/ B.C.Haywood, "A compilation of the scattering law for heavy water at 22°C and 150°C", AERE-R 4582, Harwell, Berk. (1964).
- /101/ O.K.Harling, "Compilation of doubly differential cross sections and the scattering law for H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O at 299°K and for H<sub>2</sub>O at 268°K", BNWL-436, Richland, Wash. (1967).
- /102/ H.L.McMurry, "Model for calculating the slow neutron scattering by liquid D<sub>2</sub>O", IN-1020, Idaho Nuclear Co. (1966).

- /103/ E.L.Slaggie, Symp. neutron thermalization and reactor spectra, Ann Arbor, Vol.1, 311, IAEA, Vienna (1968).
- /104/ R.G.Jarvis, idem anterior, paper SM 96/23.
- /105/ R.G.Jarvis, comunicación privada (1974).
- /106/ G.M.Borgonovi, "Neutron scattering kernels calculations at epithermal energies", GA-9950 (1970).
- /107/ F.Kropff et al., "Total neutron cross-sections of D<sub>2</sub>O at 20°C", EXFOR 30283, Nuclear Data Section, IAEA, Vienna (1973).
- /108/ M.Silk and B.Wade, Jnl.Nucl.En., 23, 369 (1969).
- /109/ J.W.Daughtry et al., idem /84/, pág.65.
- /110/ A.J.Goodjohn and G.C.Pomraning, "Reactor physics in the resonance and thermal region", Vol.I, The MIT Press, Camb. (1966)
- /111/ P.A.Egelstaff, Symp. Inelastic Scatt.of Neutrons in Solids and Liquids", Vol.1, Chalk River (Canada), IAEA, Vienna (1963).
- /112/ N.Ganguly and A.Waltner, Trans.Am.Nucl.Soc.4, 282 (1961).
- /113/ D.E.Parks et al., Nucl.Sci.Eng., 33, 209 (1968).
- /114/ B.Malaviya and A.Profio, Trans.Am.Nucl.Soc., 6, 58 (1963).
- /115/ G.Kusmaul and H.Meister, Jnl.Nuc.Ener., Part A/B, 17, 441 (1959).
- /116/ D.W.Hone, Jnl.Nuc.Ener., Part A, 11, 34 (1959).
- /117/ N.P.Baumann, Nucl.Sci.Eng., 14, 179 (1962).
- /118/ N.Ganguly et al., Nucl.Sci.Eng., 17, 223 (1963).
- /119/ F.Westaff and A.Waltner, Trans.Am.Nucl.Soc., 5 (2), 386 (1962)
- /120/ H.C.Honeck, Nucl.Sci.Eng., 16, 140 (1963).
- /121/ P.B.Parks et al., Trans.Am.Nucl.Soc., 8, 436 (1965).
- /122/ H.G.Jones et al., Trans.Am.Nucl.Soc., 8, 431 (1965).
- /123/ A.E.Profio et al., Nucl.Sci.Eng., 35, 91 (1969).
- /124/ P.Wydler, "Neutron thermalization and reactor spectra", Ann Arbor, Vol. II, 149, IAEA, Vienna (1967).
- /125/ H.C.Honeck, Trans.Am.Nucl.Soc., 5, 47 (1962).
- /126/ "ANISN-A one dimensional discrete ordinates transport code", RSIC Comp.Code Collection, CCC-82, ORNL, Oak Ridge, Tenn..
- /127/ H.H.Michels, "Mathematics of computation", 17, 237 (1963).
- /128/ T.Gozani, "Lattice physics studies", GA-8114 (1967).
- /129/ K.D.Lathrop and B.G.Carlson, "Discrete ordinates angular quadrature of the neutron transport equation", Los Alamos Scientific Lab.Report LA-3186 (1965).

- /130/ A.E.Profio, "Comparison of discrete ordinates calculations with measured neutron spectra in standard shield geometries" GA-8164(1967).
- /131/ A.Parker, "ESEAUX-Código para calcular las funciones auxiliares del modelo secundario", NYR425, ACNYR, CAB (1973).
- /132/ J.Lolich et al., "NYRTN", NYR429, ACNYR, CAB (1976).
- /133/ L.de Sobrino and M.Clark, Nucl.Sci.Eng., 10, 388 (1961).
- /134/ "Normas básicas de seguridad radiológica y nuclear", Pub.S. I.Nº11, 1a. Ed., CNEA (1966).
- /135/ J.R.Beyster et al., "Integral neutron thermalization", GA-8085 (1967).
- /136/ O.Ignazi, comunicación privada, CAB (1975).

- - - - -

