

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**Departamento de Física Atómica y Astrofísica**



TESIS DOCTORAL

**Estudio del Argon ionizado : (procesos de excitación y  
desexcitación)**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR

**Gustavo García Gómez-Tejedor**

Madrid, 2015

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
Facultad de Ciencias Físicas  
Departamento de Física Atómica y Astrofísica

TP  
1988  
-----  
323



x-53-030996-2

**ESTUDIO DEL ARGON IONIZADO (PROCESOS  
DE EXCITACION Y DESEXCITACION)**



Gustavo García Gómez-Tejedor  
Madrid, 1988

Colección Tesis Doctorales. N.º 323/1988

© Gustavo García Gómez-Tejedor

Edita e imprime la Editorial de la Universidad  
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía  
Noviciado, 3 - 28015 Madrid  
Madrid, 1988  
Ricoh 3700  
Depósito Legal: M-22894-1988

MEMORIA QUE PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

PRESENTA

GUSTAVO GARCIA GOMEZ-TEJEDOR

ESTUDIO DEL ARGON IONIZADO (PROCESOS DE EXCITACION  
Y DESEXCITACION)

DIRECTOR: PROF. J. CAMPOS GUTIERREZ  
CATEDRATICO DE FISICA  
ATOMICA EXPERIMENTAL

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
DEP. FISICA ATOMICA Y ASTROFISICA

MADRID - 1.986



### AGRADECIMIENTOS

El presente trabajo ha sido dirigido por el profesor - D. José Campos Gutiérrez a quien quiero demostrar mi más sincero agradecimiento pues sin sus directrices y constante apoyo - nunca se hubiera podido llevar a cabo. No puedo olvidar tampoco la inestimable ayuda que con sus consejos y enseñanzas me - ha prestado el profesor D. Carlos Sánchez del Río.

Agradezco a todo el personal del laboratorio de Física Atómica Experimental de la Universidad Complutense por su desinteresada colaboración y en especial al doctor D. Fernando Arques quien más directamente me ha ayudado en la realización de algunos de los experimentos que constituyen la presente memoria.

Quiero agradecer igualmente la confianza demostrada por el C.I.E.M.A.T. y los medios que ha puesto a mi alcance para - la consecución de algunos de los objetivos de este trabajo.

El profesional mecanografiado de esta memoria tengo que agradecerse a Dña. Magdalena Lumeras Domínguez.



## INDICE

	Página
INTRODUCCION .....	1
CAPITULO I.        Vidas medias de niveles excitados de Ar II	3
I.1.-        Métodos y dispositivo experimental ....	4
I.1.1.-   Excitación del gas .....	6
I.1.2.-   Sistema óptico .....	7
I.1.3.-   Instrumentación electrónica .....	7
I.2.-        Puesta a punto del sistema de medida ..	9
I.2.1.-   Calibración de manómetros .....	9
I.2.2.-   Calibración y medidas previas del siste ma de medida de tiempos .....	9
I.3.-        Espectro del Argon ionizado una vez (Ar II)	12
I.4.-        Resultados experimentales .....	14
I.4.1.-   Vidas de niveles pertenecientes a la con figuración $3p^4 4p$ .....	14
I.4.2.-   Estudio de cascadas a los niveles $3p^4 4p$	42
I.4.3.-   Vidas medias de niveles pertenecientes a la configuración $3p^4 4d$ .....	43
I.4.4.-   Estudio de cascadas a los niveles $3p^4 4d$	51
I.5.-        Análisis teórico de probabilidades de transición y vidas medias .....	51
I.5.1.-   Probabilidades de emisión espontánea ..	51
I.5.2.-   Vidas medias .....	53
I.5.3.-   Cálculo de probabilidades de transición	54
CAPITULO II.        Probabilidades de transición en el Ar II	63
II.1.-       Método y dispositivo experimental .....	64
II.1.1.-   Fuentes de luz .....	65
II.1.2.-   Monocromadores .....	69
II.1.3.-   Sistema de recuento de fotones .....	73

II.1.4.-	Calibración de la eficiencia del sistema	73
II.2.-	Resultados obtenidos en la medida de - probabilidades de transición relativas y absolutas .....	74
II.2.1.-	Probabilidades de transición para lí- neas con origen en niveles de la confi- guración $3p^4 4p$ .....	74
II.2.2.-	Probabilidades de transición relativas y absolutas para líneas con origen en los niveles de la configuración $3p^4 4d$	93
II.2.3.-	Validez de la aproximación de Coulomb. Reglas de suma .....	95
CAPITULO III. Secciones eficaces en el Ar para la co-		
	lisión con electrones .....	97
III.1.-	Secciones eficaces de ionización .....	99
III.1.1.-	Método y dispositivo experimental ....	100
III.1.2.-	Medidas previas .....	105
III.1.2.1.-	Medida de presiones absolutas .....	105
III.1.2.2.-	Medida de presiones por debajo de $1mTorr$	106
III.1.2.3.-	Corriente de saturación de iones .....	109
III.1.2.4.-	Proporcionalidad entre la corriente de iones y la presión .....	111
III.1.3.-	Resultados y discusión .....	113
III.1.4.-	Comparación con la teoría .....	115
III.2.-	Secciones eficaces de excitación de $n_1$ veles de Ar II por colisión con electro- nes .....	117
III.2.1.-	Método y dispositivo experimental ....	118
III.2.2.-	Calibraciones y medidas previas .....	122
III.2.3.-	Resultados experimentales .....	124
III.2.3.1.-	Funciones de excitación .....	124
III.2.3.2.-	Secciones eficaces de excitación .....	129

CAPITULO	III.2.4.- Comparación con la teoría .....	132
	III.3.- Secciones eficaces totales .....	135
	III.3.1.- Método y dispositivo experimental ...	136
	III.3.2.- Calibración y medidas previas .....	145
	III.3.2.1.- Medida absoluta de presión .....	145
	III.3.2.2.- Medida de la longitud de la cámara de colisión .....	146
	III.3.2.3.- Influencia de la intensidad de la co- rriente de electrones .....	146
	III.3.3.- Resultados y discusión .....	146
	III.3.3.1.- Resultados experimentales .....	146
	III.3.3.2.- Comparación con la teoría .....	151
	III.3.4.- Secciones eficaces totales en los áto- mos vecinos de la secuencia de los ga- ses nobles: Ne y Kr .....	156
	III.3.4.1.- Secciones eficaces totales en el Ne .	156
	III.3.4.2.- Secciones eficaces totales en el Kr .	159
	CONCLUSIONES .....	167
	REFERENCIAS .....	173
	ARTICULOS PUBLICADOS .....	178



## INTRODUCCION

Los procesos más relevantes en el estudio de la estructura de los átomos son aquellos que conducen a emisión o absorción de radiación electromagnética o bien a intercambio de energía con otras partículas mediante colisiones. Estos procesos están gobernados por parámetros característicos del átomo y de las partículas colisionantes tales como las vidas medias de los niveles excitados, las probabilidades de transición entre ellos y las secciones eficaces de interacción.

El objetivo principal de este trabajo es la determinación experimental de vidas medias, probabilidades de transición y secciones eficaces en el Argon ionizado utilizando un haz de electrones como mecanismo de ionización y excitación. Se ha escogido el Argon por ser un gas noble de número atómico medio que permite la realización de comprobaciones teóricas con precisión. De las numerosas aplicaciones científicas que tiene el conocimiento de estos parámetros y especialmente en el campo de la astrofísica, cabe destacar su gran utilidad en el diagnóstico de plasmas y en el desarrollo de la tecnología del láser.

Los trabajos se han llevado a cabo en el laboratorio de Física Atómica Experimental de la Universidad Complutense y en el laboratorio de Física Atómica y Molecular de la J.E.N. La consecución de los objetos anteriormente mencionados ha requerido junto al empleo de algunas técnicas suficientemente experimentadas en anteriores trabajos realizados en estos laboratorios, el desarrollo y puesta a punto de nuevos sistemas experimentales con elementos necesarios para el manejo de haces electrónicos con energías comprendidas entre 1 y 6 keV (cañones de electrones, óptica electrónica, analizadores de energía, etc.). Paralelamente a estas medidas, se ha efectuado los correspondientes cálculos utilizando las aproximaciones teóricas más usuales en cada caso, con el propósito de analizar sus rangos de validez por comparación con los resultados experimentales.

La presente memoria la hemos dividido en tres capítulos. El primer capítulo está dedicado a la medida y cálculo de vidas

medias de niveles de las configuraciones  $3p^4 4p$  y  $3p^4 4d$  del Argon ionizado. Todo lo relativo a probabilidades de transición de líneas con origen en estos niveles se expondrá en el capítulo segundo. Por último, el tercer capítulo está dedicado a las secciones eficaces de ionización, excitación y totales para la colisión de electrones con átomos de Argon en el rango de energía de 0,5-6 keV. Además, en este último capítulo, se incluye un estudio experimental de las secciones eficaces totales en Neon y Criptón para este rango de energías.

**CAPITULO I**

**VIDAS MEDIAS DE NIVELES EXCITADOS DEL Ar II**

Han sido numerosos los trabajos dedicados a la medida de vidas medias de niveles excitados del Ar. II ( $4 - 25$ ) y en especial de los pertenecientes a la configuración  $3p^4 4p$ , debido a - que esta configuración excitada origina las líneas más intensas de su espectro y además muchas de ellas son transiciones láser. Por otra parte, en átomos complejos la medida experimental de estos parámetros proporciona una buena comprobación de los esquemas empleados en los cálculos teóricos realizados por los diferentes autores ( $26 - 28$ ). Como veremos más adelante, el desarrollo del presente trabajo requiere el conocimiento preciso de las vidas medias de los niveles excitados para poder determinar las probabilidades absolutas de transición de las líneas originadas por éstos. Por este motivo, hemos creído necesario aportar nuevos datos experimentales sobre las vidas medias en el Ar. II con el objeto de compararlos con los ya existentes de la configuración  $3p^4 4p$  e iniciar un estudio de la configuración  $3p^4 4d$  para la que apenas existen medidas anteriores.

Los métodos experimentales empleados por los diferentes autores para la determinación de vidas medias han sido muy variados, cabe destacar atendiendo al mecanismo de excitación, el impacto de un haz iónico con una lámina (Beam-foil), el efecto Hanle y la excitación modulada, ya sea óptica o mediante la colisión con electrones. En cuanto a los métodos de detección los más usuales son las coincidencias electrón-fotón, las coincidencias fotón-fotón y las coincidencias retardadas. Han sido varios los artículos y libros dedicados al análisis de estos métodos, pero podemos citar el de Imhof y Read (29) como uno de los más completos.

El método empleado en el presente trabajo se basa en la - excitación pulsada por impacto con electrones y la detección de fotones individuales en coincidencias retardadas.

#### I.1.- METODO Y DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Como ya hemos mencionado, el método empleado para la medida de vidas medias de niveles de Ar. II ha sido el de coincidencias retardadas (30). La excitación de gas se ha efectuado mediante un haz pulsado de electrones de  $0,6$  mA de corriente en el máxi

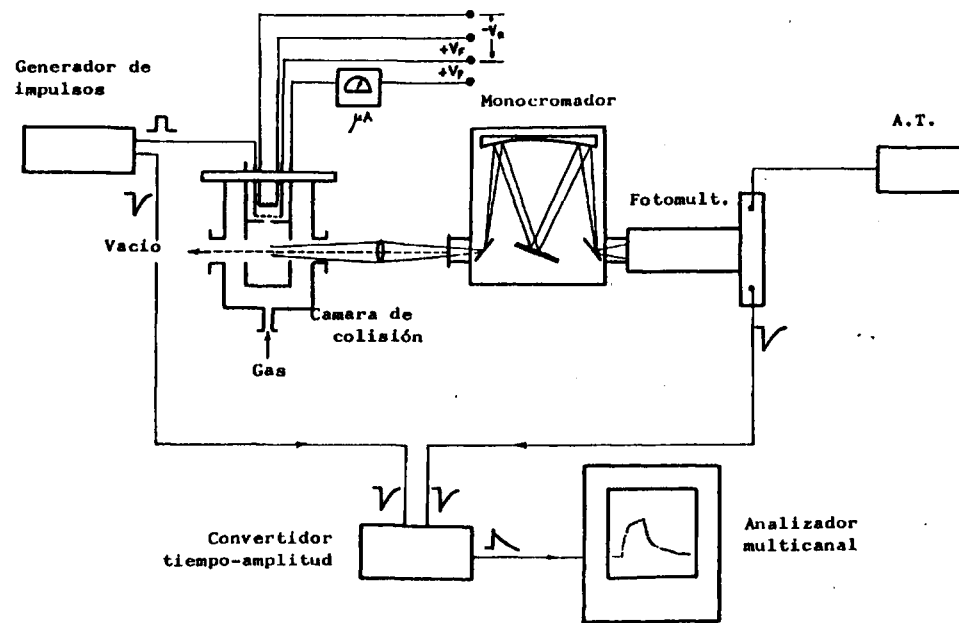


FIG.1 Dispositivo experimental para la medida de vidas medias

mo y una frecuencia de repetición de 100 KHz. La duración de cada impulso fue 85 nanosegundos y el tiempo de corte menor que 3 nanosegundos.

En la figura (1) puede verse un dibujo esquemático del dispositivo experimental empleado. A continuación detallaremos cada una de sus partes.

#### I.1.1.- Excitación del gas.

La cámara de colisión y el cañón de electrones forman una unidad cuyos elementos están dispuestos en forma de triodo (ver fig. 1). El cátodo está constituido por un filamento de tungsteno alimentado por una fuente continua de tensión variable (0 - 8V) que suministra la corriente de caldeo necesaria para la emisión de electrones.

El electrodo intermedio es una rejilla que nos permite controlar y modular el haz electrónico, manteniéndolo a un potencial suficientemente negativo para interrumpir el paso de los electrones a no ser que le llegue un impulso positivo. Por último, el ánodo lo constituye un cilindro metálico que rodea a la zona de colisión y en el que se han practicado dos orificios laterales para la observación de la luz emitida en la desexcitación del gas. Esta geometría permite obtener corrientes altas aun con el haz pulsado por lo que este método de excitación es uno de los de mayor eficiencia. Sin embargo, la dispersión de energías de los electrones está únicamente delimitada por la diferencia de potencial entre los extremos del filamento, por lo que siempre será mayor que la separación entre los niveles excitados. Por este motivo, junto con el nivel en estudio se excitarán otros niveles superiores próximos que podrán desexcitarse a través de éste mediante cascadas radiativas. Más adelante veremos como se puede minimizar este efecto y la información que podemos obtener de la presencia de estas cascadas.

El vacío en el sistema se ha efectuado con una bomba rotatoria y una difusora de aceite alcanzando una presión residual

de  $10^{-6}$  torr. El gas es introducido con una llave dosificadora de aguja de manera que la presión requerida se mantenga constante en régimen dinámico.

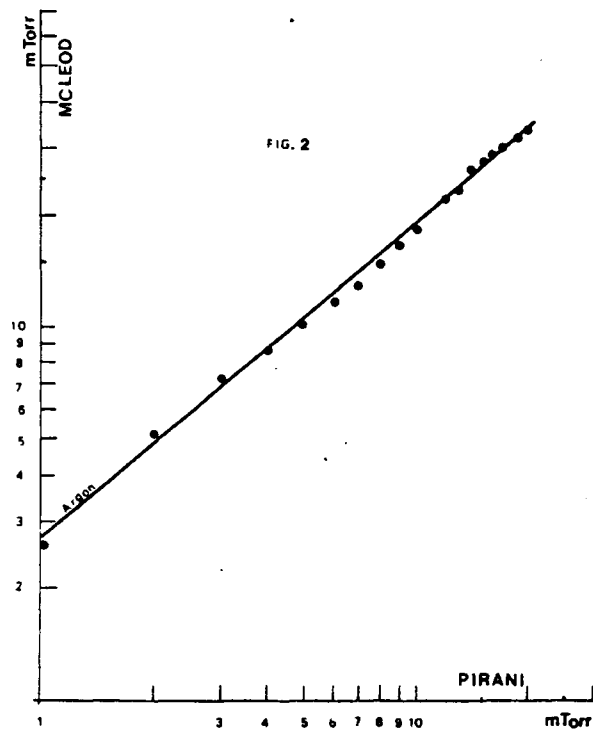
#### I.1.2.- Sistema óptico.

La luz producida en la cámara de excitación es focalizada con una lente convergente sobre la rendija de entrada de un monocromador para seleccionar las líneas de interés. El monocromador empleado ha sido de montaje Ebert de 0,25 m. con rendijas de  $150 \mu$  (Jarrell-Asth mod 82-410). Según los requerimientos de las medidas se han intercambiado las dos redes de difracción disponibles, obteniéndose una resolución de  $6 \text{ \AA}$  con la red para visible-infrarrojo ( $4000-9000 \text{ \AA}$ ) y  $3 \text{ \AA}$  con la de ultravioleta-visible ( $2000-4900 \text{ \AA}$ ). Los fotones han sido detectados con un fotomultiplicador 56 UVP, cuya sensibilidad está comprendida en el rango de  $2000$  a  $6100 \text{ \AA}$ .

#### I.1.3.- Instrumentación electrónica.

La instrumentación electrónica está constituida fundamentalmente por el generador de impulsos y el sistema de medida de tiempos. El generador de impulsos tiene dos salidas, una de ellas se conecta directamente con un convertidor tiempo-amplitud marcando el origen de tiempos mediante un impulso negativo. La otra nos proporciona un impulso cuadrado positivo de  $18 \text{ V.}$  y una anchura de  $85 \text{ ns}$  que sirve para pulsar la rejilla con una frecuencia de  $100 \text{ KHz.}$

El sistema de medida de tiempos lo constituye principalmente el convertidor tiempo-amplitud. El convertidor empleado en esta experiencia ha sido de tipo de solapamiento; el circuito tiene dos entradas que admiten impulsos negativos, a una de ellas llega el impulso de referencia del generador y a la otra las señales de fotomultiplicador. Estos impulsos son transformados por el convertidor en impulsos cuadrados de anchura fija y nos proporciona a la salida un impulso positivo cuya amplitud es proporcional al tiempo de solapamiento de éstos. Finalmente, estos impulsos son almacenados en un analizador multicanal -



Hewlett-Packard-501B del que sólo se han utilizado 512 de los 1024 canales que dispone su memoria. La curva obtenida de la ordenación de los impulsos según su amplitud representará por tanto, la evolución temporal del nivel excitado.

En las referencias (4) y (30) pueden verse los circuitos y componentes de los aparatos descritos.

## I.2.- PUESTA A PUNTO DEL SISTEMA DE MEDIDA

### I.2.1.- Calibración de manómetros.

Los manómetros empleados en esta experiencia han sido un Pirani (Av-64-01) para medir presiones de gas en el rango de 5 a 20 mtorr y un Penning (Av-64-14) para medir el vacío residual. El pirani tiene una respuesta diferente según sea la naturaleza del gas cuya presión quiere medirse, por lo que su lectura para el Argon ha tenido que ser calibrada frente a la de un manómetro absoluto de mercurio de tipo Kammerer. Para ello se ha dispuesto de una línea de vacío especialmente instalada para que el gradiente de presiones entre los puntos en que se coloquen ambos manómetros sea prácticamente nulo. El resultado de esta calibración puede verse en la figura (2).

### I.2.2.- Calibración y medidas previas del sistema de medidas de tiempos.

- Resolución en tiempos.

La resolución del sistema será el límite de su capacidad para poder medir tiempos muy cortos. Los factores que influyen en la resolución son fundamentalmente: la dispersión en tiempo se tránsito en el fotomultiplicador, la dependencia del instante de disparo con la amplitud de los impulsos de entrada, el tiempo de conmutación del haz electrónico y el tiempo de recorrido de los electrones a través de la zona de observación.

Los dos primeros factores son despreciables en esta experiencia. Esto es debido a que la dispersión en tiempo de tránsito se produce cuando los fotones inciden en las zonas periféri

cas del fotocátodo. Dada la disposición, en este experimento solo inciden en la zona central. En cuanto al segundo factor, los impulsos del fotomultiplicador son más rápidos que 2 ns, - por lo que la contribución es despreciable.

Los dos últimos sustituyen una limitación importante. En cuanto al recorrido de los electrones por la zona útil del gas, se podría reducir el efecto disminuyendo dicha zona, con lo que se perdería eficiencia. Buscando el equilibrio entre estos dos efectos se puede conseguir una dispersión en tiempos de 2 ns. Podemos, por tanto, suponer que la resolución global del sistema es mejor que 4 ns. No obstante, es posible deducir la vida media de un nivel a partir de su curva de desexcitación, aunque dicha vida media sea menor que el tiempo de resolución. Ver - referencias (41) y (30).

- Linealidad del sistema.

Los impulsos procedentes del convertidor son clasificados, según su amplitud, y almacenados en un cierto número de canales que tendrán una determinada anchura en amplitudes y que realmente representarán una anchura en tiempos. De esta manera, el canal "n" almacenará los impulsos que llegan en tiempos comprendidos entre  $t_n$  y  $t_{n+1}$ . En un sistema ideal tiene que existir una proporcionalidad entre el número de orden de un canal y el tiempo que le corresponde (linealidad integral). Así mismo, - todos los intervalos de tiempo o anchuras de canal deberán de ser iguales (linealidad diferencial).

La linealidad de un sistema se ve afectada por las condiciones del convertidor y del analizador, pudiendo ser mejorada hasta la propia del analizador multicanal.

En nuestro experimento, las medidas de linealidad diferencial se efectuaron enviando a las entradas del convertidor los impulsos provenientes del generador de impulsos, por un lado, y por otro del fotomultiplicador recogiendo únicamente luz - de fondo. La medida de la linealidad la obtendremos de la uniformidad con que se distribuya el número de cuentas acumuladas en cada canal. En la referencia (4) está calculado el error relativo que puede introducir la no linealidad de sistema en

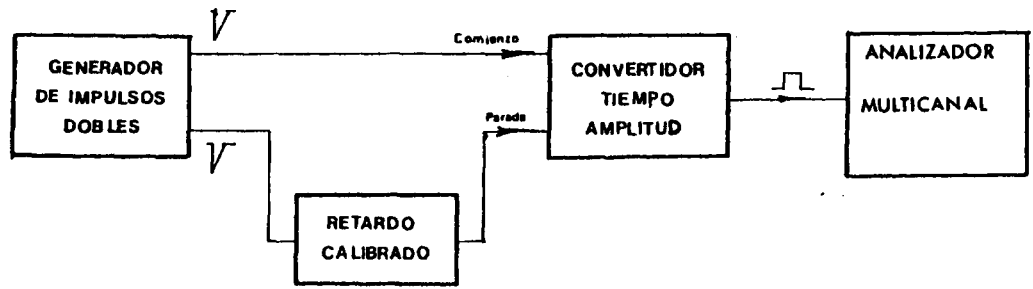


FIG. 3 - DIAGRAMA BLOQUE DEL METODO DE CALIBRACION

la medida de vidas medias. En nuestro caso este error fue inferior al 1%.

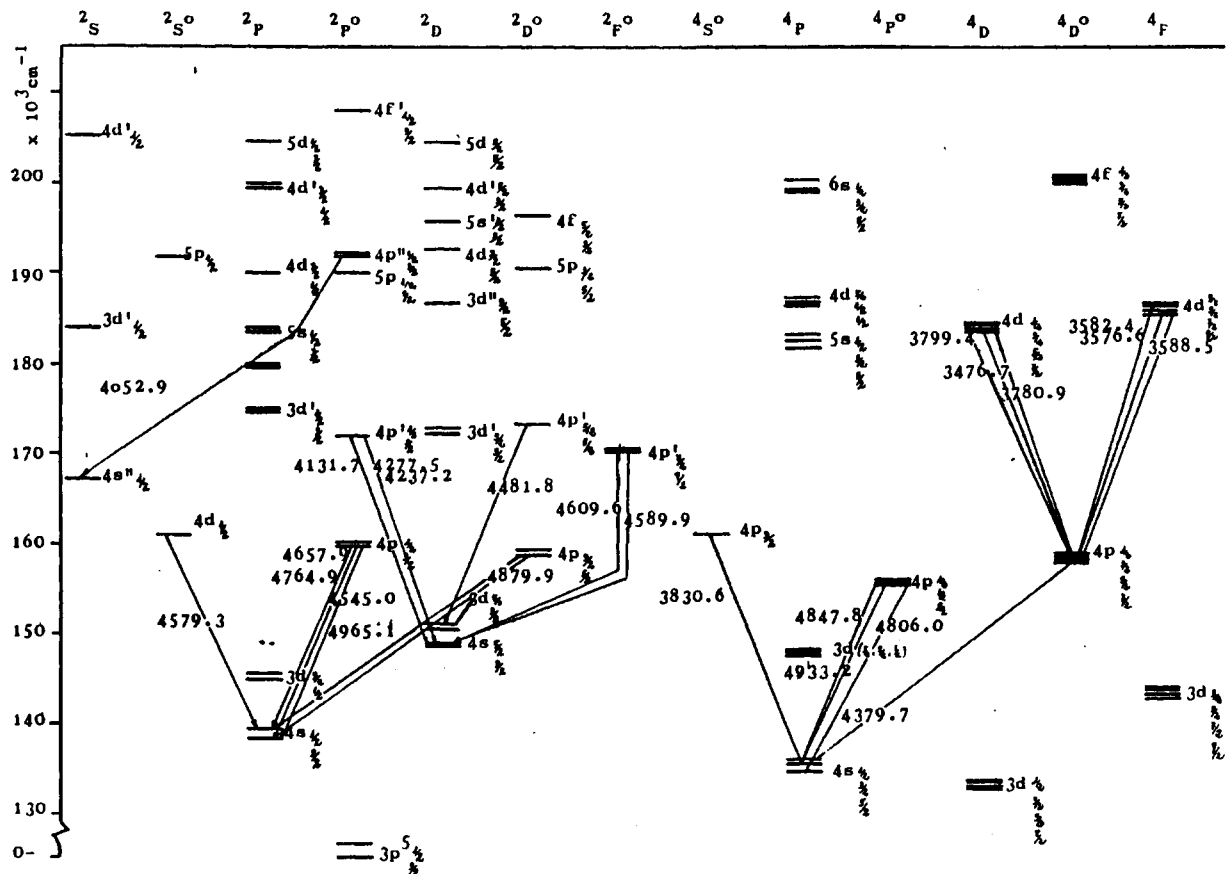
- Calibración del sistema.

Para calibrar el sistema se ha empleado un generador de impulsos de doble salida capaz de proporcionar dos impulsos simultáneos. Uno de éstos es retardado, mediante un retardo variable, y llevado a una de las entradas de convertidor tiempo-amplitud. El otro, sin retardar, es conducido a la otra entrada. El intervalo de tiempo proporcionado por el retardo se corresponderá con un canal en la memoria del analizador. Repitiendo esta operación para valores diferentes del retardo, relacionaremos un esparcimiento de canales con las diferencias en tiempos entre los retardos, que son conocidos. De esta manera para los dos convertidores cortos utilizados (300 ns) hemos obtenido las calibraciones de 0,82 y 0,90 nanosegundos por canal y para el largo (de 900 ns) un valor de 1,62 nanosegundos por canal. En la figura (3) puede verse un esquema del dispositivo empleado para la calibración del sistema de medidas de tiempos.

I.3.- ESPECTRO DE ARGON IONIZADO UNA VEZ Ar II

El espectro de Ar II puede ser perfectamente descrito por excitaciones monoeléctricas a partir de la configuración fundamentalmente  $3p^5$ . Las configuraciones excitadas son pues del tipo  $3p^4 nl$ . En estas condiciones el átomo puede considerarse formado por una parte central (core) con números cuánticos  $L_c$  y  $S_c$  al cual se acopla un electrón con números cuánticos  $l$  y  $s$ . El acoplamiento LS es el que mejor se ajusta a los iones de gases nobles, por lo que los números cuánticos del átomo en este esquema de acoplamiento serán  $\vec{L} = \vec{L}_c + \vec{l}$ ,  $\vec{S} = \vec{S}_c + \vec{s}$  y  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ .

El grupo de electrones equivalentes  $p^4$  de origen a los términos  $^3P$ ,  $^1D$ ,  $^1S$ . Para distinguir el estado del core que origina cada nivel de energía del átomo, a la letra que representa el momento angular orbital del electrón optico no se le pone nada, se le pone una prima o se le pone dos veces según provenga del término



mino  $3p$ ,  $1D$  ó  $1S$  respectivamente. La notación utilizada en acoplamiento LS para designar los niveles de energía es la siguiente:

$$n l \ 2s+1 \ L_j$$

En la figura (4) se muestra un diagrama de Grotrian de los niveles de energía del Ar II; en él se han señalado las transiciones elegidas para la medida de la vida media de los niveles de partida. Las energías experimentales de los niveles han sido extraídas de las tablas de Baskin y Stoner (31).

Para la obtención del espectro de Argon ionizado se ha utilizado el sistema experimental para la medida de vidas medias con las siguientes modificaciones: La rejilla se polariza positivamente en este caso, con el fin de obtener un haz continuo de electrones. Los impulsos de fotomultiplicador, previamente --amplificados, se envían a un frecuencímetro que proporciona una tensión de salida proporcional al ritmo de llegada de impulsos. Finalmente la tensión de salida del frecuencímetro se imprime en un registrador X-T mientras que el monocromador efectúa un barrido en longitudes de onda.

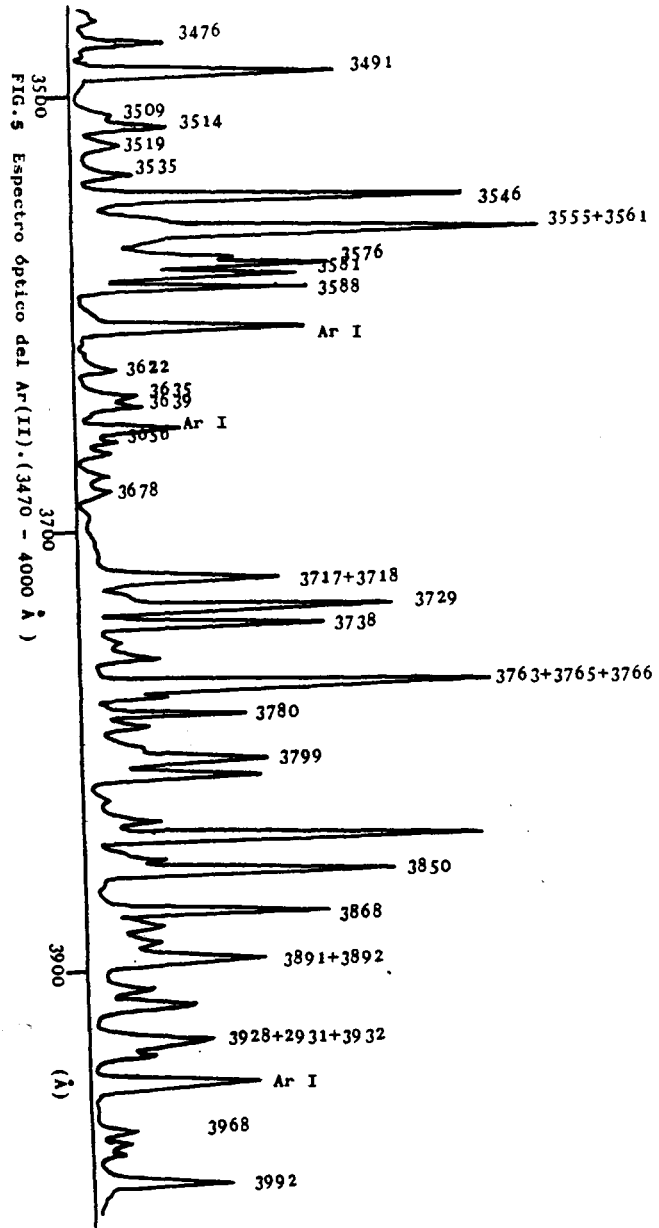
En las figuras (5) y (6) se muestran dos de los espectros del Argon obtenidos a 60 ev de energía de excitación y 20 mtorr de presión del gas.

Para identificar las líneas espectrales observadas se han empleado las tablas de Striganov y Sventitskii (32).

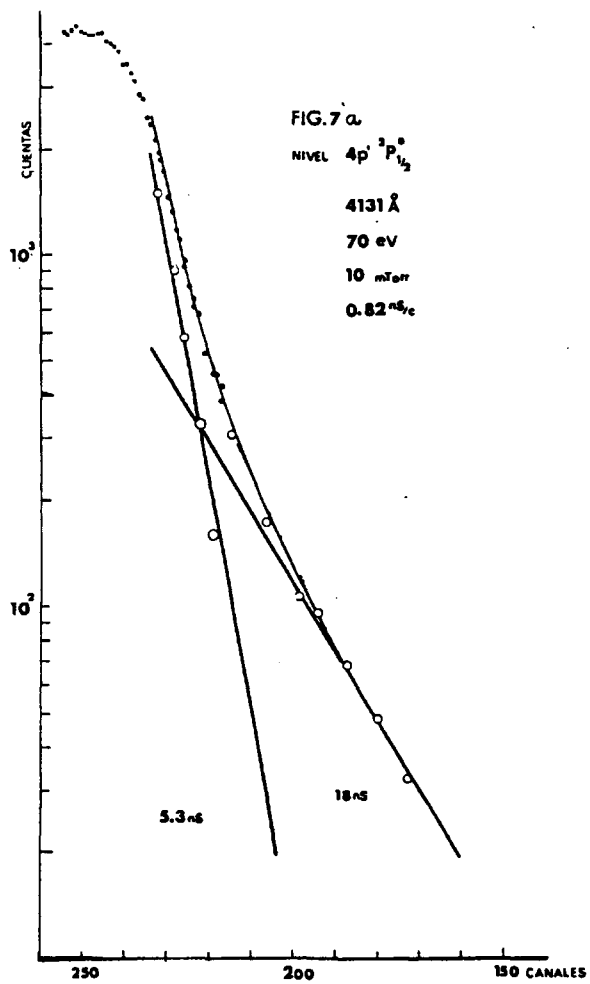
#### I.4.- RESULTADOS EXPERIMENTALES.

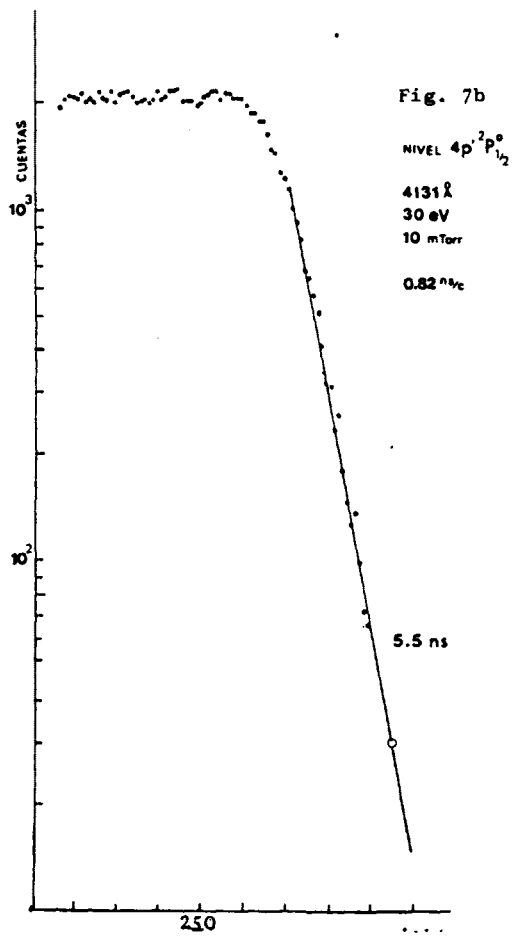
##### I.4.1.- Vidas de niveles pertenecientes a la configuración $3p^4 4p$

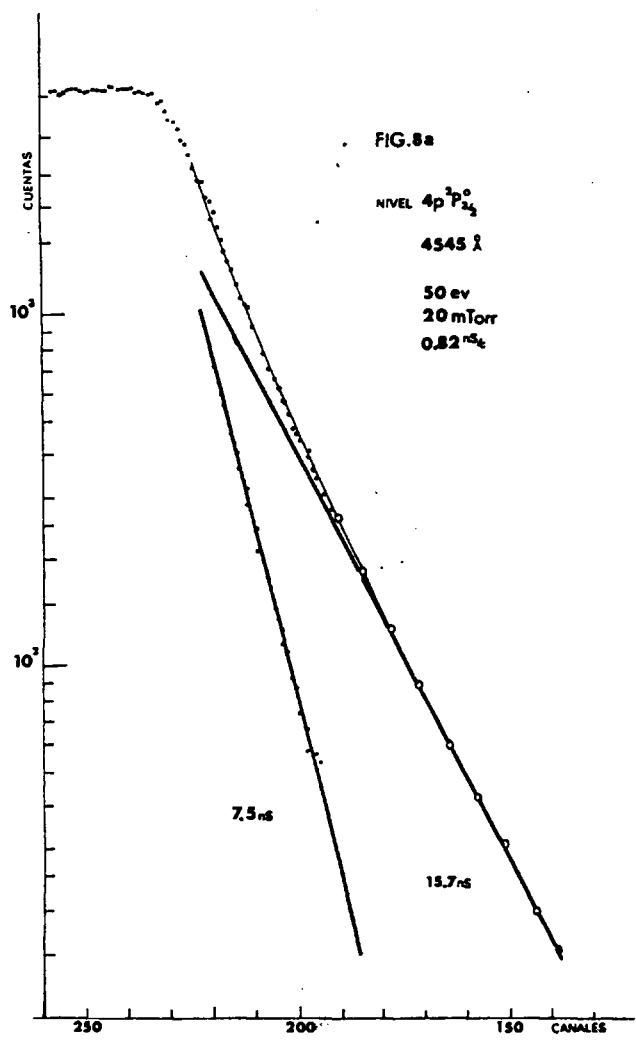
La configuración excitada  $3p^4 4p$  origina las líneas más intensas y características del espectro del Ar II. Se ha obtenido experimentalmente la vida media de 16 niveles pertenecientes a esta configuración a partir del análisis de sus curvas de evolución temporal. En las figuras (6) a (24) se muestran una de estas curvas para cada uno de los niveles estudiados.

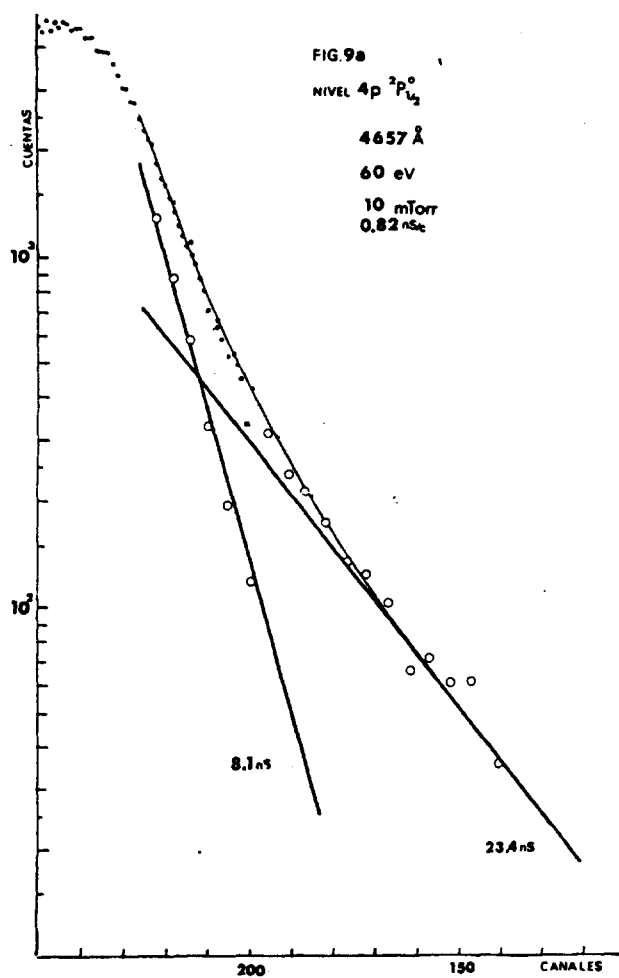


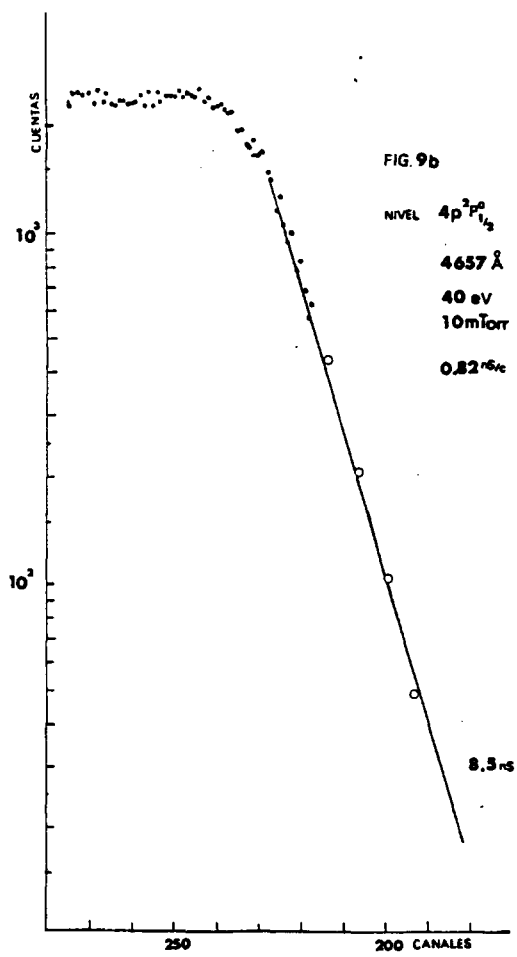


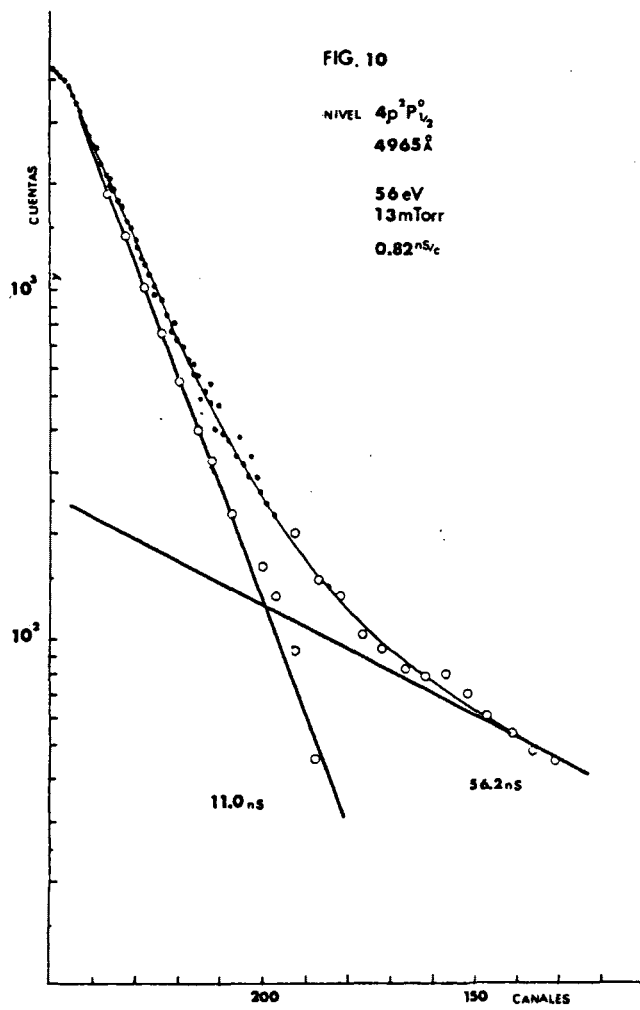


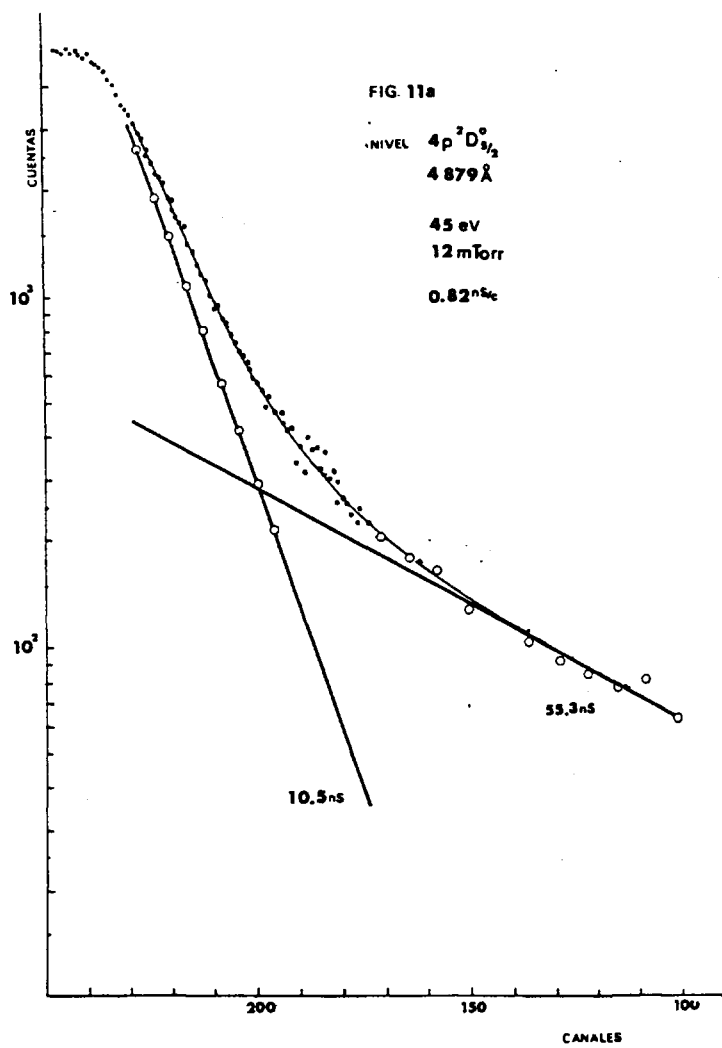


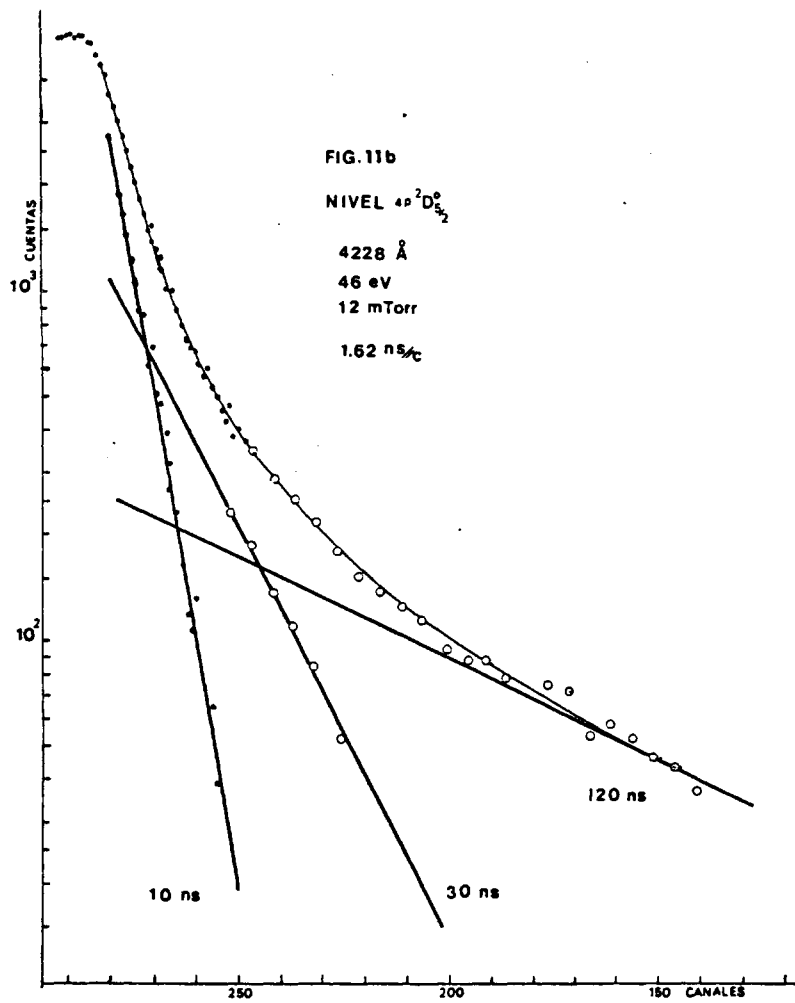


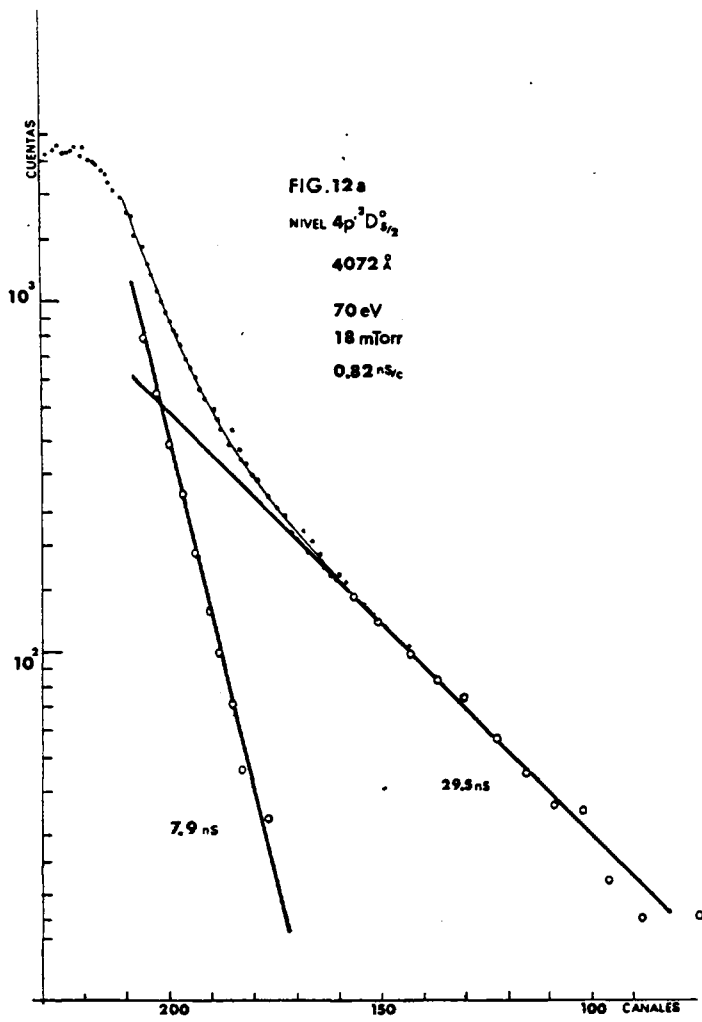


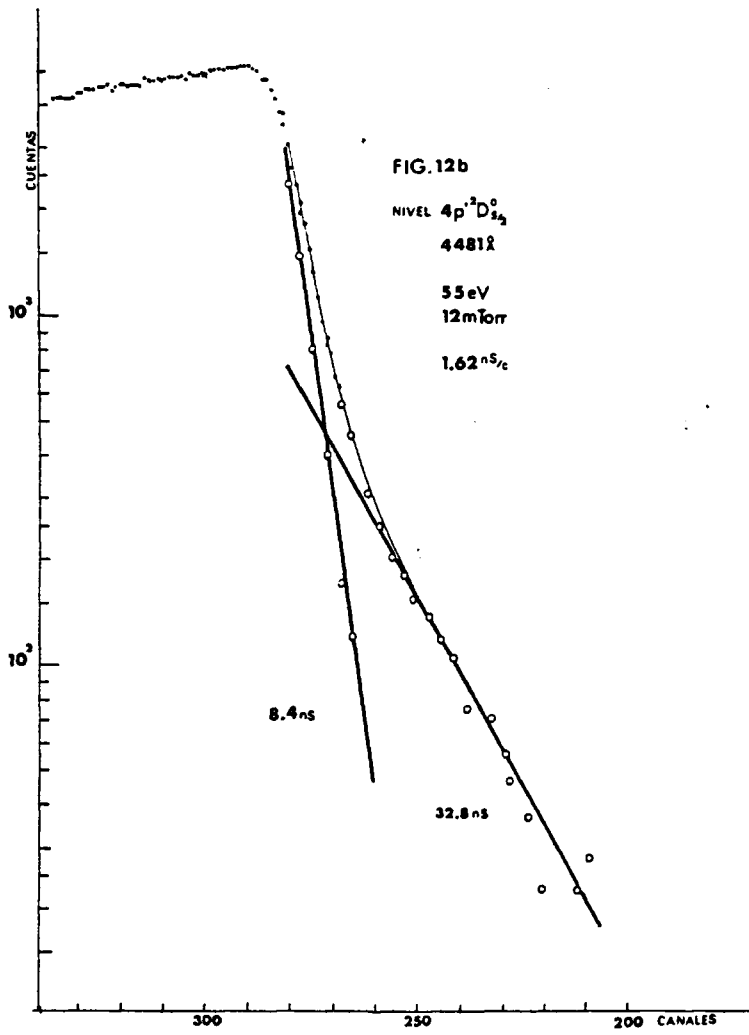


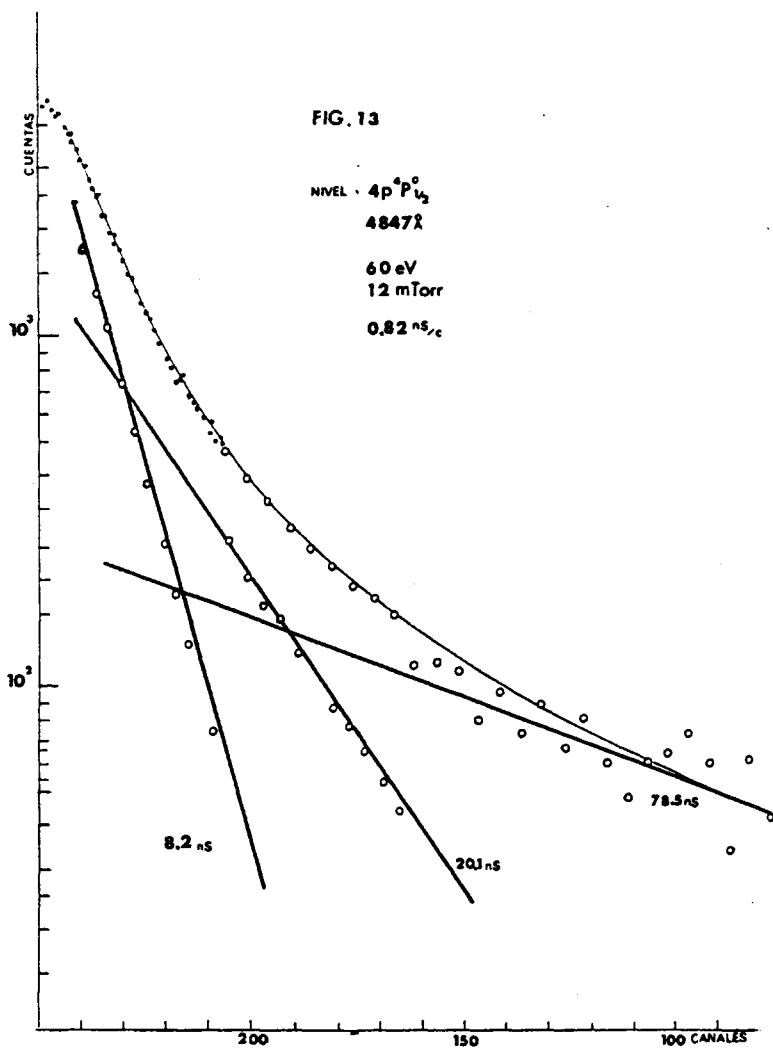


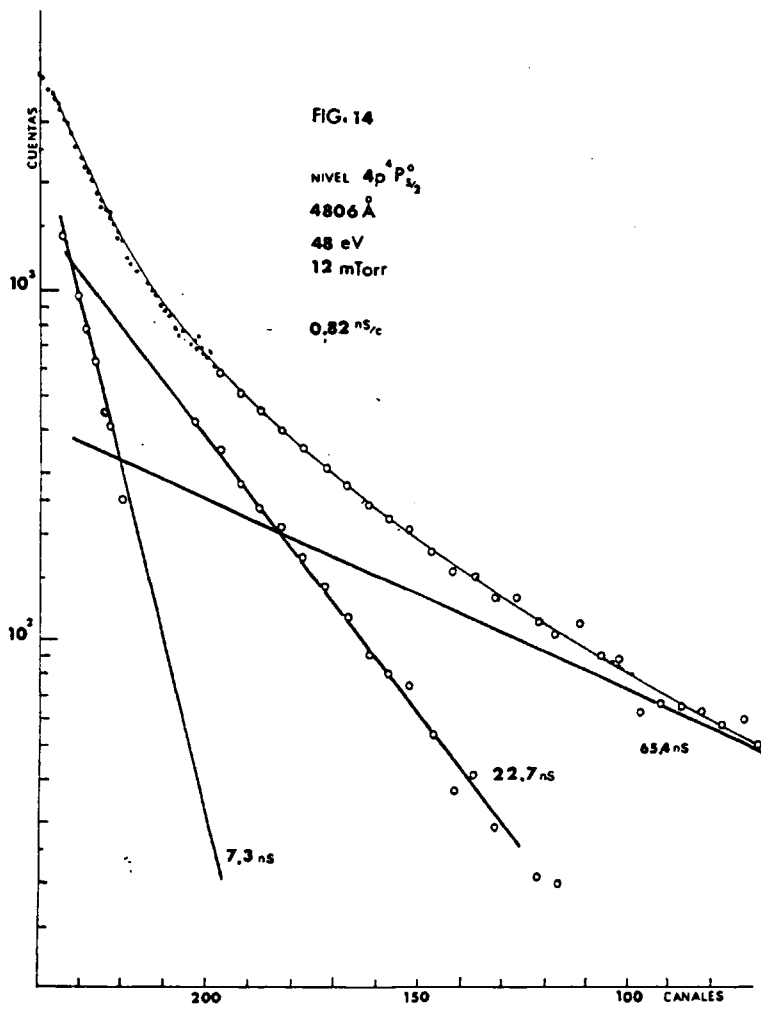


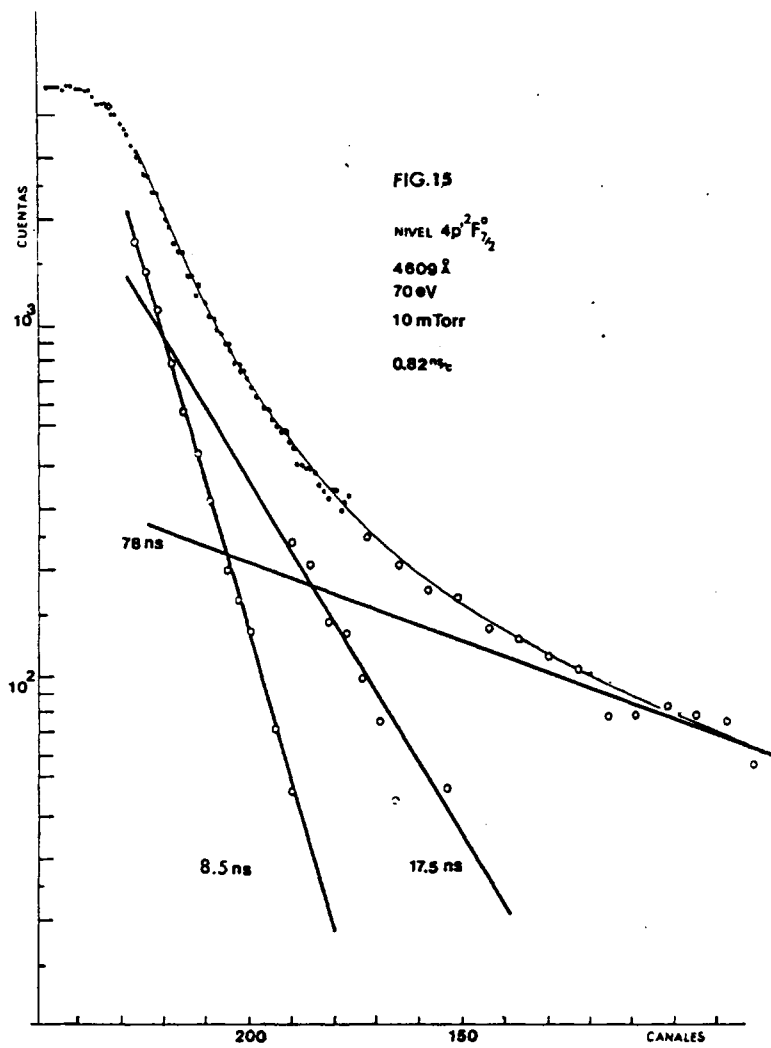


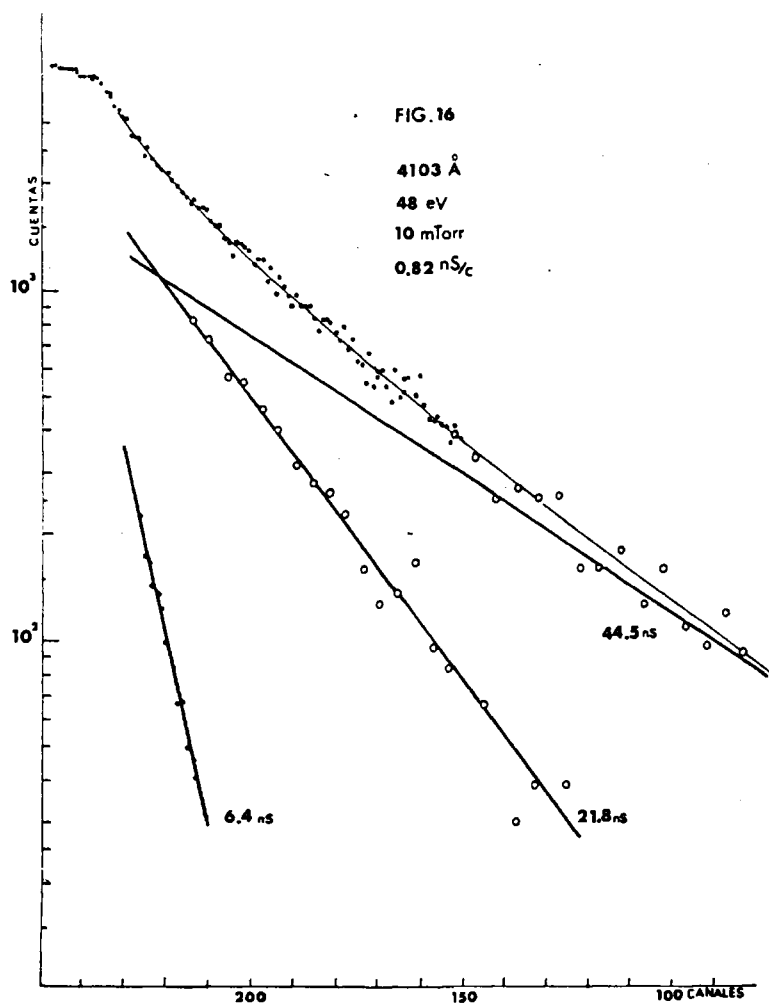


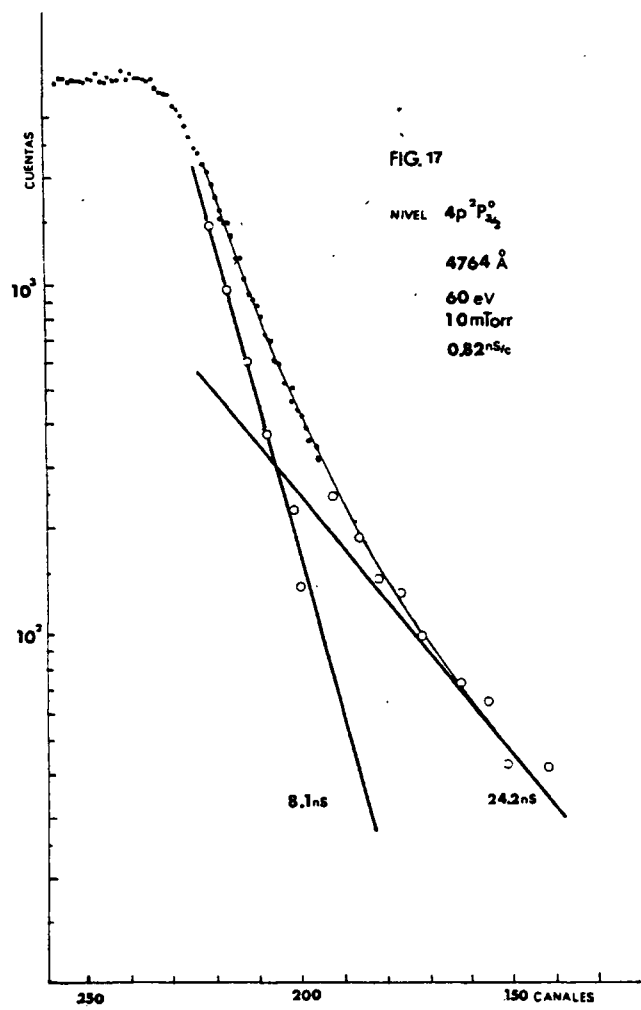


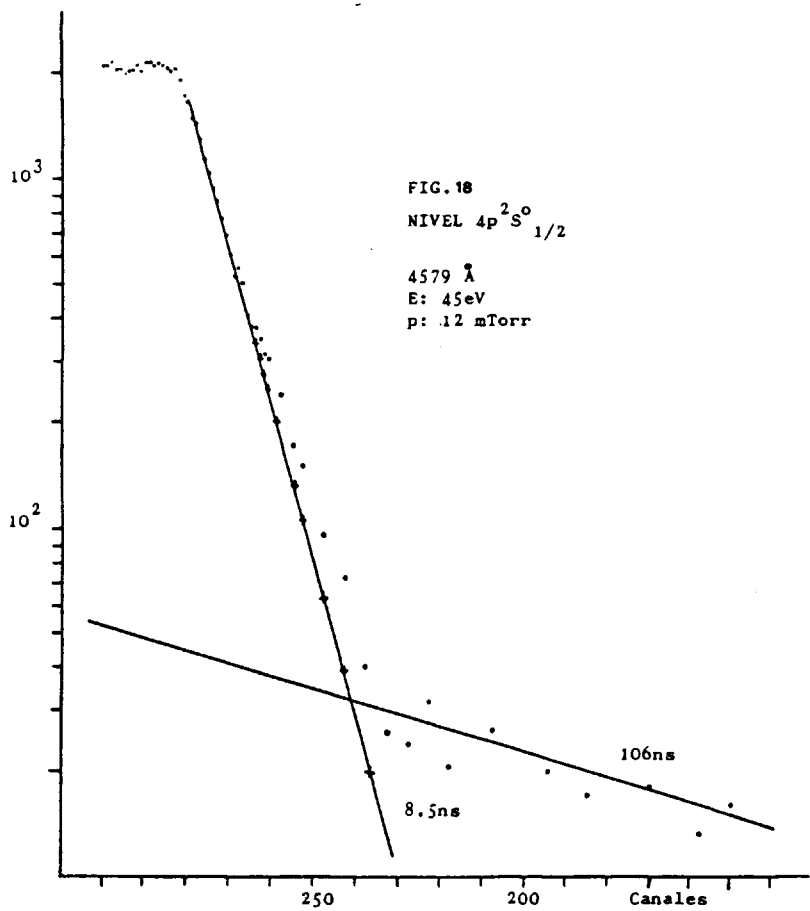


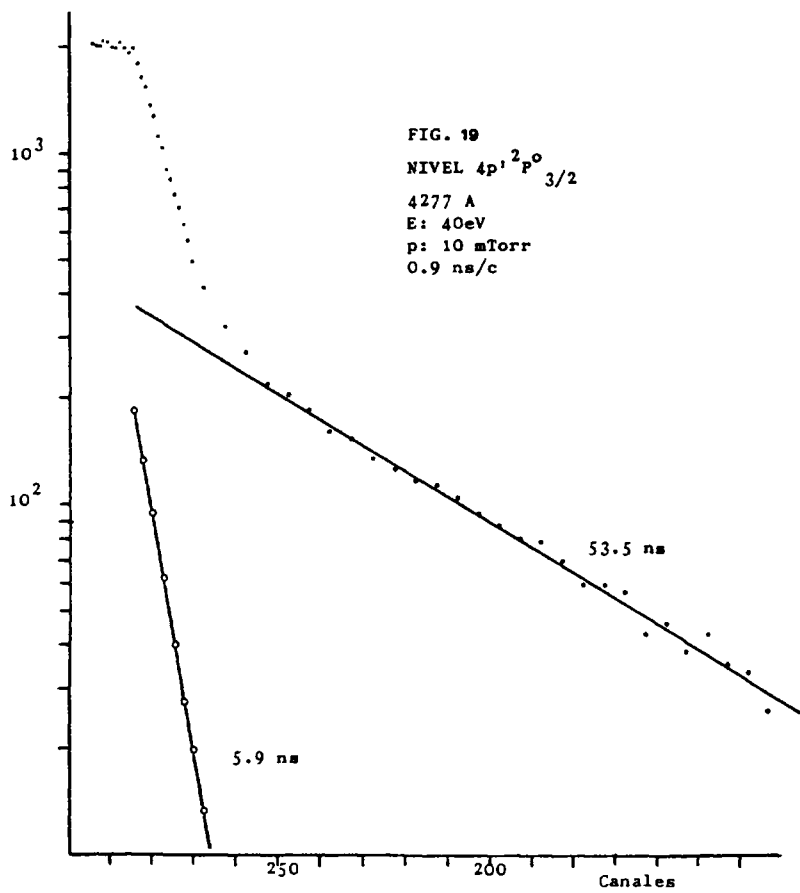


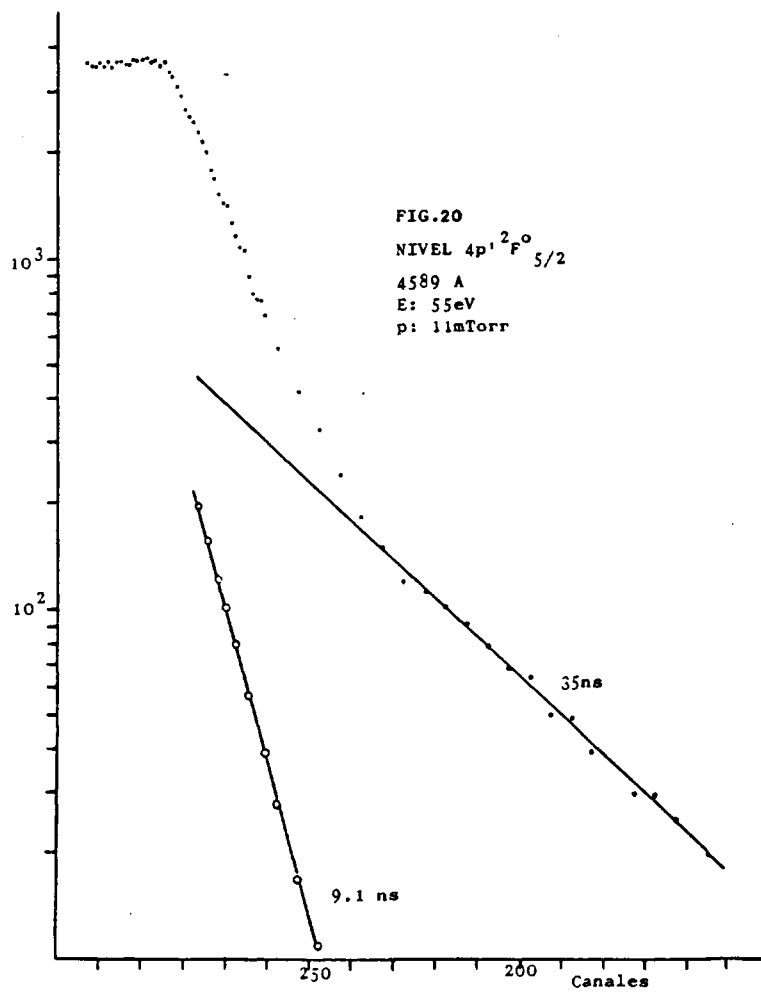


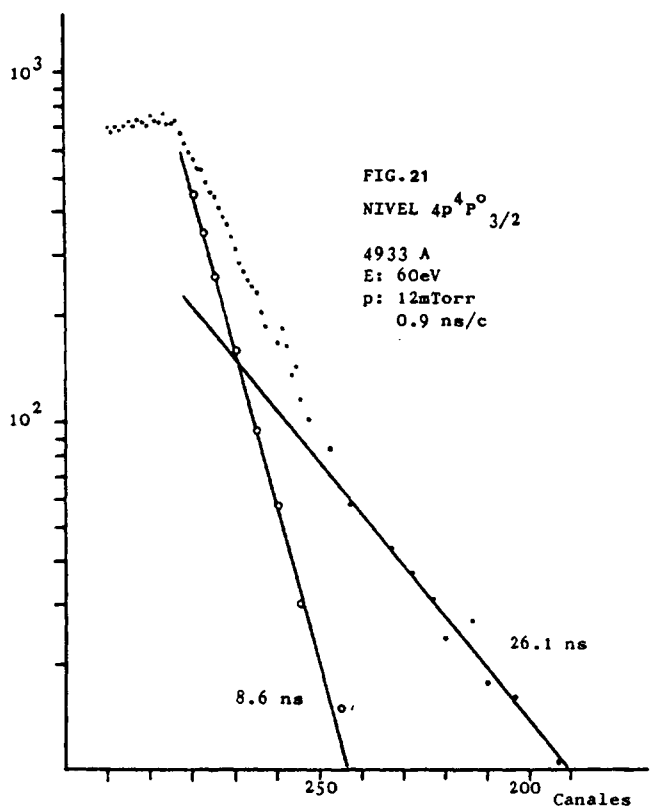


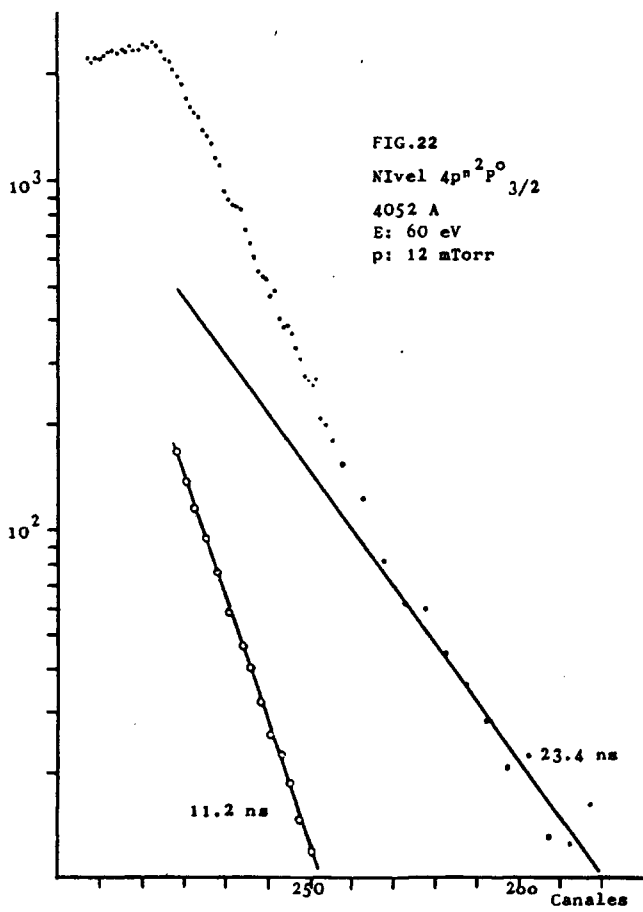


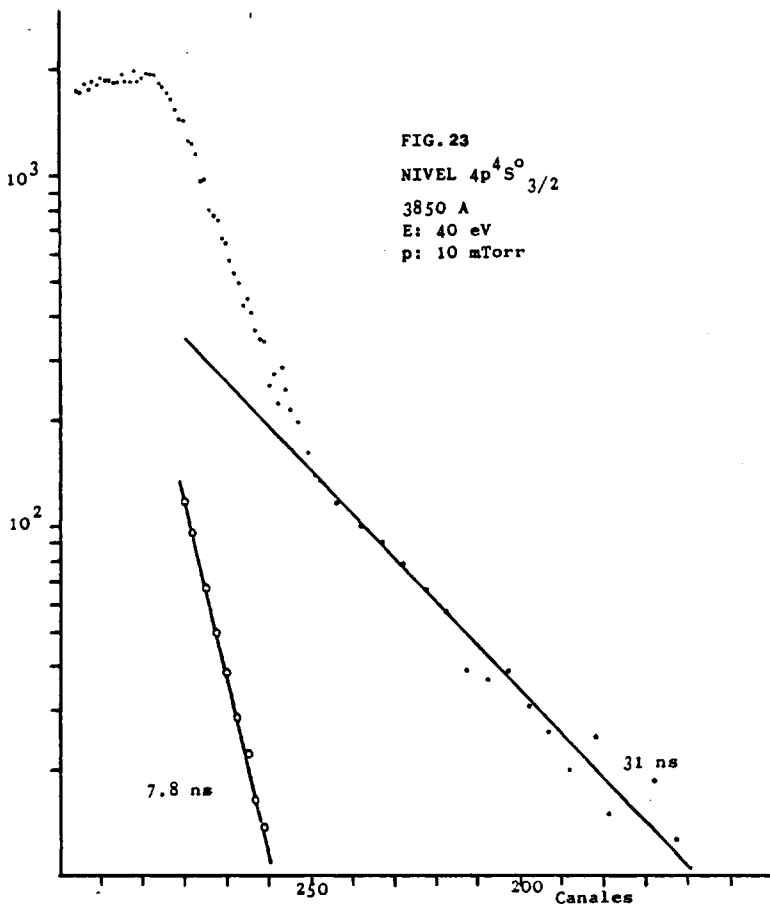


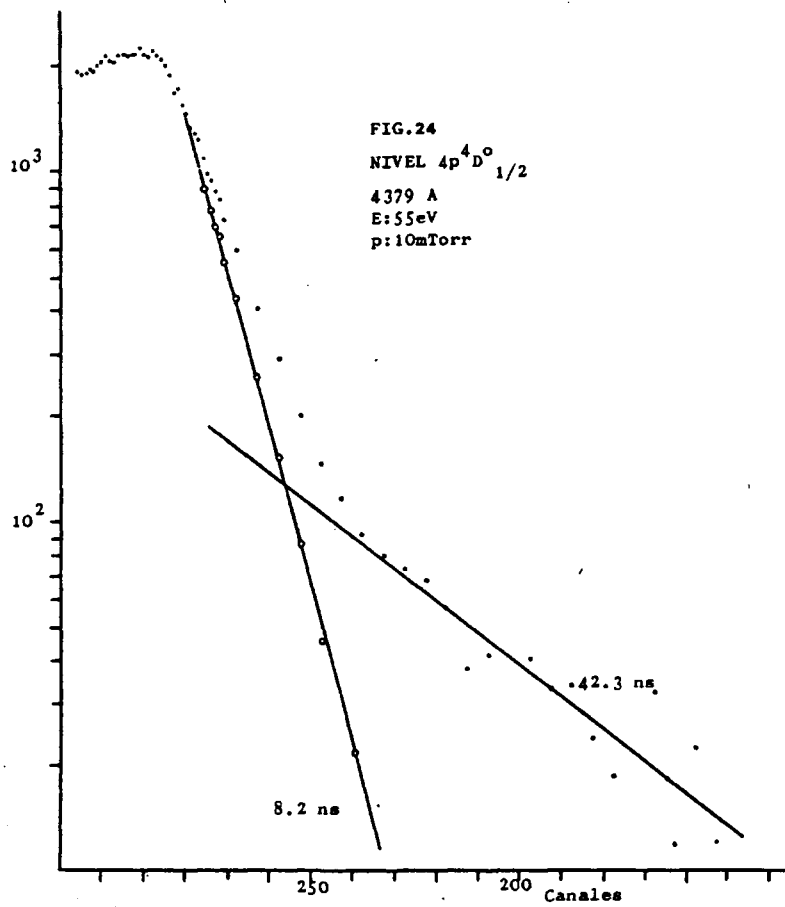












Se han efectuado varias medidas de cada nivel (siempre más de 5) variando las condiciones de excitación con el fin de obtener una buena estadística y a su vez, comprobar la no influencia de errores sistemáticos en el resultado. La presión de gas se ha variado de 5 a 20 mtorr no observando en ningún caso dependencia de la vida media con la presión, por lo que los efectos colisionales han sido despreciados y la posible autoabsorción de las líneas se ha considerado totalmente nula.

Se ha prestado una especial atención al seguimiento de las curvas de desexcitación al variar la energía de los electrones incidentes. Para todos los niveles esta energía se ha variado desde 70 ev hasta energías próximas al umbral de excitación (730ev). De esta manera, se ha podido estudiar la evolución de las cascadas radiativas desde niveles superiores - que pueden ser la principal fuente de error si no son descontadas convenientemente. Como puede verse en las figuras (7a) y (7b) en algunos casos al bajar la energía de los electrones se consigue que los componentes de cascada desaparezcan totalmente, ajustándose la curva de decaimiento del nivel o una única exponencial. Cuando esto no ha sido posible, estas curvas han tenido que ajustarse a la suma de dos o tres exponenciales en el peor de los casos. Sin embargo, como veremos en el apartado (I.4.2) el estudio de las componentes largas nos va a permitir obtener información a cerca de la vida media de los niveles que se desexcitan mediante cascadas radiativas.

Los resultados obtenidos se encuentran en la primera columna de la tabla (1). Para mayor seguridad, algunos niveles se han medido a través de dos transiciones diferentes. Los errores experimentales están comprendidos entre el 3 y el 9%. En las sucesivas columnas de la tabla (1) se han incluido los resultados experimentales y teóricos más significativos de los existentes en la bibliografía, para establecer una comparación.

Las medidas de Bakos y Col (5) fueron las primeras realizadas en el Ar II mediante el método de las coincidencias -

## VIDAS MEDIAS (ns)

Nivel	Linea (Å)	Valores Experimentales					Datos Teóricos	
		Coincidencias Retardadas		Ph.-Ph.Coínc. Mohamed (8)	Beam-Foil Kernahan (7)	Beam-Gas D.B.King (20)	IC (26) Luyken	LS Este Trab.
		Este Trabajo	Bakos (5)					
$4p^2p^{\circ}_{1/2}$	4657.9	8.0±0.6	8.0±0.13		7.8±0.4		7.80	9.0
$4p^2p^{\circ}_{3/2}$	4764.9	7.9±0.3	8.5±0.14		11.3±3.3	9.19±0.14	8.04	8.0
	4545.0	7.8±0.5	8.4±0.13					
$4p^2s^{\circ}_{1/2}$	4579.3	8.6±0.6	8.7±0.15				7.50	6.1
$1p^2d^{\circ}_{3/2}$	4965.1	8.5±0.5	9.9±0.16	8.94±0.41	7.0±0.7		8.72	9.8
$4p^2d^{\circ}_{5/2}$	4879.9	9.0±0.6	10.3±0.2	9.11±0.23		9.23±0.19	8.45	9.8
$4p^2p^{\circ}_{1/2}$	4131.7	5.5±0.4				4.50±0.24	8.26	5.5
$4p^2p^{\circ}_{3/2}$	4277.5	5.9±0.3					3.32	6.1
	4237.2	5.4±0.2						
$4p^2d^{\circ}_{5/2}$	4481.8	8.0±0.5				7.84±0.08	5.80	5.5
$4p^2f^{\circ}_{5/2}$	4589.9	8.9±0.3			10.4±0.5		7.57	6.1
$4p^2f^{\circ}_{7/2}$	4609.6	8.5±0.7	9.0±0.16		8.1±0.4	8.47±0.14	7.36	7.3
$4p^2p^{\circ}_{3/2}$	4052.9	11.0±0.3						9.8
$4p^4s^{\circ}_{3/2}$	3850.6	7.5±0.5					4.73	5.0
$4p^4p^{\circ}_{3/2}$	4933.2	8.1±0.6	9.6±0.11	7.02±0.03	9.2±0.9	8.40±0.24	5.88	9.2
$4p^4p^{\circ}_{1/2}$	4847.8	8.1±0.5				8.42±0.5	5.88	9.1
$4p^4p^{\circ}_{5/2}$	4806.0	8.0±0.5	10.3±0.19	7.78±0.12		8.28±0.17	5.83	9.3
$4p^4d^{\circ}_{1/2}$	4379.7	8.0±0.3			8.4±0.4		5.65	6.9

TABLA 1. Vidas medias de niveles pertenecientes a la configuración 3p4 4p del ArII

retardadas (1966), como puede verse en la tabla (1) existe en general un buen acuerdo entre sus resultados y los nuestros.

Mohamed y col (8) en 1976 obtuvieron la vida media de 4 niveles excitados del Ar II utilizando uno de los métodos más precisos; las coincidencias fotón-fotón. Con esta técnica se obtiene el espectro temporal del nivel detectado los fotones que provienen de transiciones de niveles superiores al nivel de interés en coincidencia con los fotones emitidos por el decaimiento de dicho nivel. De esta manera puede medirse la vida media del nivel intermedio en ausencia total de cascadas radiativas. Sin embargo, la baja eficiencia de este método no permite el empleo de monocromadores muy resolutivos para seleccionar los fotones sino que es preciso utilizar filtros interferenciales ( $\sim 50 \text{ \AA}$  de paso), lo cual limita notablemente el número de niveles que pueden ser estudiados. Los resultados para la vida media de los niveles a los que se ha aplicado esta técnica están en perfecta concordancia con los nuestros dentro de los errores experimentales.

Los primeros experimentos dedicados a la medida de vidas medias en el Ar II mediante el método Beam-Foil fueron publicadas por Fink y col (11) y Kernahan y col (7) en 1970. Esta técnica consiste en medir la evolución de la intensidad de una determinada línea del ión después de colisionar con una lámina de carbón. La energía de haz iónico incidente es del orden de Megaelectronvoltios por lo que la contribución de cascadas radiativas es realmente importante. No obstante, el método es muy eficaz para el estudio de átomos altamente ionizados. En la tabla (1) hemos incluido los resultados de Kernahan y col (7) para compararlos con los anteriores. Como puede verse existen algunas discrepancias con nuestros resultados, siendo concordantes 4 de los 7 casos presentados.

King y Head (20) en 1976 aportaron nuevas medidas experimentales utilizando el método Beam-Gas que está basado en el descrito anteriormente. En esta técnica al haz iónico de decenas de kiloelectronvoltios de energía se le hace atravesar una célula de gas en la que se produce la excitación de los ni

veles de los iones del haz, posteriormente el decaimiento de - estos niveles es estudiado espectroscópicamente al alejarse del blanco. Como la velocidad de los iones es conocida, la exponencial obtenida del decaimiento espacial del nivel puede convertirse en una curva de decaimiento temporal. Los resultados obtenidos de esta manera por King y Head (20) están en concordancia con los nuestros dentro de los límites de error. Por último, se han comparado los resultados experimentales con cálculos teóricos de diferentes complejidad. Por un lado hemos calculado las vidas medias suponiendo acoplamiento LS y utilizando la aproximación de Coulomb para el cálculo de la parte radial de la probabilidad de transición. En método de cálculo será descrito con más detalle en el apartado (1.5). A pesar de ser una simplificación bastante drástica del problema, los valores calculados de la vida media de los niveles de la configuración  $3p^4 4p$  están de acuerdo con los resultados experimentales en el 75% de los casos. Por otro lado, hemos incluido en la última columna de la tabla (1) los datos extraídos de los cálculos de Luyken (26), realizados en acoplamiento intermedio y utilizando un modelo multiconfiguracional. En general los valores de Luyken (26) son más bajos que los experimentales especialmente para los niveles con  $S = 3/2$ , existiendo un buen acuerdo para los niveles dobles pertenecientes al estado  $3P$  del core.

Es importante subrayar que aunque con la aproximación de Coulomb hemos obtenido malos resultados en el cálculo de las probabilidades de transición individuales por ser las funciones de onda de los niveles inferiores importantes cerca del núcleo, al sumarlos todos se compensan en cierta manera los errores obteniéndose un valor de la vida media del nivel bastante próximo al experimental.

#### I.4.2.- Estudio de cascadas a los niveles $3p^4 4p$

La presencia de cascadas radiativas hace que la curva de decaimiento de un nivel no sea una única exponencial sino que su perfil temporal corresponda a una suma de exponenciales. Este fenómeno complica el análisis de las curvas y aumenta el riesgo de la introducción de errores en dicho análisis. Por este motivo, nuestra tendencia en el desarrollo del experimen-

to ha sido buscar las condiciones en las que se reduzca al máximo la presencia de componentes de cascada. Sin embargo, analizando estas componentes, en algunos casos se puede llegar a determinar las vidas medias de los niveles que tienen una mayor probabilidad de repoblar al nivel de interés.

Con este fin, hemos efectuado una serie de medidas a energías de excitación altas ( $\sim 70\text{eV}$ ) y utilizando un convertidor de mayor rango (900 ns).

Los niveles que tienen una mayor probabilidad de efectuar transiciones a niveles de la configuración 4p son los pertenecientes a la configuración  $3p^4 4d$ . Estos niveles tienen vidas medias muy cortas por lo que no es posible distinguirlos en las curvas de desexcitación correspondientes a los estados 4p. Dado el interés que tiene el estudio de esta configuración, hemos efectuado medidas directas de algunos de sus niveles y los resultados se expondrán en el apartado siguiente.

Por encima de 40 eV las curvas de evolución temporal de los niveles  $4p^2 P$  y  $4p^2 S$  presentan una componente de cascada de  $20 \pm 5$  ns, analizando las vidas medias y probabilidades de transición teóricas se puede asegurar que en su mayor parte estará originada por los niveles  $7S^2 P$ .

Para los niveles  $4p^2 D$  y  $4p'^2 D$  la cascada más intensa tiene una vida media de  $40 \pm 10$  ns que coincide con los valores calculados para los niveles  $4d'^2 P$  y  $4d'^2 D$ , por lo que es de esperar que sean éstos los que principalmente originen la repoblación de los mencionados niveles. Análogamente los niveles  $4p'^2 F$  por encima de 40 eV presentan una componente de cascada con una vida media de  $70 \pm 10$  ns que estará fundamentalmente originada por la desexcitación de los niveles  $4d'^2 G$ .

#### I.4.3.- Vidas medias de niveles pertenecientes a la configuración $3p^4 4d$

Los niveles excitados pertenecientes a esta configuración constituyen un importante mecanismo de repoblación de lo estu-

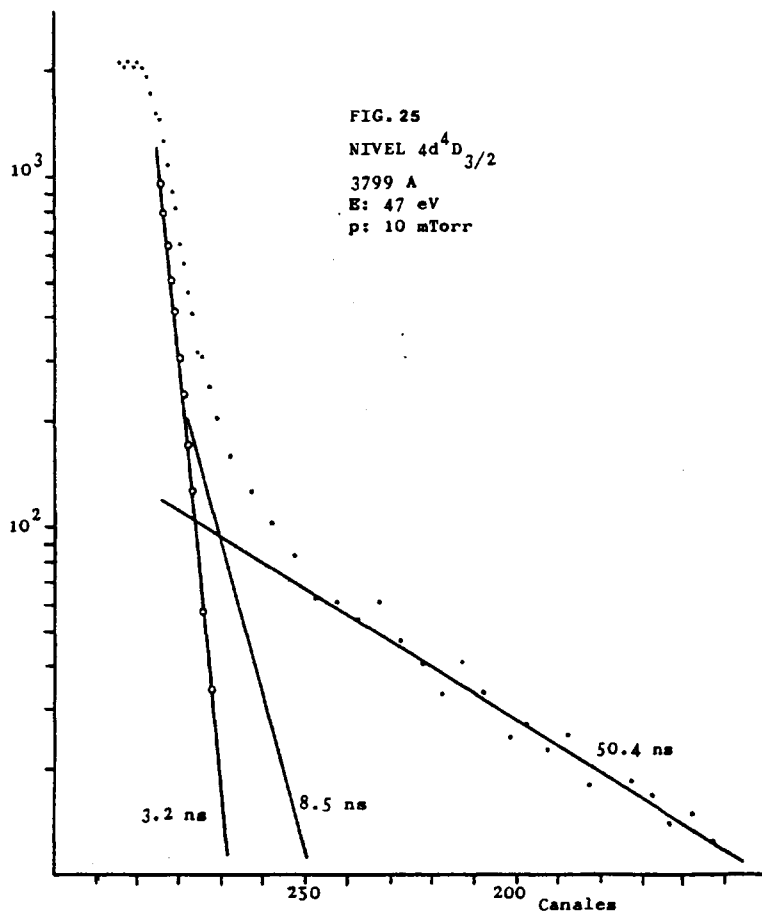
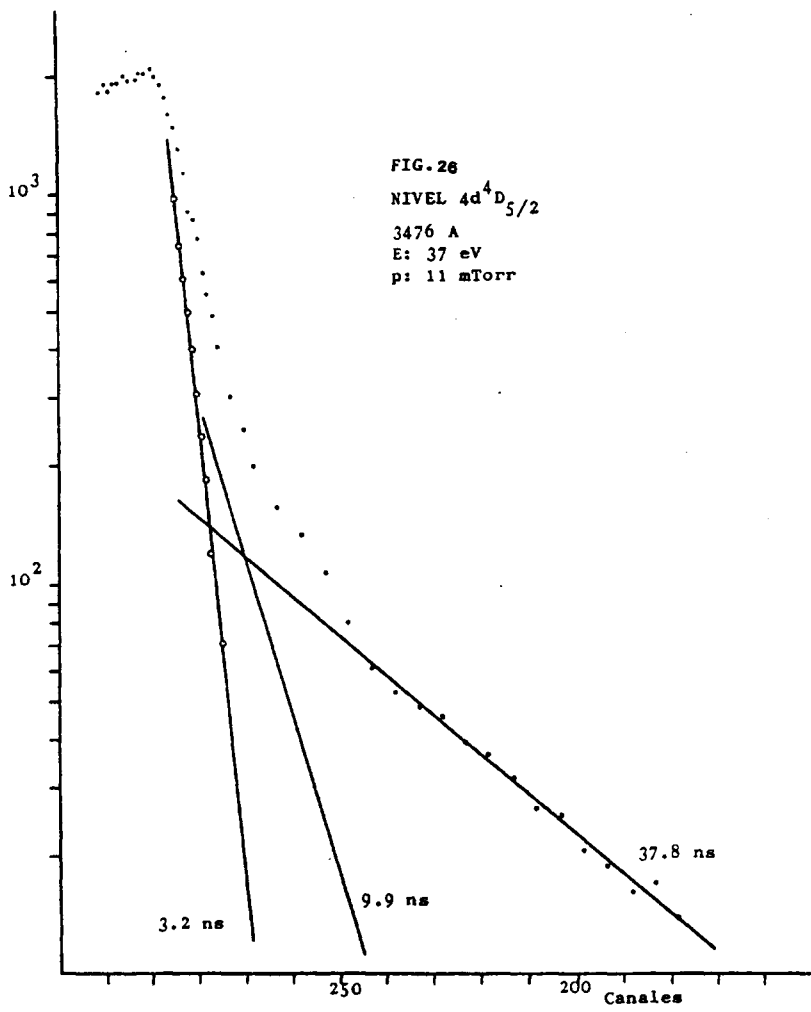
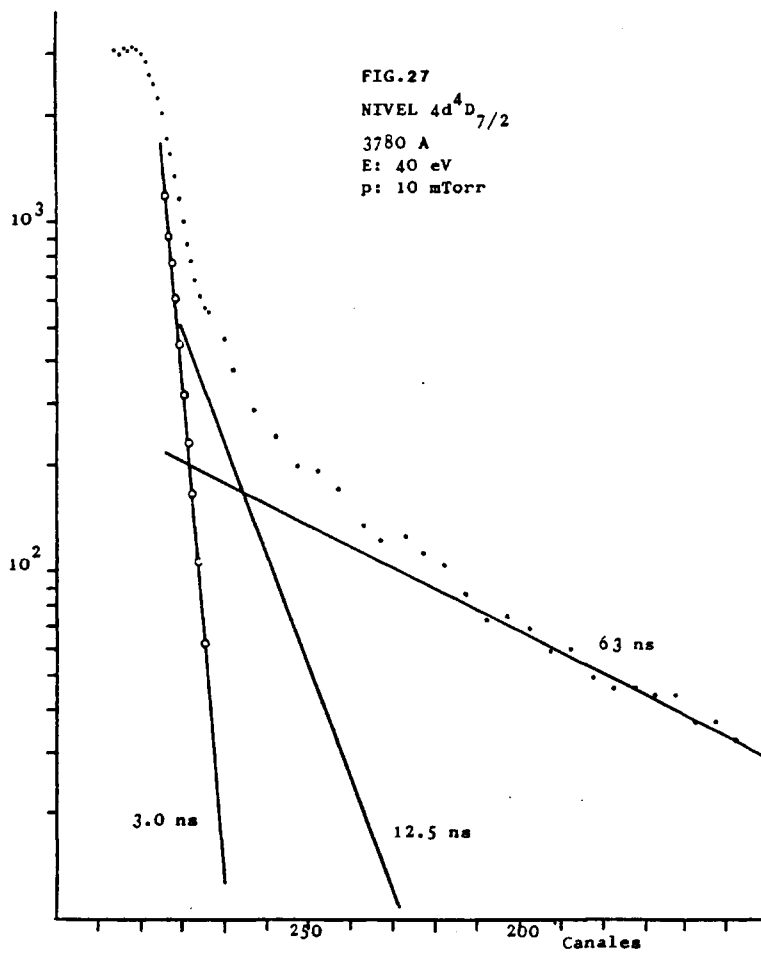
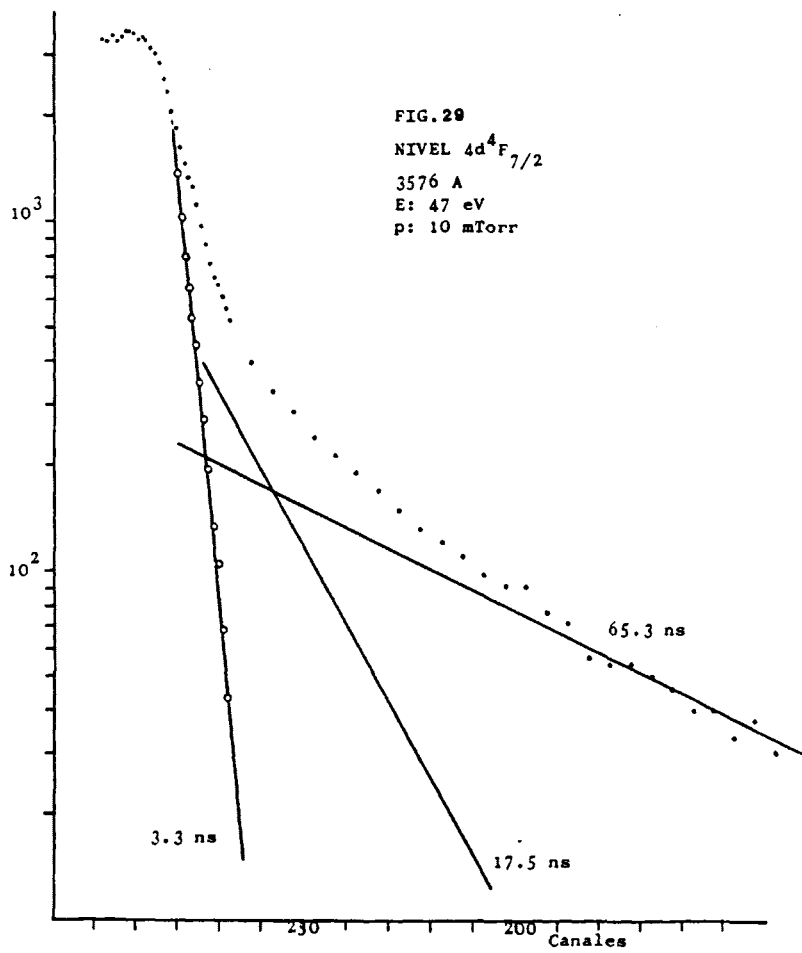
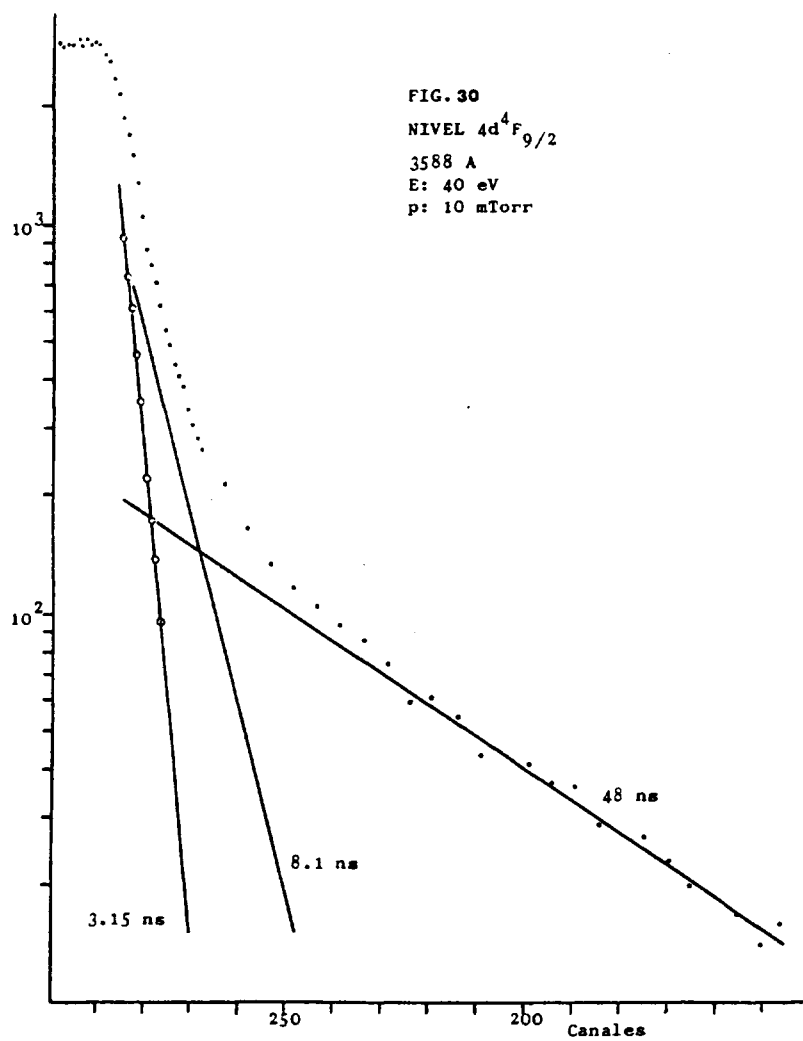


FIG. 26  
NIVEL  $4d^4D_{5/2}$   
3476 Å  
E: 37 eV  
p: 11 mTorr









diado en el anterior apartado por lo que en los últimos años se ha despertado un cierto interés en la determinación experimental de sus vidas medias. Sin embargo las discrepancias entre los valores publicados son del orden del 50%.

Para el estudio de estos niveles hemos realizado medidas a diferentes presiones en el rango de 5 a 20 mtorr sin encontrar se variación apreciable en el resultado. Igualmente la energía de los electrones se ha variado de 70 a 35 eV con el fin de mi nimir la contribución de las cascadas radiativas. Para esta configuración no se ha conseguido que dichas cascadas desaparezcan totalmente, debido a que los niveles superiores están próximos y además al originar líneas más débiles no es posible acercarse suficientemente al umbral de excitación sin una pérdida excesiva de luz. En las figuras (25) a (30) se muestran algunas - de las curvas de desexcitación obtenidas para estos niveles.

Las vidas medias experimentales obtenidas para 5 niveles excitados pertenecientes a la configuración  $3p^4 4d$  se muestran en la primera columna de la tabla (2). Los errores experimentales están comprendidos entre el 6 y el 10%. Para establecer una comparación se han incluido en esta tabla (2) los resultados experimentales publicados anteriormente.

Las primeras medidas las realizaron Denis y Gaillard (23) que utilizando la técnica Beam-foil en 1970 obtuvieron la vida media de los niveles  $4d^4 D_{7/2}$  y  $4d^4 F_{9/2}$ . Posteriormente en - 1978 Pinnington y Col (21) publicaron nuevos datos utilizando - esta misma técnica. Como puede verse en la tabla (2) ambos están en perfecta concordancia con nuestros resultados experimentales. Recientemente se han publicado medidas de vidas medias de niveles pertenecientes a la configuración  $3p^4 4d$  realizadas mediante otros métodos: Bagloev (1983) por medio de las coincidencias retardadas y Zhechev (1985) utilizando un método basado en el efecto Hanle. Los resultados publicados por estos autores son sistemáticamente más altos que los nuestros ( $\sim 60\%$ ).

Respecto a los cálculos teóricos, los resultados que hemos obtenido en acoplamiento LS y utilizando la aproximación -

TABLA 2. Vidas medias de niveles pertenecientes a la configuración  $3p^4 4d$  del ArII

Nivel	$\lambda(\text{\AA})$	EXPERIMENTAL (nseg.)					TEORICA (nseg.)	
		Este Trabajo	Ref.23	Ref.21	Ref.24	Ref.25	Ref.27	Este Trabajo
$4d^4 D_{3/2}$	3799.4	$3.3 \pm 0.2$			$4.7 \pm 0.6$	$4.8 \pm 0.7$	2.50	3.3
$4d^4 D_{5/2}$	3476.7	$3.2 \pm 0.2$			$4.6 \pm 0.6$	$4.8 \pm 0.6$	2.51	3.3
$4d^4 D_{7/2}$	3780.9	$3.0 \pm 0.2$	$2.9 \pm 0.3$	$3.22 \pm 0.25$	$4.1 \pm 0.4$		2.53	3.3
$4d^4 F_{5/2}$	3582.4			$3.34 \pm 0.17$			2.53	3.6
$4d^4 F_{7/2}$	3576.6	$3.0 \pm 0.3$		$3.28 \pm 0.35$	$4.9 \pm 0.4$	$5.3 \pm 0.8$	2.54	3.5
$4d^4 F_{9/2}$	3588.5	$3.3 \pm 0.3$	$3.4 \pm 0.7$	$3.48 \pm 0.16$	$5.0 \pm 0.4$	$5.1 \pm 1.1$	2.55	3.5

de Coulomb están en perfecta concordancia con los experimentales. Los cálculos realizados por Kudko y Tang (27) en acoplamiento intermedio llegan a resultados del 20% más bajo que los nuestros. Sin embargo esta discrepancia está dentro de los errores estimados para estos cálculos.

#### I.4.4.- Estudio de cascadas a los niveles $3p^4 4d$

Para energías de excitación por encima de 40 eV todas las curvas de desexcitación correspondientes a los niveles 4d presentan dos componentes de cascada. Para la componente más larga se ha obtenido una vida media comprendida sobre 40 y 60 ns. Calculando la vida media y probabilidades de transición de todos los niveles que puedan repoblar a éstos, se llega a la conclusión de que este componente debe de estar originada por la desexcitación de los niveles  $5p^4 D$  y  $6p^4 D$ . De la misma manera la componente más corta, para la que experimentalmente se ha determinado una vida media comprendida entre 8 y 14 ns, debe de estar originada por el decaimiento de los niveles  $3p^4(3P_2) 4f$ .

#### I.5.- ANÁLISIS TEORICO DE PROBABILIDADES DE TRANSICION Y VIDAS MEDIAS.

##### I.5.1.- Probabilidad de emisión espontánea.

El intercambio de energía entre un átomo y la radiación electromagnética se caracteriza por fenómenos de emisión y absorción de fotones.

En nuestro caso estudiaremos transiciones entre un nivel superior de energía  $E_1$  y peso estadístico  $g_1$  y un nivel inferior de energía  $E_j$  y peso estadístico  $g_j$  en las que tendrá lugar la emisión de un fotón de frecuencia:

$$\nu_{1j} = (E_1 - E_j) / h$$

La probabilidad de transición por unidad de tiempo para la emisión espontánea de un fotón de frecuencia  $\nu_{1j}$  viene dada por:

$$A_{1j} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{8\pi e^2 \nu_{1j}^3}{8m^2 c^3} \left| \langle \psi_1 | \vec{P} \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} | \psi_j \rangle \right|^2 \quad (I.1)$$

Donde  $\Psi_i$  y  $\Psi_j$  son las funciones de onda de los estados inicial y final para los que habrá que precisar sus números cuántico:

$$\begin{aligned} |\Psi_i\rangle &= |\alpha_{i J_i M_i}\rangle \\ |\Psi_j\rangle &= |\alpha_{j J_j M_j}\rangle \end{aligned}$$

Las transiciones que dan lugar a un espectro atómico son en su mayor parte del tipo dipolar eléctrico por lo que desarrollando la exponencial  $e^{ik \cdot r}$  podemos quedarnos únicamente con el primer término. Introduciendo esta aproximación y sumando para todas las subniveles obtenemos:

$$A_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{8\pi e^2 \nu \hbar}{3m^2 c^3} \frac{1}{g_i} \sum_{M_i M_j} |\langle \alpha_{i J_i M_i} | \vec{v} | \alpha_{j J_j M_j} \rangle|^2 \quad (I.2)$$

Esta expresión representa la probabilidad de transición expresada en función del operador (velocidad del dipolo).  $A_{ij}$  puede expresarse en función de la longitud del dipolo obteniéndose una expresión análoga a la expresión (I.2). En efecto, si  $|\alpha_{i J_i M_i}\rangle$  y  $|\alpha_{j J_j M_j}\rangle$  son funciones propias del hamiltoniano del sistema correspondientes a los valores propios  $E_i$  y  $E_j$ , se verifica:

$$\langle \alpha_{i J_i M_i} | \vec{v} | \alpha_{j J_j M_j} \rangle = - \frac{m}{\hbar^2} (E_i - E_j) \langle \alpha_{i J_i M_i} | \vec{r} | \alpha_{j J_j M_j} \rangle$$

podemos entonces escribir la expresión (I.2) de la forma:

$$A_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{32e^2 \pi^3 \nu^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{g_i} \sum_{M_i M_j} |\langle \alpha_{i J_i M_i} | \vec{r} | \alpha_{j J_j M_j} \rangle|^2 \quad (I.3)$$

que nos proporciona la probabilidad de transición en función de la longitud del dipolo.

Para un átomo cuyo hamiltoniano se reduzca a:

$$H = \sum_n \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_n - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_n \frac{Ze^2}{r_n} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n \neq n'} \frac{e^2}{r_{nn'}}$$

la relación de conmutación  $[V, H] = Ze^2 \sum_n \frac{\vec{r}_n}{r_n^3}$  nos proporciona una tercera expresión de  $A_{ij}$  en función de la aceleración del dipolo.

Para reunir estas expresiones en una sola podemos definir una magnitud denominada fuerza de línea  $S_{ij}$ , pudiendo entonces escribir la probabilidad de transición como:

$$A_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{32\pi^3 \nu^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{g_i} S_{ij} \quad (I.4)$$

Existen pues tres expresiones para  $S_{ij}$  en función de la longitud, velocidad y aceleración del dipolo. Si las funciones de onda son propias de hamiltoniano estas tres expresiones tienen que ser idénticas:

$$S_{ij} = \sum_{M_i M_j} |\langle \alpha_{iJ_i M_i} | \vec{r} | \alpha_{jJ_j M_j} \rangle|^2 \quad (\text{longitud})$$

$$S_{ij} = \frac{\hbar^2}{m^2 \omega^2} \sum_{M_i M_j} |\langle \alpha_{iJ_i M_i} | \vec{v} | \alpha_{jJ_j M_j} \rangle|^2 \quad (\text{velocidad})$$

$$S_{ij} = \frac{1}{m^2 \omega^4} \sum_{M_i M_j} |\langle \alpha_{iJ_i M_i} | ze^2 \sum_n \frac{\vec{r}_n}{r_n^3} | \alpha_{jJ_j M_j} \rangle|^2 \quad (\text{aceleración})$$

Normalmente la longitud de onda se expresa en Angstroms y la fuerza de línea en unidades atómicas ( $a_0^2 e^2$ ) con lo que la expresión (I.4) se reduce a:

$$A_{ij} = \frac{2.026 \times 10^{18}}{\lambda^3} \frac{S_{ij}}{g_i} \text{ en } s^{-1} \quad (I.5)$$

#### I.5.2.- Vidas medias.

El concepto de vida media de un nivel excitado está unido al decaimiento exponencial del nivel. Si la variación de la población  $N_1$  de un nivel excitado (1) es debida únicamente a procesos de emisión espontánea hacia niveles (j) de energía inferior, se tiene:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 \sum_j A_{1j}$$

Integrando esta ecuación obtenemos:

$$N_1(t) = N_1(0) e^{-\sum_j A_{1j} t}$$

Podemos entonces definir la vida media como:

$$\tau_1 = \frac{1}{\sum_j A_{1j}}$$

### I.5.3.- Cálculo de probabilidades de transición.

Según la expresión (I.5) el cálculo de probabilidades de transición entre niveles se reduce al cálculo de la correspondiente fuerza de línea. Para esto es preciso conocer la función de onda del estado inicial y final. En la formulación de la longitud del dipolo y utilizando un sistema de unidades  $e = \hbar = m = 1$ , la fuerza de línea se puede expresar:

$$S(\alpha J; \alpha' J') = \sum_{MM'} \left| \langle \alpha JM | \vec{r} | \alpha' J' M' \rangle \right|^2 \quad (I.6)$$

El operador posición  $\vec{r}$  puede escribirse como un operador tensorial de rango 1:

$$\vec{r} = r c^1$$

donde  $c^1$  representa los armónicos esféricos renormalizados:

$$C_0^1 = \sqrt{\frac{4M}{3}} Y_0^1$$

Sustituyendo en la ecuación (I.5) y aplicando el teorema de Wigner-Eckart se obtiene:

$$S(\alpha J; \alpha' J') = \left| \langle \alpha J || r c^1 || \alpha' J' \rangle \right|^2 \quad (I.7)$$

Para encontrar las funciones de onda de los estados inicial y final la mayor parte de los métodos se basan en encontrar soluciones aproximadas de la ecuación de Schrödinger:

$H \psi = E \psi$  donde:

$$H = \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\Delta_i}{2} - \frac{z}{r_i} \right) + \sum_{i>j=1}^N \frac{1}{r_{ij}} \quad (\text{I.8})$$

La aproximación que más simplifica el cálculo es utilizar un modelo de partículas independientes donde cada nivel del átomo pertenece a una configuración bien determinada. En estas condiciones la función de ondas del estado puede expresarse como combinación lineal de determinantes de Slater contruidos con las funciones monoeléctricas  $\Psi(n, l, m_l, m_s)$  siendo:

$$\Psi(n, l, m_l, m_s) = \frac{R_{nl}(r)}{r} Y_{ml}^l(\theta, \psi) \chi(\sigma, m_s)$$

En la aproximación de partículas independientes sometidas a un potencial central, las variables angulares y radiales de cada electrón pueden separarse y en consecuencia la fuerza de línea puede expresarse como el producto de un factor angular y de uno radial. Si suponemos que las funciones radiales monoeléctricas que intervienen en la construcción de  $\psi_y$   $\psi'$  son ortogonales, se tiene:

$$S(\psi, \psi') = \left| \int_0^\infty R_{n1}(r) r R_{n'1}(r) dr \right|^2 \left| \langle \psi | c^1 | \psi' \rangle \right|^2 \quad (\text{I.9})$$

#### I.5.3.1.- Cálculo de la parte angular. Acoplamiento LS

Podemos considerar el átomo formado por una parte central (core) con números cuánticos  $L_c$  y  $S_c$  al cual se acopla un electrón externo que da lugar a las transiciones ópticas y cuyos números cuánticos son  $l$  y  $s$ . En la aproximación de acoplamiento LS el número cuántico angular del core se acopla con el número cuántico orbital del electrón óptico para dar lugar al momento angular orbital del átomo  $L$ . Análogamente se acoplan los números cuánticos de spin dando lugar al spin total del átomo  $S$ . El momento angular total del átomo  $J$  se obtiene

sumando L y S.

Utilizando la expresión (11.38) de la referencia (2), - el elemento de matriz del operador dipolar eléctrico en aproximación de la longitud para acoplamiento LS puede escribirse como:

$$\langle \alpha L S J || r c^1 || \alpha' L' S' J' \rangle = \delta_{SS'} (-1)^{L+S+J'+1} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ J' & 1 & L' \end{Bmatrix} \langle \alpha L || r c^1 || \alpha' L' \rangle \quad (I.10)$$

Aplicando nuevamente la misma formula, el último elemento de - matriz de la expresión (I.10) podemos escribirlo como:

$$\langle \alpha L_c L || r c^1 || \alpha' 1' L' \rangle = \delta_{L_c L'_c} (-1)^{L_c+1+L'+1} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \begin{Bmatrix} L_c & 1 & L \\ L' & 1 & L'_c \end{Bmatrix} \langle \alpha 1 || r c^1 || \alpha' 1' \rangle \quad (I.11)$$

En este último elemento de matriz podemos separar las partes angulares y radiales. Aplicando el teorema de Wigner-Eckart se puede escribir su parte angular como:

$$\langle \alpha 1 || C^1 || \alpha' 1' \rangle = (-1)^1 \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1' \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \quad (I.12)$$

Como puede comprobarse en el apéndice G de la referencia (2), el valor de esta última expresión es igual a  $\sqrt{1 \max}$ , siempre - que  $l-l'=\pm 1$  y cero en caso contrario.

De las expresiones (I.10), (I.11) y (I.12) obtenemos:

$$\langle \alpha L S J || r c^1 || \alpha' L' S' J' \rangle = \delta_{SS'} \delta_{L_c L'_c} (-1)^{L+S+J'+1} (-1)^{L_c+1+L'+1} \cdot \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \cdot \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \begin{Bmatrix} L_c & 1 & L \\ L' & 1 & L'_c \end{Bmatrix} \sqrt{1 \max} \cdot \langle \alpha 1 || r || \alpha' 1' \rangle \quad (I.13)$$

De esta expresión podemos deducir las reglas de selección válidas para el acoplamiento LS. Estarán prohibidas las transiciones que anulen el elemento de matriz (I.13), por lo que las transiciones permitidas deben de cumplir:

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta L_c = 0$$

Y de las relaciones triangulares que deben de satisfacer los símbolos 6-j para no ser nulos se deducen:

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad \text{excepto} \quad L = L' = 0$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \text{excepto} \quad J = J' = 0$$

La fuerza de línea para acoplamiento LS es pues de la forma:

$$\delta(\alpha LSJ, \alpha' L'S'J') = |\langle \alpha LSJ | r c^1 | \alpha' L'S'J' \rangle|^2 = (2J+1)(2J'+1) \cdot$$

$$\cdot (2L+1)(2L'+1) \cdot \left\{ \begin{matrix} L & S & J \\ J' & 1 & L' \end{matrix} \right\}^2 + \left\{ \begin{matrix} L_c & 1 & L \\ L' & 1 & L_c \end{matrix} \right\}^2 \cdot \text{lmax} \cdot \left| \int_0^\infty R_{n'l}(r) r \cdot R_{n'l}(r) dr \right|^2 \quad (\text{I.14})$$

Y por lo tanto la probabilidad de transición entre el estado i de números cuánticos  $|\alpha LSJ\rangle$  y el j de números cuánticos  $|\alpha' L'S'J'\rangle$  vendrá dada por:

$$A_{ij} = \frac{2.026 \times 10^{18}}{\lambda^3 (2J+1)} S(\alpha LSJ, \alpha' L'S'J') \quad (\text{I.15})$$

Los dos últimos factores de la expresión (I.14) se denominan parte radial de la probabilidad de transición y, como puede verse en el desarrollo efectuado anteriormente, su valor es independiente del esquema de acoplamiento considerado. A continuación describiremos como hemos calculado la parte radial.

I.5.3.2.- Cálculo de la parte radial. La aproximación de Coulomb.

Como hemos visto en el apartado anterior la parte radial de la probabilidad de transición, en el modelo de partículas independientes que estamos considerando, viene dada por:

$$\text{Parte radial} = \text{lmáx} \left| \int_0^{\infty} R_{n1}(r) r R_{n,1}(r) dr \right|^2 \quad (\text{I.16})$$

El cálculo se reduce pues a obtener la parte radial de las funciones de onda monoeléctricas de los orbitales que intervienen en la transición. En la aproximación del campo central los efectos del core (núcleo más N-1 electrones) vienen representados por un potencial central  $v(r)$ . El hamiltoniano se escribe pues como:

$$H_0 = \sum_{i=1}^N -\frac{1}{2} \nabla_i^2 - V(r_i)$$

Y las funciones radiales serán las soluciones de la siguiente ecuación de valores propios.

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{2r^2} - V(r) - E_{n1} R_{n1} = 0 \quad (\text{I.17})$$

tomando  $E_{n1}$  como el valor experimental de la energía de ligadura del electrón  $n1$ . Puesto que en el cálculo de probabilidades de transición la parte de las funciones de onda corresponde a distancias alejadas del origen resulta predominante, Bates y Damgaard (33) propusieron utilizar un potencial Coulombiano correspondiente al potencial asintótico creado por el Core:

$$V(r) = \frac{Z-N+1}{r} = \frac{c}{r} \quad (\text{I.18})$$

Con esta suposición la solución de la ecuación (I.17) que satisface la condición de contorno  $R_{n1}(0) = 0$ , viene dada por:

$$R_{n1}(r) = \left( \frac{2cr}{n^*} \right)^{n^*} \exp\left(-\frac{c}{n^*} r\right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a_k}{r^k} \quad (\text{I.19})$$

donde  $n^*$  es el número cuántico principal efectivo y viene determinado por el valor experimental de la energía expresada en Rydbergs:

$$n^* = \frac{c}{\sqrt{2E_{n1}}} \quad (\text{I.20})$$

- 59 -

	$2S_{1/2}$	$2P_{1/2}$	$2P_{3/2}$	$2D_{3/2}$	$2D_{5/2}$	$2F_{5/2}$	$2F_{7/2}$	$2G_{7/2}$	$2G_{9/2}$	$4S_{1/2}$	$4S_{3/2}$	$4P_{1/2}$	$4P_{3/2}$	$4P_{5/2}$	$4D_{1/2}$	$4D_{3/2}$	$4D_{5/2}$	$4D_{7/2}$	$4F_{5/2}$	$4F_{7/2}$	$4F_{9/2}$	
3d'	1,9		0,4		2,4																	
4p	6,7	9,0	8,0	9,8	9,8						5,0					6,9	6,9					
4p'		5,9	6,1		5,5	6,1	7,3															
4p"		10,5																				
4d		1,1	0,7	1,0	0,4	1,9	3,6						3,7	3,7		3,3	3,3	3,3	3,6	3,5	3,5	
4d'	1,0	72,0	40,2	60,1	41,6			95,6	92,3													
5s		3,9	2,6										5,3	5,2								
5s'				17,4	6,7																	
5p											16,1	30,5	36,8	36,4	19,2	36,2	31,4	30,6				
5d			2,1	2,3	0,8	6,8	6,7						6,9	6,7		7,0	7,2	7,1				
5d'								59,3	69,9													
6s		8,7	6,1										8,3	8,2								
6s'				49,9	57,0																	
6p											19,8	75,5	120,6	87,5		95,1	66,6	63,9				
6d			2,7	3,8	1,5		11,6						11,4	11,4		12,0	13,2	13,3				
7s		24,1	15,3										13,7	13,4								
7p																					90,7	
7d																					24,5	
8d																					40,4	

TABLA 3 Vidas medias en nanosegundos de niveles de ArII calculadas mediante la aproximación de Coulomb

Para asegurar la convergencia de la serie (I.19), ésta debe - de ser finita. Esto se puede conseguir haciendo, por ejemplo, que cuando  $Z \geq n+1$  los coeficientes  $a_k$  sean nulos.

La aproximación de Coulomb representa la máxima simplificación del problema y evidentemente es únicamente válida - cuando el máximo de las funciones radiales  $R_{nl}$  y  $R_{n,l}$ , implicadas en la transición cae fuera del core atómico. Es decir, para transiciones entre niveles altamente excitados. Dado su simplicidad resulta interesante el cálculo de probabilidades de transición y vidas medias en el Ar II por medio de este método semiempírico, con el fin de establecer su aplicabilidad o este átomo mediante la comparación con los resultados experimentales. Los resultados obtenidos con estos cálculos se - muestran en la tabla (3).

Otro método muy usual en el cálculo de la parte radial de la probabilidad de transición es resolver la ecuación (I.17) introduciendo un potencial local paramétrico  $V(r)$  e integrándola numéricamente. Uno de estos potenciales de gran utilidad por su fácil manejo es el propuesto por Green y col (34) en - 1969 y que es de la forma:

$$V(r) = - 2r^{-1} \left| \frac{z-1}{4(\exp(r/d)-1)+1} + 1 \right|$$

Este potencial depende de dos parámetros  $H$  y  $d$  cuyos valores deben de ser ajustados de forma que las energías de los orbitales atómicos obtenidos con él se aproximen lo más posible a los valores experimentales o a los calculados obtenidos con - otros métodos más elaborados. Green y col (34) encontraron - la siguiente relación empírica que relaciona a estos parámetros:

$$H = d \cdot \alpha \cdot (z-1)^{\nu}$$

y tabularon los valores de  $H$  y  $d$  con  $\alpha = 1$  y  $\nu = .94$  de manera que las energías de los orbitales para todos los átomos del - sistema periódico se ajustaran razonablemente a las obtenidas por el método Hartree - Fock.

### I.5.3.3.- Otros métodos.

Aunque como hemos visto anteriormente, en el estudio de algunas configuraciones de determinados átomos el cálculo con estos métodos aproximados puede dar buenos resultados, en general un tratamiento completo de las probabilidades de transición en un átomo complicado requiere métodos de cálculo más elaborados. Dentro de una configuración los acoplamientos puros LS ó JJ suelen ser en general insuficientes. Una descripción más realista la constituye el acoplamiento intermedio en el que la fuerza de línea es calculada utilizando una transformación unitaria entre los estados puros dados por el acoplamiento LS,  $|\gamma J\rangle$  y los estados propios de la energía,  $|\alpha J\rangle$

$$S_r(\alpha J, \alpha' J') = \left| \sum_{\gamma, \gamma'} \langle \alpha J | \gamma J \rangle \langle \gamma J | r_c | \gamma' J' \rangle \langle \gamma' J' | \alpha' J' \rangle \right|^2$$

El acoplamiento intermedio se obtiene diagonalizando la matriz de energía construida sobre una base de estados puros pero a partir de un hamiltoniano que contenga tanto el término de interacción electrostática como el de interacción spin-orbita. De esta manera, aunque normalmente se conserve la notación LS para denotar... a los niveles, en realidad cada nivel de energía es una combinación lineal de estados puros.

Por otra parte, un estudio teórico más completo de probabilidades de transición y vidas medias no puede ignorar el fenómeno de la mezcla de configuraciones. Los métodos multi-configuracionales tienen en cuenta este efecto considerando la función de ondas de un nivel como una combinación lineal de funciones de onda monoconfiguracionales:

$$\psi = \sum_i C_i \psi_i$$

### I.5.3.4.- Reglas de suma para las fuerzas de línea.

Una de las mayores dificultades en la medida de probabilidades de transición es la determinación de sus valores absolutos. Como veremos en el siguiente capítulo el procedimiento

que hemos seguido en este trabajo consiste en determinar la vida media del nivel superior y combinarla con la medida de las intensidades relativas de las líneas que parten de él. Sin duda, este es uno de los métodos más ventajosos, pero lógicamente no es aplicable a cualquier elemento pues requiere el conocimiento preciso de sus vidas medias y la disponibilidad de un dispositivo experimental con el rango especial suficientemente amplio, como para poder abarcar todas las líneas originadas por la dexcitación del nivel de interés. Por este motivo, siempre es conveniente disponer de otros métodos alternativos aunque sólo sean aplicables en determinadas condiciones.

Un método que puede ser útil en el estudio de átomos para los que la interacción de configuraciones no sea muy importante es la aplicación de las siguientes reglas de suma para las fuerzas de línea:

- i) Para transiciones donde un determinado valor de  $J$  de una configuración a todas las posibles de otra configuración, la suma de las fuerzas de línea es independiente del esquema de acoplamiento que se considere en ambas configuraciones.
- ii) Para transiciones desde un nivel de momento angular  $J$  perteneciente a una configuración  $n_1$  a todos los niveles posibles de otra configuración  $n_1'$  se verifica:

$$\sum_{J'} S_{JJ'} = \frac{2J+1}{2l+1} \cdot P. \text{ radial}$$

Combinando estas relaciones con las intensidades relativas de las líneas espectrales, se pueden poner en escala absoluta probabilidades de transición independiente del acoplamiento que se considere.

**CAPITULO II**

**PROBABILIDADES DE TRANSICION EN EL Ar II**

Uno de los parámetros atómicos de mayor interés por su aplicabilidad a otros campos de la Física son los valores absolutos de las probabilidades de transición. La dificultad que encierra la determinación de estos parámetros ha originado el desarrollo de técnicas muy variadas para obtener nuevos valores y mejorar la precisión en los ya existentes. En este capítulo comentamos los resultados obtenidos a través de los diferentes métodos y aportaremos nuevos datos experimentales sobre la probabilidades absolutas de transición de 87 líneas originadas por niveles pertenecientes a la configuración  $3p^4$ . Para 46 de estas líneas es la primera vez que se obtiene un resultado experimental. Respecto a la configuración  $3p^4 4d$  presentaremos medidas de 33 líneas con origen en estos niveles de los cuales tan solo para 9 existían datos experimentales anteriores.

## II.1.- METODO Y DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En un plasma de emisión en el que la autoabsorción de la radiación se pueda considerar despreciable, la intensidad de una línea espectral  $I_{ij}$  correspondiente a una transición entre dos niveles será igual al producto de la población del nivel superior por la probabilidad de emisión espontánea entre ambos:

$$I_{ij} = N_i A_{ij} \quad (\text{II.1})$$

Si consideramos la intensidad de otra línea producida por la transición entre el mismo nivel superior y otro cualquiera:

$$I_{ik} = N_i A_{ik} \quad (\text{II.2})$$

Dividiendo las dos ecuaciones anteriores:

$$\frac{I_{ij}}{I_{ik}} = \frac{A_{ij}}{A_{ik}} \quad (\text{II.3})$$

Es decir, que las intensidades relativas entre dos transiciones con un nivel superior común es igual a sus correspondientes - probabilidades de transición relativas.

Si medimos la intensidad de todas las líneas que parten de un mismo nivel, se tiene:

$$\sum_K I_{ij} = N_i \sum_K A_{ij} = N_i \tau^{-1} \quad (II.4)$$

Sustituyendo en la ecuación (II.2):

$$I_{ik} = \left( \sum_K I_{ik} \right) \tau A_{ik}$$

de donde se deduce:

$$A_{ik} = \frac{I_{ik}}{\tau \sum_K I_{ik}} \quad (II.5)$$

Por lo que conociendo las intensidades relativas de todas las líneas que parten de un nivel y la vida media de dicho nivel, podemos determinar las correspondientes probabilidades absolutas de transición.

El procedimiento de medida de vidas medias ha sido descrito en el capítulo anterior, por lo que a continuación detallaremos el proceso de medida de intensidades de línea.

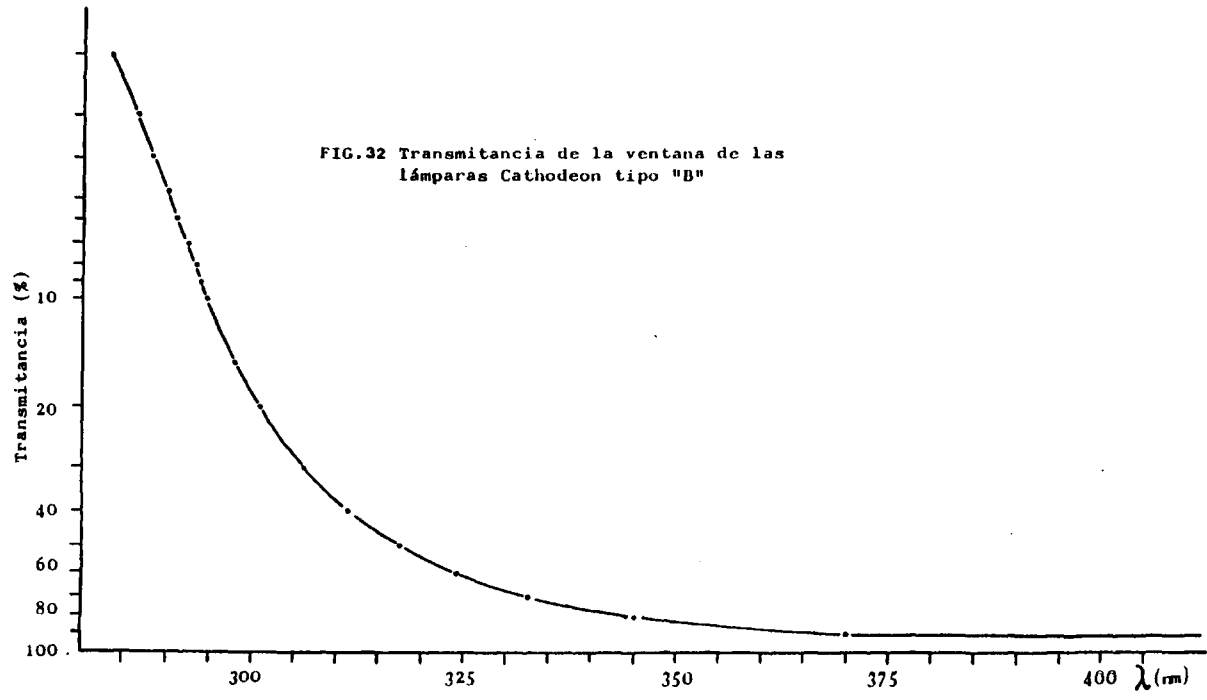
## II.1.- DISPOSITIVO EXPERIMENTAL PARA LA MEDIDA DE INTENSIDADES DE LINEA.

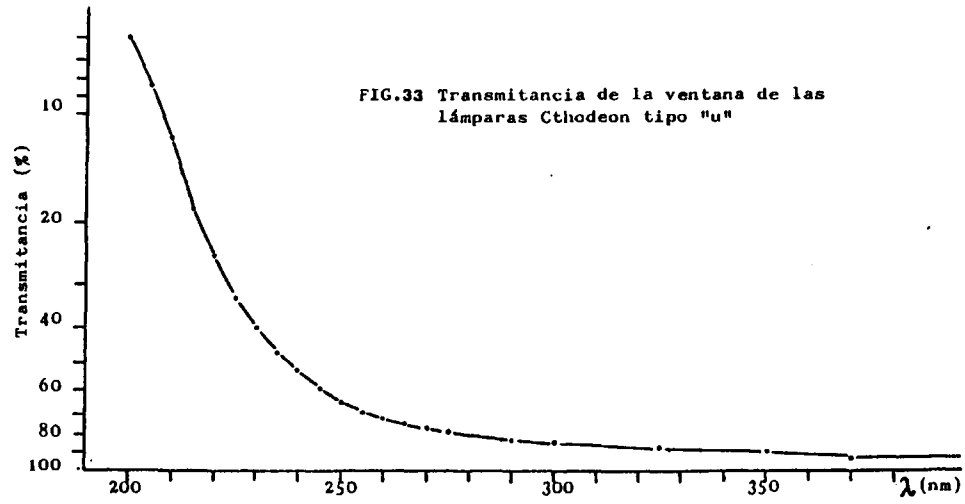
La medida de intensidades de línea se ha llevado a cabo mediante el recuento de fotones individuales. El esquema general de la experiencia puede verse en la fig. (31). Podemos distinguir las siguientes partes:

### II.1.1.- Fuentes de luz.

Las fuentes de radiación electromagnética utilizadas en esta experiencia han sido lámparas de cátodo hueco. La mayor

FIG.32 Transmitancia de la ventana de las lámparas Cathodeon tipo "B"





parte del trabajo se ha realizado con lámparas comerciales (Cathodeon) en las que el cátodo está constituido por un cilindro hueco de unos 5m.m. de diámetro y el gas se encuentra encerrado a una presión fija. Para un determinado valor de la tensión aplicada entre los electrodos, que depende de la presión, se produce una descarga con forma cilíndrica que queda confinada en el interior del cátodo y que se encuentra separada de éste por una estrecha zona oscura. La anchura de este anillo oscuro depende de la presión del gas de llenado de la lámpara, - pues está relacionada con el camino libre medio de los electrones emitidos por el cátodo. Por otro lado, átomos procedentes del material del cátodo son proyectados dentro de la descarga donde se produce su ionización y excitación. Por lo tanto las lámparas de cátodo hueco no sólo sirven para el estudio espectroscópico del gas de llenado, sino que en su espectro de emisión aparecen también las líneas del material ( sales, metales,...) depositado en el cátodo. Para la realización de este trabajo hemos empleado lámparas de Estroncio, Bario, Manganeso y Cobre con Argon como gas de llenado. La intensidad de corriente de operación ha variado de 4 a 10 mA según la lámpara empleada. Como puede verse en la referencia (35), estas lámparas son muy ventajosas para la realización de trabajos de alta resolución; el débil campo eléctrico existente en el interior del cátodo y la baja corriente de operación reducen notablemente los ensanchamientos de las líneas por efecto Doppler y Stark comparadas con otras fuentes de radiación. Se ha comprobado que la transmitancia de la ventana de las lámparas Cathodeon no es constante con la longitud de onda, por lo que se ha tenido que normalizar la medida de las intensidades de las líneas con el espectro de absorción de dichas ventanas. En las figuras (32) y (33) se muestra el espectro de absorción de las ventanas de las lámparas Cathodeon tipo B (Estroncio y Bario) y tipo U (Manganeso y Cobre).

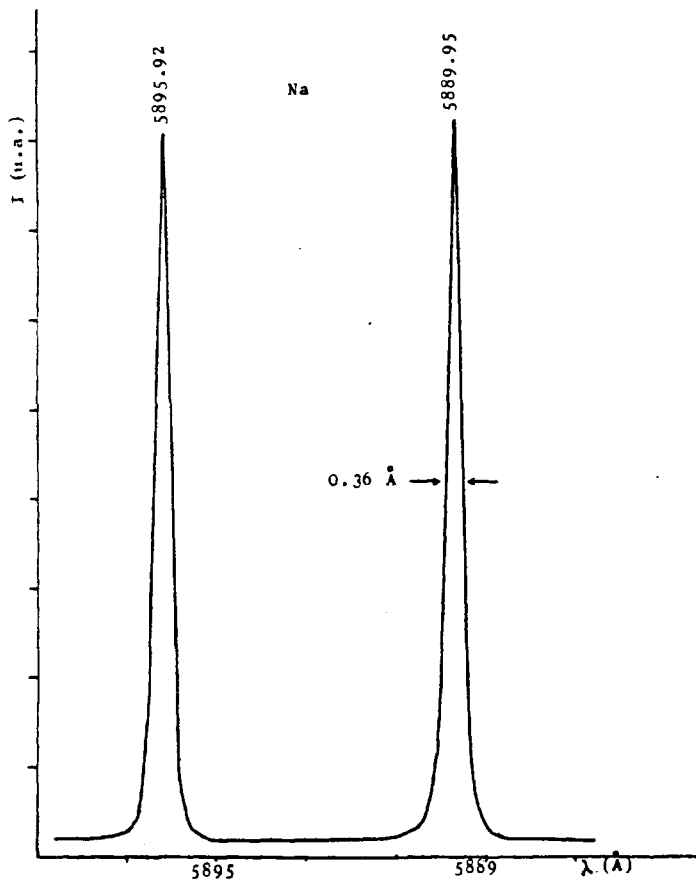
Las intensidades de las líneas con longitudes de onda - por debajo de  $2700 \text{ \AA}$  se han comprobado con una lámpara de cátodo hueco de ventana de cuarzo construida en la J.E.N. El cátodo de esta lámpara está constituido por un cilindro de cobre de 1cm. de diámetro y el gas, introducido con una llave

de aguja, fué mantenido a una presión fija en régimen dinámico.

#### II.1.2.- Monocromadores.

Para poder abarcar el amplio rango espectral requerido en este experimento (2500-9500 Å) ha sido necesario emplear dos monocromadores diferentes. Para la región más alta del espectro (5500-9500 Å) se ha utilizado un monocromador Jarrell-Ash 82-000 de 0,5 m. de distancia focal y con un montaje tipo Ebert. La red de difracción utilizada tenía 1180  $\text{tr}/\text{mm}$ . con la que se consiguió una resolución de 0,5 Å. Para cubrir el rango espectral comprendido entre 2500 y 5500 Å se ha empleado un monocromador de 1 m de distancia focal. Este monocromador fué diseñado y construido como parte de esta tesis incluyendo su alineamiento y ajuste. Sus elementos ópticos: dos rendijas de anchura variable, dos espejos esféricos de 1 m. de distancia focal y una red de difracción holográfica, fueron alineados con la ayuda de un láser de He-Ne. Primeramente se ajustaron los soportes mecánicos de los elementos ópticos para conseguir que el spot del láser coincidiera con los centros geométricos de todos ellos, y obtener la imagen en el centro de la rendija de salida cuando la red estaba en posición de reflexión total (orden cero). Después, situando la red en la posición correspondiente a la dispersión en primer orden para la longitud de onda del láser, se procedió a girar la orientación de sus trazos hasta conseguir que la imagen difractada se situara en el mismo punto en el que estuvo la reflejada. La posición óptima de enfoque se consiguió modificando la longitud del brazo que soporta la rendija de salida utilizando como referencia las líneas del doblete amarillo del sodio. Por último, se optimizó la forma de línea obtenida corrigiendo el paralelismo entre las dos rendijas y los trazos de la red. La resolución obtenida ha sido de 0,36 Å en primer orden para una apertura de rendijas de 50  $\mu$ . En la figura (34) puede verse la forma de línea obtenida para el doblete del sodio cuya separación es de 6 Å. En la figura (35) se muestra como se han podido separar líneas muy próximas en el Ar II operando con el monocromador el segundo orden, con lo que se obtiene una resolución de 0,18 Å.

Fig.34 Forma de línea en el espectrómetro de Ia.  
Doblete amarillo del sodio.



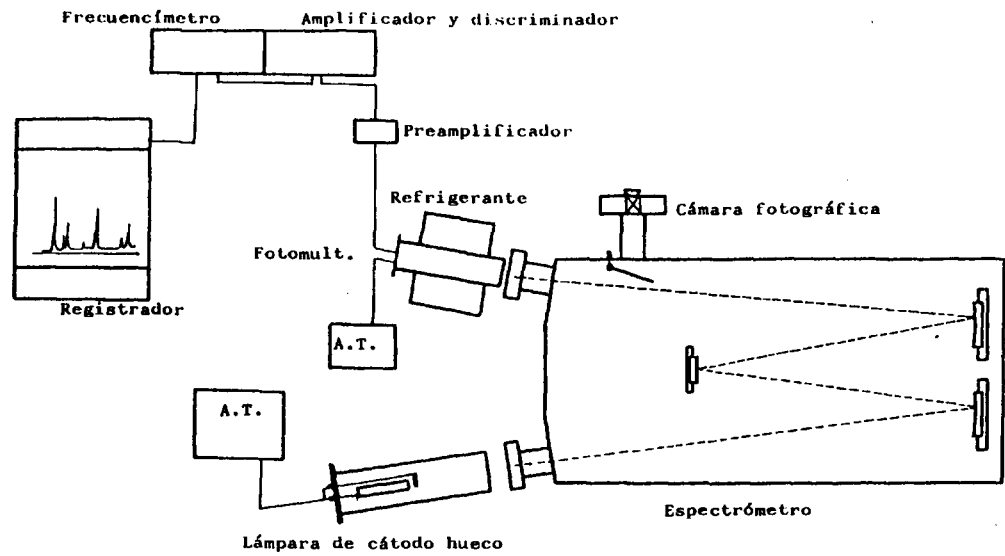


FIG.31 Dispositivo experimental para la medida de intensidades de línea

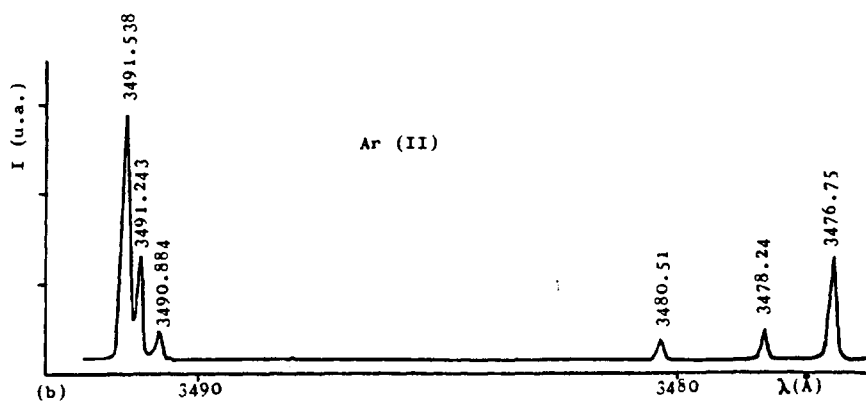
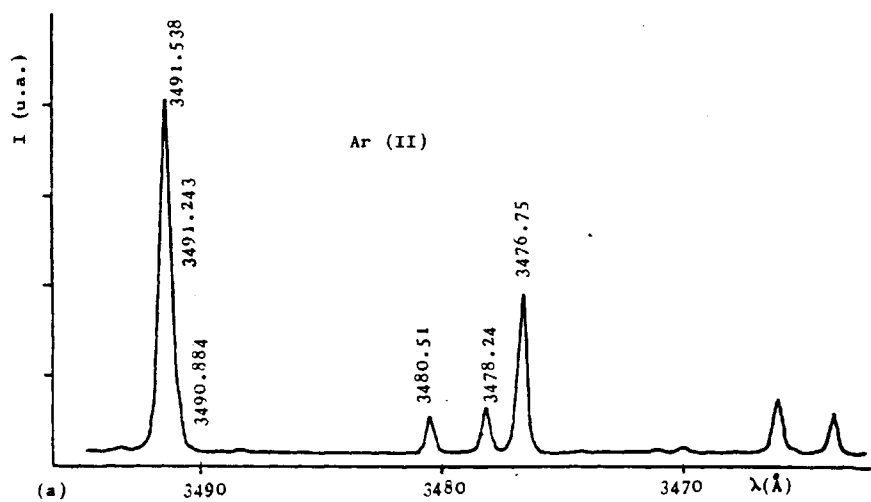


FIG.35 Poder de resolución del espectrómetro de Im. (a) Espectro en primer orden. (b) Espectro en segundo orden.

### II.1.3.- Sistema de recuento de fotones.

La luz proveniente de las transiciones seleccionadas por el monocromador fué detectada por un fotomultiplicador acoplado a la rendija de salida y operando en régimen de recuento de fotones individuales.

Para el monocromador Jarrel-Ash se ha empleado un fotomultiplicador xp-1005 de respuesta (S-1), especialmente sensible a la zona roja del espectro. Para el espectrómetro de 1 m. se ha utilizado un fotomultiplicador EMI 4813-QB. Ambos fotomultiplicadores fueron enfriados con nieve carbónica para reducir su propio ruido.

Los impulsos del fotomultiplicador son adaptados por un preamplificador sensible a carga y enviados a un amplificador. Finalmente son recogidos por un frecuencímetro que proporciona una tensión de salida proporcional al ritmo de llegada de impulsos, esta tensión se va imprimiendo en un registrador gráfico a la vez que el monocromador efectúa un barrido en longitudes de onda.

En la referencia (30) pueden verse los esquemas electrónicos de los aparatos descritos.

### II.1.4.- Calibración de la eficiencia del sistema.

Para obtener la eficiencia del sistema se puede comparar su respuesta espectral con la de un dispositivo cuya señal sea independiente de la longitud de onda cuando ambas son iluminadas con la misma fuente de radiación, o bien utilizar una lámpara de emisión continua previamente calibrada.

En nuestro caso, para calibrar la eficiencia en la región de 3000 a 9500 Å hemos comparado la respuesta del sistema completo con la de una termopila utilizando como fuente común de radiación una lámpara de Tungsteno Bausch & Lomb. Para la zona ultravioleta del espectro se ha utilizado una lámpara de Deuterio calibrada.

Las curvas obtenidas para la eficiencia espectral de los dos sistemas utilizados pueden verse en las figuras (36) y (37). En la zona de solapamiento se han medido las intensidades de las líneas con ambos sistemas obteniéndose una buena concordancia dentro del 5% de error admitido en las calibraciones.

## II.2.- RESULTADOS OBTENIDOS EN LA MEDIDA DE PROBABILIDADES DE TRANSICION RELATIVAS Y ABSOLUTAS.

Con el dispositivo descrito anteriormente se ha obtenido el espectro de emisión del Argon desde 2500 hasta 9500 Å. La medida de la intensidad de cada línea se ha repetido al menos cinco veces con el fin de obtener una buena estadística. En las figuras (38) a (44) se muestran como ejemplo algunos de los espectros obtenidos.

### II.2.1.- Probabilidades de transición para líneas con origen en niveles de la configuración $3p^4 4p$ .

Los resultados obtenidos para las probabilidades relativas de transición (razones de ramificación) de todas las líneas con origen en los niveles  $4p^2 S_{1/2}^{\circ}$ ,  $4p^2 P_{1/2}^{\circ}$ ,  $4p^2 F_{5/2}^{\circ}$ ,  $4p^2 F_{7/2}^{\circ}$ ,  $4p^2 P_{3/2}^{\circ}$ ,  $4p^4 S_{3/2}^{\circ}$  y  $4p^4 D_{3/2}^{\circ}$  pueden verse en la tabla (4). Los errores experimentales están principalmente debidos a la calibración de la eficiencia ( $\sim 5\%$ ) y a las desviaciones estadísticas, obteniéndose un error total del 10% para las líneas cuya intensidad relativa es mayor que 20 y del 15% para el resto. El error estimado para las líneas señaladas con el signo ( $\sim$ ) es de un 40%. Para líneas extremadamente débiles únicamente se ha podido determinar un límite superior.

Para poder comparar nuestros valores relativos con otros resultados experimentales hemos normalizado los datos de las tablas de Wiese y col (36) y los de Shumaker y Popenoe (37) por considerarlos los más significativos. La compilación de Wiese (36) está formada por un compendio de todos los trabajos publicados, promediando los datos de cada uno con mayor o menor peso según la exactitud y fiabilidad del método de medida

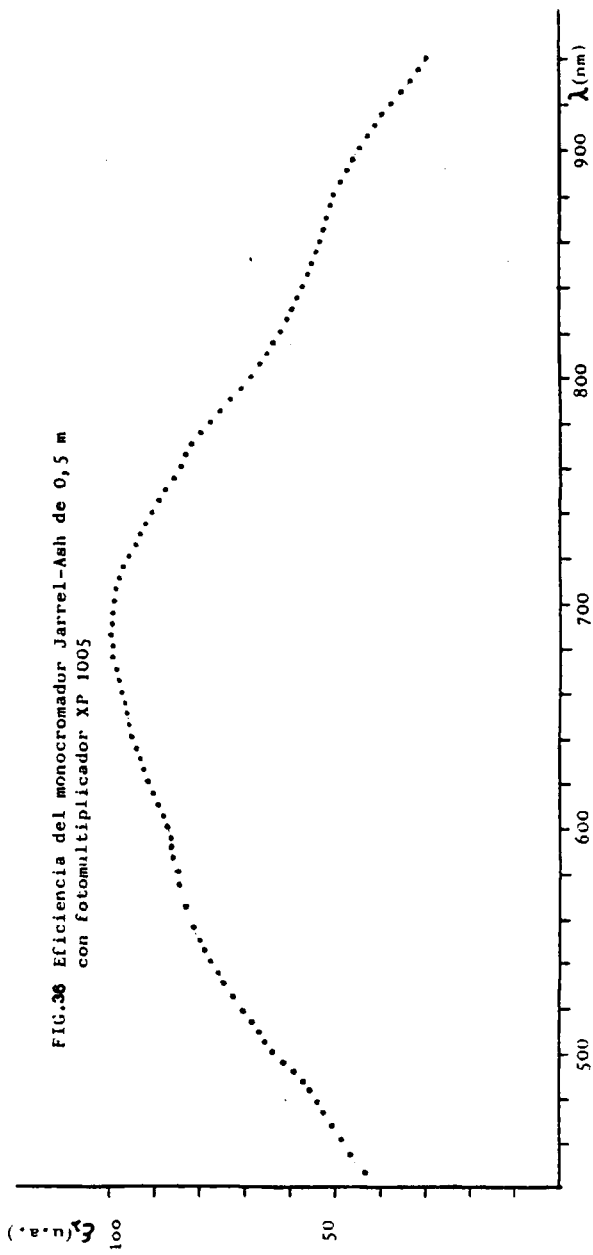


FIG.36 Eficiencia del monocromador Jarrel-Ash de 0,5 m con fotomultiplicador XP 1005

FIG.37 Eficiencia del espectrómetro de Im  
con Fotomultiplicador ENI 9783B

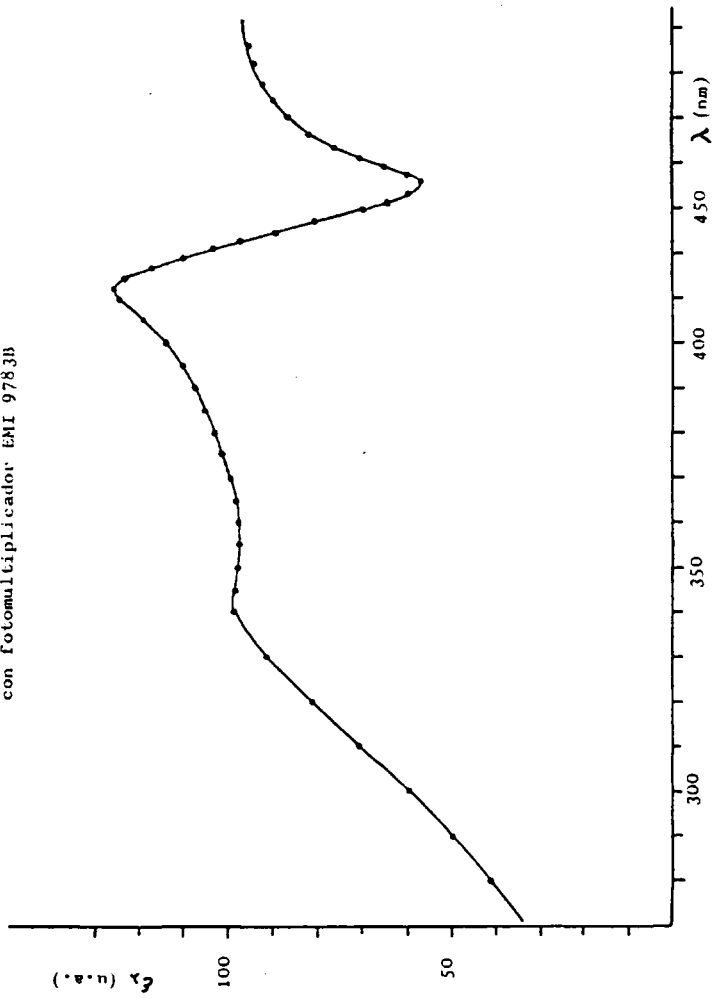
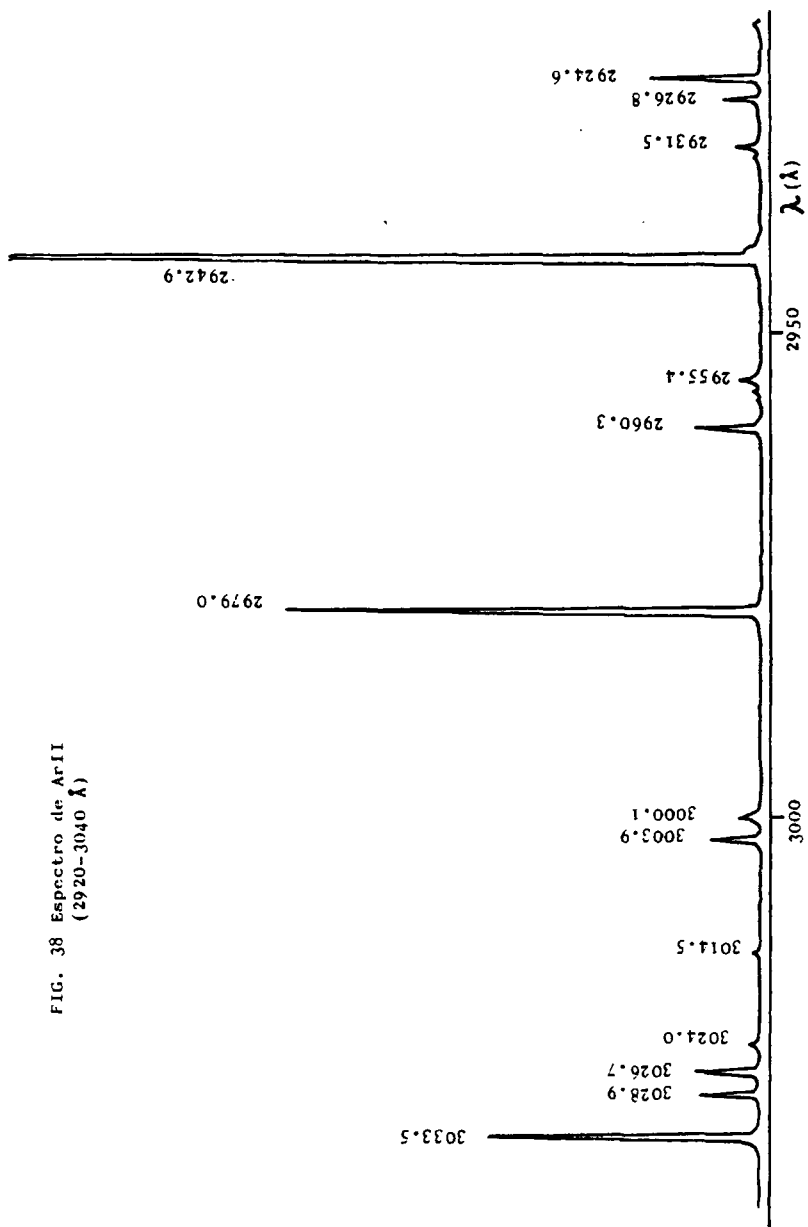


FIG. 38 Espectro de Ar II  
(2920-3040 Å)



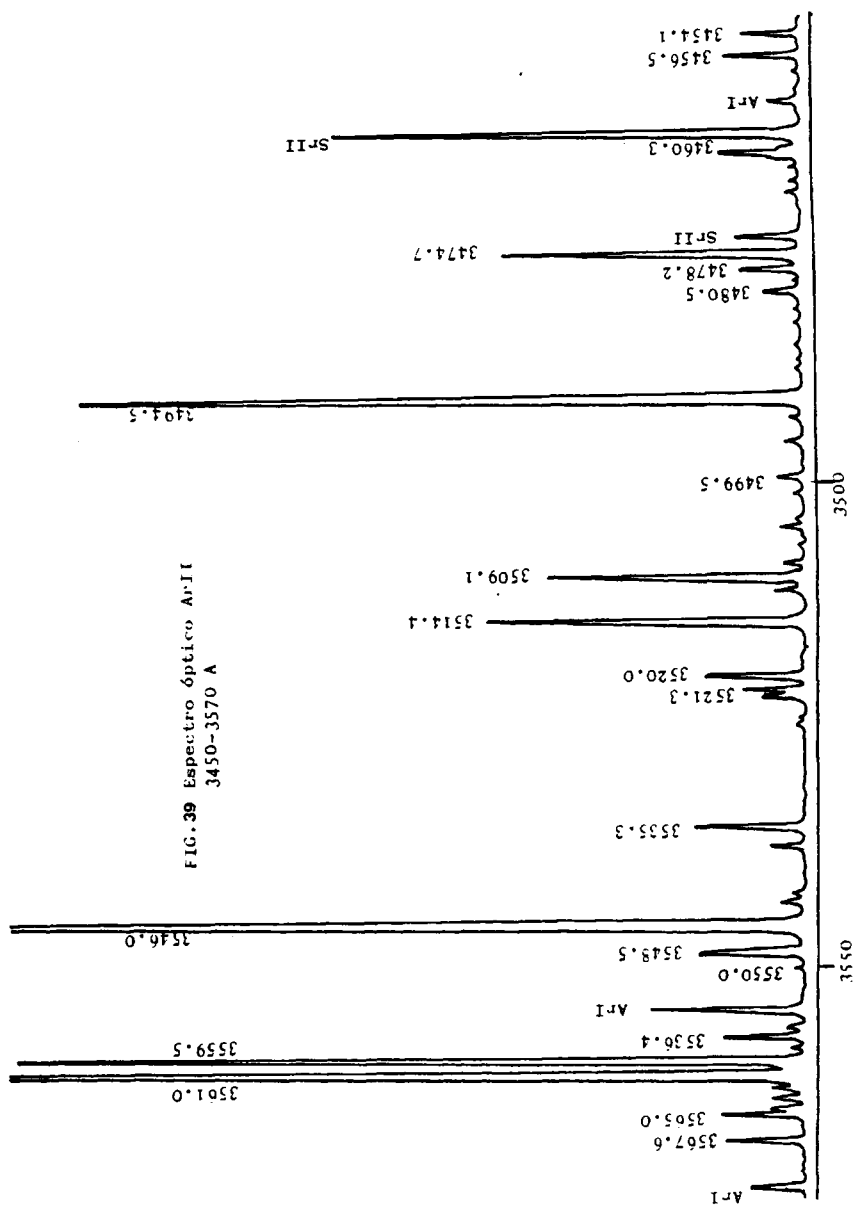
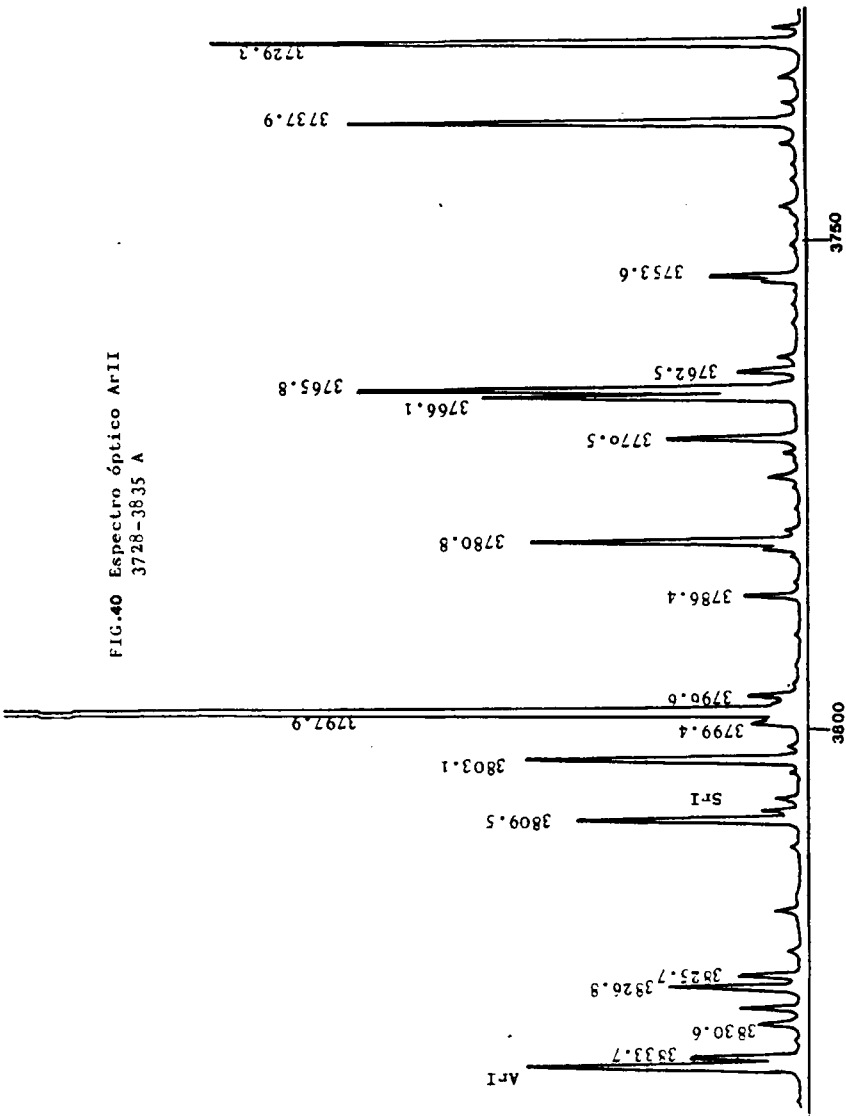


FIG. 39 Espectro óptico A-I  
3450-3570 A

FIG.40 Espectro óptico ArII  
3728-3835 Å



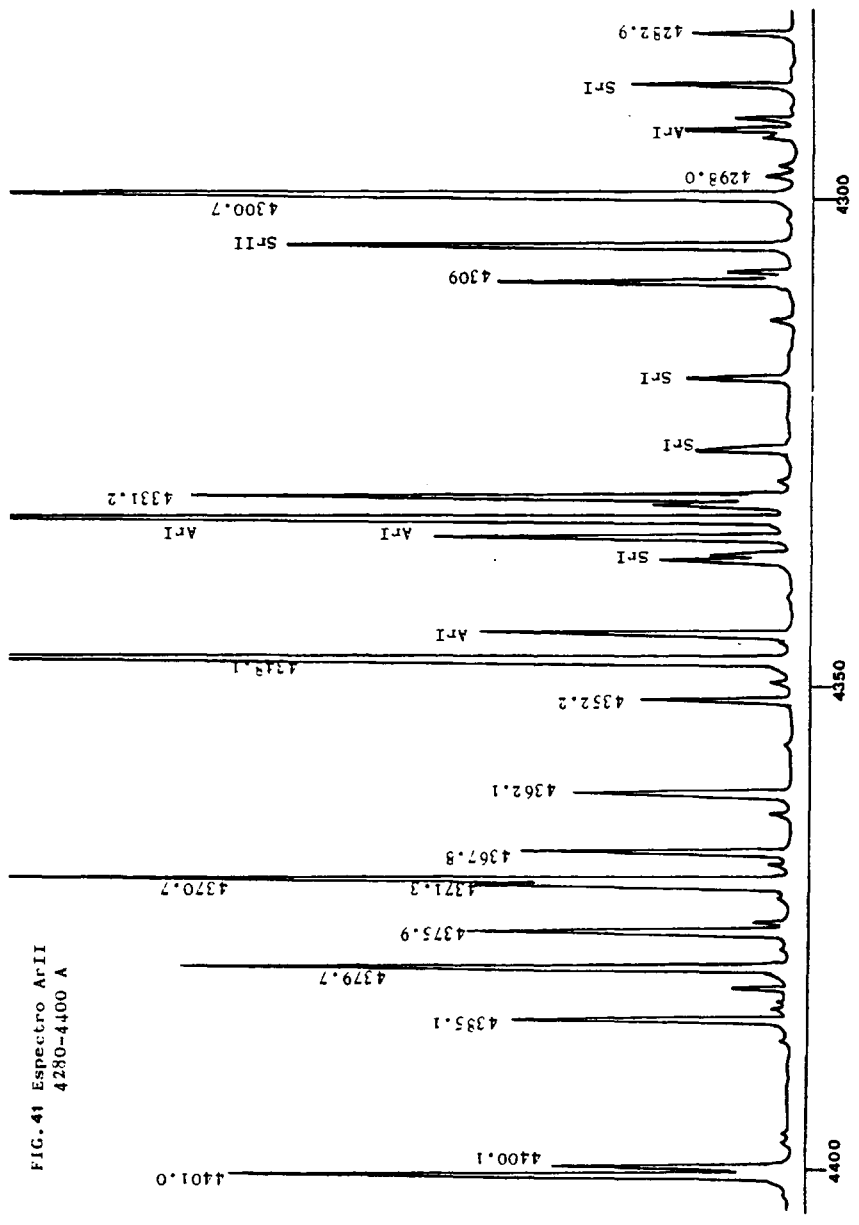


FIG. 41 Espectro ArII  
4250-4400 A

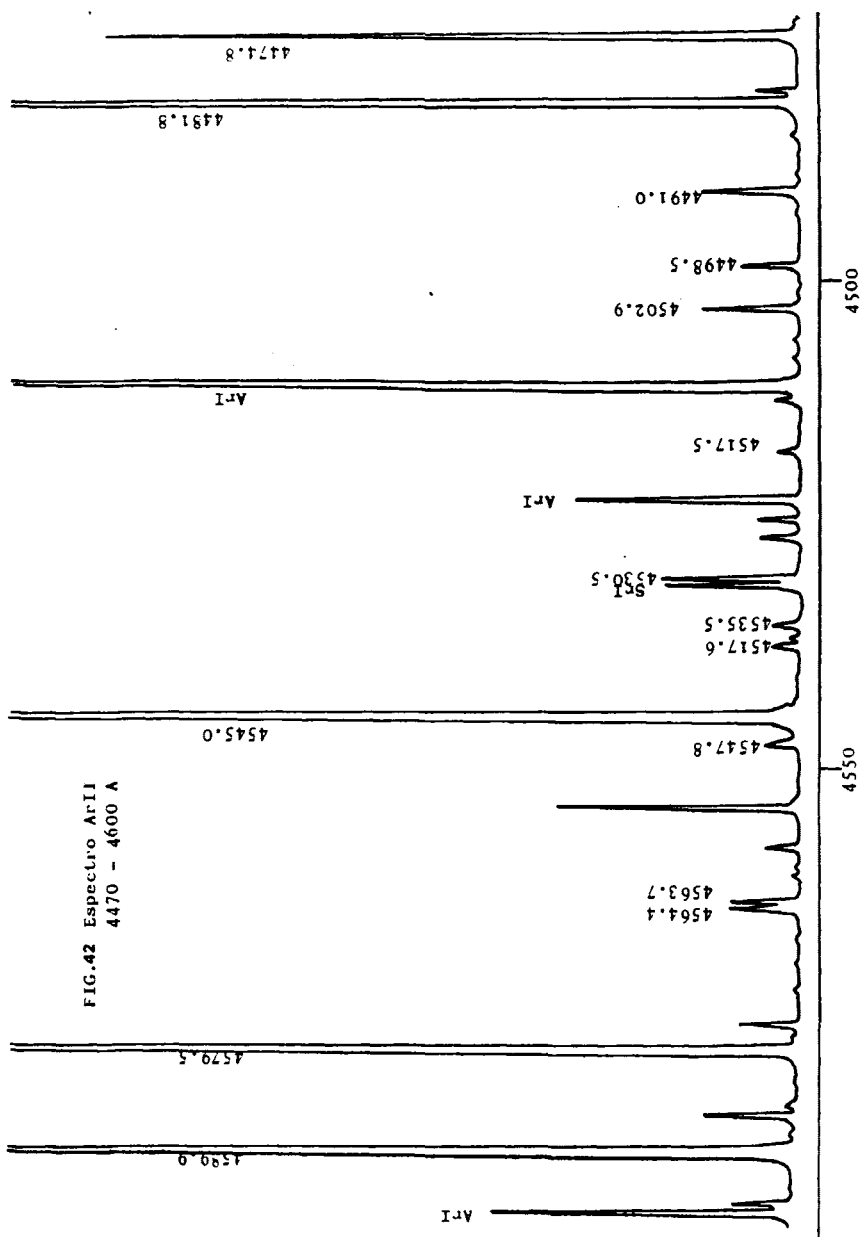


FIG.42 Espectro Ar-I  
4470 - 4600 Å



FIG. 44 Espectro óptico ArII  
8990-9380 Å

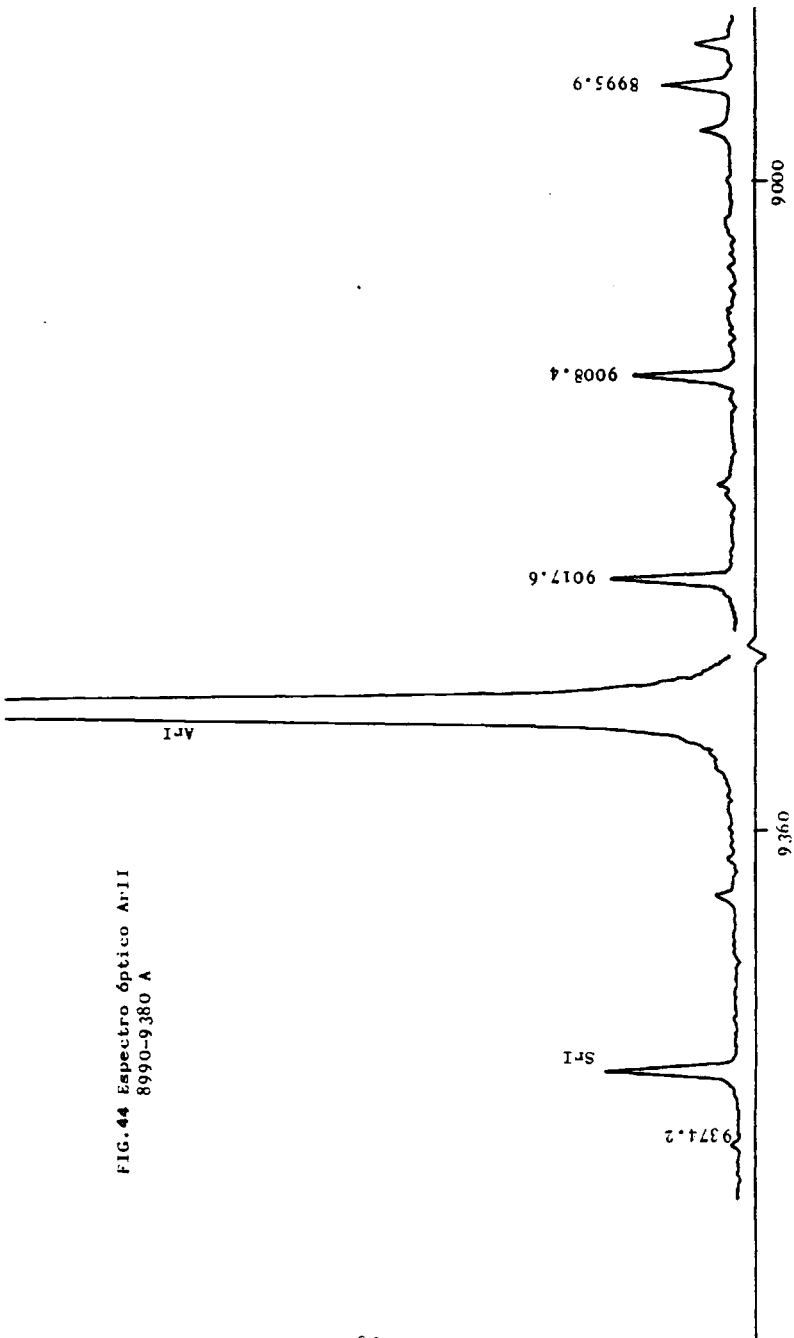


TABLA 4. Probabilidades de transición de líneas con origen en los niveles de la conf.  $3p^4 4p$

TRANSITION  Niveles Inf. Sup.	Línea (Å)	PROB. TRANS. RELATIVAS					PROB. TRANS. ABSOLUTAS ( $\times 10^6 s^{-1}$ )				
		Experimentales			Teóricos		Experimentales			Teóricos	
		Este Trabajo	Ref.37	Ref.36	Ref.26		Este Trabajo	Ref.37	Ref.36	Ref.26	
					(Ar)	(Av)				(Ar)	(Av)
$3d^2 D_{3/2} - 4p^2 S_{1/2}^*$	9418.6	<0.5									
$4s^2 D_{3/2}$	8017.5	1.1									
$3d^4 P_{3/2}$	7358.3	0.2									
$3d^2 P_{3/2}$	6483.1	13.0	12.2	12.3	12.8	10.8	10.3±0.9	11.0	19.1	11.2	8.7
$3d^2 P_{1/2}$	6103.5	2.9	1.4	1.5	3.2	3.3	2.3±0.9	1.3	1.2	2.7	2.6
$3d^4 F_{3/2}$	5642.4	0.2	<0.07				0.2±0.05	<0.06			
$4s^2 P_{1/2}$	4579.3	100	100	100	100	100	79.0±9	90.4	82.0	87.5	80.7
$4s^2 P_{3/2}$	4375.9	28.3	24.6	24.3	30.6	29.3	22.3±3	22.2	20.0	26.8	23.7
$4s^4 P_{1/2}$	3922.3	0.5	0.01	0.2			0.4±0.06	0.1	0.19		
$4s^4 P_{3/2}$	3844.6	<0.5	0.5	1.0			<0.4	0.5	0.7		
$4s^2 D_{3/2} - 4p^2 P_{1/2}^*$	9017.6	6.9					5.5±1.1				
$3d^2 P_{3/2}$	7121.7	0.6	0.6				0.5±0.1	0.5			
$3d^2 P_{1/2}$	6666.4	10.3	9.0	8.8	7.0	5.0	8.3±0.9	8.0	7.1	6.1	4.1
$3d^4 F_{3/2}$	6120.1	0.24	<0.2				0.3±0.04	<0.2			
$4s^2 P_{1/2}$	4889.0	23.0	19.7	19.6	23.2	23.8	18.5±1.6	17.6	15.9	20.1	19.4
$4s^2 P_{3/2}$	4657.9	100	100	100	100	100	80.2±8	89.0	81.0	86.5	81.3
$4s^4 P_{1/2}$	4147.4	<0.2	0.2				<0.2	0.2	0.02		

TABLA 4. (Continuación)

$3d^4D_{1/2}$	3706.9	0.75	~ 0.2	0.9			0.6+0.08	~ 0.2	0.7		
$3d^2D_{5/2} - 4p^2P_{3/2}^*$	4732.1	14.2					12.9+1.2				
$3d^2D_{3/2}$	4598.8	12.7					11.5+1.1				
$3d^2F_{5/2}$	4530.5	4.7					4.2+0.8				
$4s^2D_{5/2}$	4277.5	100		100	100	100	90.7+9		100	78.1	55.2
$4s^2D_{3/2}$	4237.2	20.3		21.0	9.2	10.6	18.4+1.6		21.0	7.2	5.9
$3d^4P_{3/2}$	4045.7	1.8					1.7+0.3				
$3d^4P_{1/2}$	4001.1	0.4					0.4+0.07				
$3d^2P_{3/2}$	3766.1	10.8					9.8+1.3				
$3d^2P_{1/2}$	3634.8	1.9					1.7+0.2				
$4s^2P_{1/2}$	3033.5	8.5					7.7+0.9				
$4s^2P_{3/2}$	2942.9	27.9					25.2+3.6				
$4s^4P_{3/2}$	2692.6	0.9					0.7+0.1				
$3d^2G_{7/2} - 4p^2F_{5/2}^*$	6172.3	30.0			50.0	38.8	18.9+2			23.6	15.4
$3d^2D_{5/2}$	5176.2	2.6					1.6+0.2				
$3d^2D_{3/2}$	5017.2	31.2					19.6+2	25.0			
$3d^2F_{5/2}$	4936.1	1.0					0.6+0.1				
$3d^2F_{7/2}$	4710.8	0.7					0.4+0.06				
$4s^2D_{5/2}$	4637.2	12.6		10.9	13.5	13.9	7.9+0.5		9.0	6.4	5.5
$4s^2D_{3/2}$	4589.9	100		100	100	100	62.9+6		82.0	47.2	39.7
$3d^2P_{3/2}$	4042.2	0.6					0.4+0.08				
$4s^2P_{3/2}$	3108.8	~ 0.01					~ 0.06				

TABLA 4. (Continuación)

$3d^4D_{5/2}$	2636.3	<0.01						<0.06			
$3d^4D_{7/2}$	2625.8	<0.01						<0.06			
$3d^2G_{7/2}-4p^2F_{7/2}^*$	6123.4	1.2						0.9±0.2			
$3d^2G_{9/2}$	6114.9	28.0			32.0	23.6		21.2±0.5		24.0	15.4
$3d^2D_{5/2}$	5141.8	11.1		10.4				8.4±1.4		9.5	
$3d^2F_{5/2}$	4904.7	5.4		4.9				4.1±0.7		4.5	
$3d^2F_{7/2}$	4682.3	1.1						0.8±0.2			
$4s^2D_{5/2}$	4609.6	100		100				75.9±12		91.0	65.2
$3d^4P_{5/2}$	4412.9	7.9						6.0±1			
$3s^4P_{5/2}$	2754.4	0.3						0.2±0.07			
$3d^4D_{5/2}$	2627.4	0.03						0.02±0.01			
$3d^4D_{7/2}$	2616.8	0.04						0.03±0.01			
$4s^2D_{5/2}-4p^4S_{3/2}^*$	8190.3	1.0						0.4±0.08			
$3d^4P_{5/2}$	7589.3	22.8			13.0	21.7		10.7±1.2		10.3	10.9
$3d^4P_{3/2}$	7380.4	11.7			7.8	12.9		5.5±0.7		6.3	6.5
$3d^4P_{1/2}$	7233.5	7.9						3.8±0.3			
$3d^2P_{3/2}$	6500.2	0.7	0.6					0.3±0.05	0.4		
$3d^2P_{1/2}$	6118.7	<0.4	<0.06					<0.2	<0.4		
$4s^2P_{1/2}$	4587.9	<0.5	~0.7	0.02				<0.2	~0.5	0.01	
$4s^2P_{3/2}$	4383.8	2.4	1.8	1.8	2.3	3.1		1.1±0.2	1.2	1.1	1.8
$4s^4P_{1/2}$	3928.6	52.7	50	50	51.6	56.6		24.9±3	33	30	40.9
$4s^4P_{3/2}$	3850.6	80.3	80	78.3	83.8	88.8		37.8±5	53	47	66.6
$4s^4P_{5/2}$	3729.3	100	100	100	100	100		47.1±6	66	60	79.4

$3d^4D_{1/2}$	3531.2	<0.5	<0.06				<0.2	<0.4			
$3d^4D_{3/2}$	3517.9	0.5	~0.15	0.3			0.2+0.04	~0.1	0.2		
$3d^4D_{5/2}$	3499.5	1.2	0.6	0.9			0.5+0.1	0.4	0.5		
$3d^4P_{3/2} - 4p^4D_{1/2}^*$	9150.8	<0.5					<0.4				
$3d^4P_{1/2}$	8926.1	0.6					0.5+0.1				
$3d^4F_{3/2}$	6639.7	16.5	17.4	17.4	17.0	15.1	14.5+1.3	20.1	18.1	20.6	15.6
$4s^2P_{3/2}$	4952.9	0.09	<0.09	0.003			0.08+0.02	<0.1	0.03		
$4s^4P_{1/2}$	4379.7	100	100	100	100	100	87.9+9	115	104	122	103
$4s^4P_{3/2}$	4282.9	14.5	11.6	11.5	12.9	12.4	12.7+1.1	13.3	12	15.8	12.8
$3d^4D_{1/2}$	3891.4	3.9	3.7	3.7	5.0	1.6	3.4+0.2	4.3	3.9	6.0	1.6
$3d^4D_{3/2}$	3875.3	6.1	6.9	7.3	8.9	2.8	5.4+0.7	8.0	7.6	10.9	2.8

TABLA 4. (Continuación)

empleado. Por otro lado, el trabajo de Shumaker y Popenoe - (37) es el estudio experimental más completo sobre el Ar II - realizado hasta la fecha. Como puede verse en la tabla (4) la concurrencia en estas medidas relativas está dentro del 10% para la mayor parte de las líneas.

Análogamente se han normalizado los datos teóricos extraídos de los cálculos de Luyken (26) con la aproximación de la longitud y la velocidad de dipolo. Tal como se explicó en el capítulo anterior, estos cálculos están efectuados en acoplamiento intermedio y teniendo en cuenta la interacción de configuraciones. En general también existe un buen acuerdo, dentro del 10%, con estos resultados teóricos excepto para las líneas de longitud de onda 3499,5, 6103,5 y 4383,8 Å.

Utilizando la expresión (II.5) que combina la vida media de un nivel con las intensidades relativas de las líneas que parten de él, hemos puesto en escala absoluta las probabilidades de transición de todas las líneas con origen en los niveles anteriormente mencionados (ver tabla 4). Solo para la línea de 10829 Å que cae fuera del rango espectral se ha tenido que utilizar su razón de ramificación teórica asignándole un error del 50%. Los resultados correspondientes a las transiciones desde los niveles  $4p^4 P_{1/2}^o$  y  $4p^4 P_{5/2}^o$  se han colocado en una tabla aparte (tabla 5) por haber sido éstos el objeto de numerosos trabajos experimentales en los últimos años.

Dada la buena concordancia encontrada en las probabilidades relativas de transición entre los trabajos teóricos y experimentales más significativos, las posibles discrepancias en sus valores absolutos estarán originados por los parámetros requeridos por los diversos métodos de obtención de probabilidades de transición absolutas. La intensa línea de 4806,4 Å de longitud de onda, para la que hemos obtenido una probabilidad de transición de  $69 \pm 6 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ , ha sido estudiada por muchos autores con el fin de obtener una línea de referencia para comparar resultados. Por este motivo, vamos a llevar nuestra comparación a través de esta línea a la vez que intentaremos dar una visión general de los métodos más usuales en la deter

TRANSITION		PROBABILIDADES DE TRANSICION ABSOLUTAS ( $\times 10^6 s^{-1}$ )								
		Valores Experimentales						Datos Teóricos		
Niveles Inf. Sup.	Línea (Å)		(37)	(38)	(45)	(102)	(103)	Luyken(26)		
		Este Trabajo	Shumaker	Wiese	Danzmann	C.B.Shaw	K.P.Nick	(Ar)	(Av)	
$4s^2 P_{1/2} - 4p^4 P_{1/2}^o$	6077.4	$\sim 0.03$	0.04	0.09						
$4s^2 P_{3/2}$	5724.3	$0.08 \pm 0.01$	0.04	0.14						
$4s^4 P_{1/2}$	4972.2	$9.0 \pm 1$	10.7	9.6				11.5	12.0	
$4s^4 P_{3/2}$	4047.8	$78.0 \pm 7$	94	85		$68.8 \pm 17$	$93.3 \pm 9$	97.5	97.4	
$3d^4 D_{1/2}$	4352.2	$21.0 \pm 3$	25.3	22.8				33.0	10.6	
$3d^4 D_{3/2}$	4332.0	$18.0 \pm 2$	23	20				27.0	8.45	
$3d^4 F_{5/2} - 4p^4 P_{5/2}^o$	8376.1	$1.4 \pm 0.2$								
$3d^4 F_{7/2}$	8110.6	$< 0.03$								
$4s^2 P_{3/2}$	5950.9	$0.07 \pm 0.02$	0.04	0.07						
$4s^4 P_{3/2}$	5009.3	$13.5 \pm 2$	16.3	14.7	$13.8 \pm 0.7$			16.8	18.0	
$4s^4 P_{5/2}$	4806.4	$69.0 \pm 6$	87.2	79.0	$71.2 \pm 2$	$56.2 \pm 6$	$86.3 \pm 8$	90.8	90.2	
$3d^4 D_{3/2}$	4460.6	$1.4 \pm 0.1$	1.7	1.6	$1.46 \pm 0.1$			2.15	0.77	
$3d^4 D_{5/2}$	4431.0	$11.0 \pm 1.5$	12.2	11.0	$10.7 \pm 0.5$			15.6	5.54	
$3d^4 D_{7/2}$	4400.9	$30.8 \pm 3$	35.7	32.2	$30.5 \pm 1.3$			45.3	15.0	

TABLE 5. Probabilities of transition of lines with origin in the levels  $4p^4 P^o_{1/2}$  and  $4p^4 P^o_{5/2}$

minación de probabilidades absolutas de transición. Estos métodos podemos incluirlos en tres grandes grupos:

i) Diagnósticos de Plasmas mediante el ensanchamiento de la línea  $H_{\beta}$

La mayor parte de los métodos de diagnósticos consisten en encontrar las condiciones experimentales en las que pueda suponerse equilibrio termodinámico local para poder asignar un valor de la densidad electrónica y temperatura equivalente en el plasma. En los diagnósticos-  $H_{\beta}$  se añade una pequeña cantidad de hidrógeno en el plasma de Argon con el fin de estudiar los perfiles de la línea  $H_{\beta}$  que ajustados a los perfiles teóricos dados, por ejemplo, por Kepple y Griem (38) ó Vidal y col. (39) permitan obtener los parámetros característicos del plasma.

Los primeros valores de la probabilidad de transición para la línea de 4806,4 Å obtenidos por este método fueron mucho más altos que el nuestro (70%): Pepenoe y Shunaker (40) en 1965 obtubieron  $131 \times 10^6 \text{S}^{-1}$ , Berg y Ervens (41) - en 1967 publicaron el valor  $111 \times 10^6 \text{S}^{-1}$  y Preston (42) - en 1967 ajustando sus medidas a las teorías de Kepple y -- Griem (38) obtuvo el valor de  $120,8 \times 10^6 \text{S}^{-1}$ . Sin embargo este último autor ajustando sus resultados a las previsiones teóricas de Vidal y col. (39) obtuvo  $71,1 \times 10^6 \text{S}^{-1}$  que está de acuerdo con el nuestro dentro del margen de error.

ii) Diagnósticos en plasmas de Argon.

Este tipo de experimentos se realizan en un plasma de arco a presiones altas ( $\sim 1 \text{atm}$ ) y corrientes elevadas ( $\sim 100 \text{A}$ ). El empleo de arcos a la presión atmosférica asegura que la densidad electrónica en el plasma es elevada - por lo que se puede admitir que existe equilibrio termodinámico local. En estas condiciones se verifica:

- 1) La función de distribución de los electrones es maxwelliana a la temperatura  $T_e$ .

2) La población de los estados excitados y la densidad electrónica vienen dadas por la ley de Boltzmann y la ley de Saha, siendo la temperatura que interviene en estas relaciones la temperatura electrónica local  $T_e$ .

Con estas hipótesis es posible determinar la temperatura equivalente del plasma a partir de la distribución de las intensidades de las líneas para diferentes valores de la intensidad de corriente en el arco.

Shumaker y Popenoe (37) y Nubbemeyer (43) utilizaron un método descrito por Ritcher (44) que consiste en hacer una representación logarítmica de la intensidad de una determinada línea del Ar I frente a otra del Ar II en función de la corriente en el arco. En las hipótesis anteriores la relación entre los coeficientes de emisión de las líneas seleccionadas puede calcularse en función de sus probabilidades de transición. Por lo tanto, mediante un ajuste entre la curva experimental y la teórica utilizando como parámetros las probabilidades de transición de ambas líneas, estos parámetros pueden ser determinados.

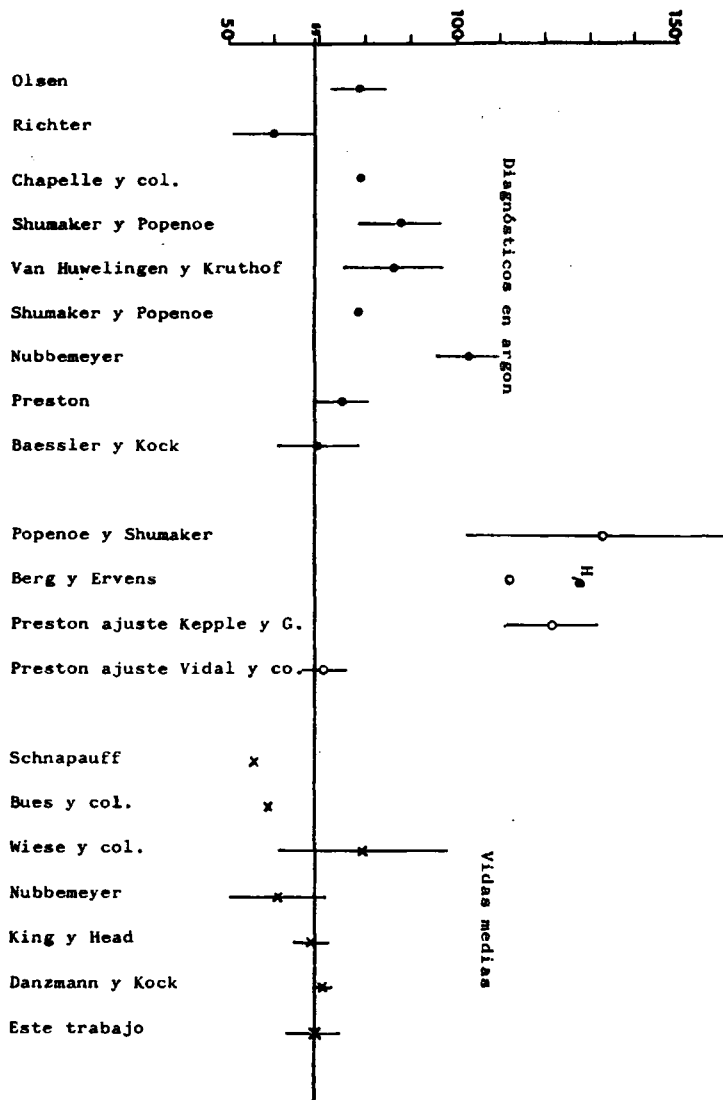
El valor medio de los resultados publicados para la línea de longitud de onda  $4806,4 \text{ \AA}$  obtenidos mediante estos métodos es tan solo un 11% superior al nuestro, que está dentro de los límites de error admitidos.

iii) Métodos basados en la combinación de las vidas medias con las medidas de intensidades relativas.

Este método ha sido utilizado en el presente trabajo por lo que la técnica la hemos descrito con detalle anteriormente. Si se dispone de medidas precisas de la vida media de los niveles, este método es sin duda el más ventajoso al no tener que hacer ninguna suposición sobre el estado del plasma.

Las probabilidades de transición para la línea de -

FIG. 45 Probabilidad de transición de la línea 4806 Å del Ar II.



longitud de onda  $4806,4 \text{ \AA}$  que han obtenido los diferentes autores mediante este método están en general de acuerdo con el nuestro ( $69 \pm 6 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Cabe destacar el reciente resultado de Danzmann y Kock (45) de  $71,2 \pm 0,12 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  y el propuesto por Preston (42) combinando las razones de ramificación de Shumaker y Popenoe (37) con las vidas medias de King y Head (20) obteniendo el valor de  $68,0 \pm 3,4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ .

II.2.2.- Probabilidades de transición relativas y absolutas - para líneas con origen en los niveles de la configuración  $3p^4 4d$ .

Los valores obtenidos para las probabilidades de transición relativas y absolutas de todas las líneas con origen en los niveles  $4d^4 D_{7/2}$ ,  $4d^4 D_{5/2}$ ,  $4d^4 D_{3/2}$ ,  $4d^4 F_{5/2}$ ,  $4d^4 F_{7/2}$  y  $4d^4 F_{9/2}$  se muestran en la tabla (6). Los errores experimentales en la medida de intensidades de línea son del 7% para las líneas cuya intensidad relativa es mayor que 9 y hasta el 15% para el resto.

Dada la escasez de datos experimentales anteriores a este trabajo, los valores de la probabilidad de transición que aparecen en la recopilación de Wiese (36) para estas líneas, están tomadas en su mayor parte de los cálculos teóricos de Rudko y Tang (27). Sólo para algunas transiciones se incluyen los resultados experimentales de Schnapauff (50).

Nuestros resultados para las probabilidades relativas de transición están de acuerdo con el 70% de los datos teóricos publicados por Rudko y Tang (27). Los restantes presentan discrepancias que oscilan entre el 14 y el 44%, excepto para la débil línea de longitud de onda  $3717,2 \text{ \AA}$  cuyo valor teórico es menor que el experimental en un 150%. Las correspondientes razones de ramificación obtenidas experimentalmente por Schnapauff (50) están de acuerdo con los nuestros en 5 de las 9 líneas estudiadas.

De la misma manera que hicimos en el apartado anterior,

TABLA 6. Probabilidades de transición relativas y absolutas de líneas con origen en la configuración  $3p^4 4p$  del ArII

Niveles	$\lambda(\text{\AA})$	$A_{\text{relativa}}$			$A_{\text{absoluta}} \times 10^6 \text{ s}^{-1}$			
		Este Trabajo	Teórico		Este Trab.	Teórico		
			Ref. 50	Ref. 27		Ref. 50	Ref. 27	
Sup.	Inf.	$\lambda(\text{\AA})$	Este Trabajo	Ref. 50	Ref. 27	Este Trab.	Ref. 50	Ref. 27
$4d^4 D_{7/2}$	$4d^4 D_{5/2}^o$	3544.7	2.1		2.0	$5.2 \pm 0.4$		4.74
	$4p^4 D_{7/2}^c$	3780.9	33.6		39.5	$82.5 \pm 7$		93.7
	$4p^4 P_{5/2}^o$	3491.5	100		100	$246 \pm 20$		297
$4d^4 D_{5/2}$	$4p^4 S_{3/2}^o$	4394.6	0.43			$0.57 \pm 0.09$		
	$4p^4 S_{3/2}^c$	4243.6	0.17			$0.22 \pm 0.07$		
	$4p^4 D_{3/2}^o$	3988.2	3.0		3.0	$4.0 \pm 0.5$		4.95
	$4p^4 D_{3/2}^c$	3900.6	5.6		4.9	$7.4 \pm 0.6$		8.17
	$4p^4 D_{5/2}^c$	3826.8	21.6	12.1	20.8	$25 \pm 2$	15	34.5
	$4p^4 D_{7/2}^c$	3763.5	13.1	11.3	13.2	$17.3 \pm 1.4$	14	21.9
$4d^4 D_{3/2}$	$4p^4 P_{3/2}^o$	3514.4	100	100	100	$132 \pm 11$	123	166
	$4p^4 P_{5/2}^o$	3476.7	92.8	109	97.6	$123 \pm 10$	134	162
	$4p^4 S_{3/2}^c$	4358.5	< 0.1			< 0.1		
	$4p^4 P_{3/2}^c$	4209.9	~0.1			~0.2		
	$4p^4 D_{3/2}^c$	4065.1	0.63		0.7	$1.1 \pm 0.1$		1.52
	$4p^4 D_{5/2}^c$	3958.9	2.1		1.5	$3.7 \pm 0.3$		3.29
$4d^4 F_{5/2}$	$4p^4 D_{1/2}^o$	3911.6	4.3		4.0	$7.5 \pm 0.6$		8.78
	$4p^4 D_{3/2}^o$	3872.1	8.7		8.6	$15.1 \pm 1.2$		18.9
	$4p^4 D_{5/2}^o$	3799.4	9.6		10.5	$16.7 \pm 1.3$		23.0
	$4p^4 P_{1/2}^o$	3535.3	31.5		37.5	$54 \pm 4$		82.4
	$4p^4 P_{3/2}^o$	3491.2	100		100	$174 \pm 11$		216
	$4p^4 P_{5/2}^o$	3454.1	17.4		20.3	$30 \pm 2$		44.6
	$4p^4 P_{3/2}^c$	3869.6	0.21			$0.54 \pm 0.11$		
	$4p^4 D_{3/2}^c$	3746.9	0.95			$2.45 \pm 0.4$		
	$4p^4 D_{5/2}^c$	3656.1	2.89	3.5	2.0	$7.5 \pm 0.9$	13	6.2
	$4p^4 D_{3/2}^c$	3582.4	100	100	100	$258 \pm 29$	372	305
$4d^4 F_{7/2}$	$4p^4 D_{5/2}^o$	3519.9	22.4		24.6	$58 \pm 7$		75.2
	$4p^4 D_{7/2}^o$	3466.3	1.3			$3.4 \pm 1.1$		
	$4p^4 P_{3/2}^c$	3253.9	0.39			$1.0 \pm 0.2$		
	$4p^4 F_{5/2}^c$	3221.6	0.85			$2.2 \pm 0.4$		
	$4p^4 D_{5/2}^c$	3717.2	2.0		0.8	$6.0 \pm 0.9$		2.98
	$4p^4 D_{7/2}^c$	3576.6	100	100	100	$302 \pm 34$	277	361
$4d^4 F_{9/2}$	$4p^4 D_{7/2}^o$	3521.3	8.4	8.3	8.1	$25 \pm 3$	23	29.4
	$4p^4 D_{9/2}^o$	3568.5				$303 \pm 33$	339	392

Las probabilidades de transición se han puesto en escala absoluta utilizando nuestras medidas de vidas medias de los niveles superiores tabla (6). Las probabilidades de transición, obtenidas de esta manera, son alrededor de un 20% más bajas - que las calculadas por Rudko y Tang (27), debido a la discrepancia en los valores de las vidas medias que fue discutida - en el apartado (I.4.3). Los valores experimentales de Schnappauff no presentan una tendencia definida respecto de los nuestros, existiendo acuerdo en un número significativo de casos.

#### I.2.3.- Validez de la aproximación de Coulomb. Reglas de suma.

Las transiciones estudiadas en el apartado anterior son todas del tipo  $4d \longrightarrow 4p$ . Al efectuarse entre dos configuraciones bastante excitadas cabe esperar que la aproximación de Coulomb de buenos resultados en el cálculo de la parte radial de las probabilidades de transición. Un buen método para comprobarlo es aplicar las reglas de suma para las fuerzas de línea que fueron enunciadas en el apartado (I.5.3.4). Aplicando estas reglas podemos obtener las probabilidades absolutas de transición independientemente del esquema de acoplamiento considerado, por lo que solo influirá en el resultado el valor calculado de la parte radial.

Hemos calculado la parte radial de las probabilidades de transición para las transiciones  $4d \longrightarrow 4p$  utilizando la aproximación de Coulomb. El resultado obtenido ha sido 32,2 unidades atómicas. Las probabilidades absolutas de transición obtenidas mediante las reglas de suma de las fuerzas de línea y esta parte radial se muestran en la tabla (7). Como puede verse, existe un buen acuerdo, dentro del 10%, con los resultados experimentales por lo que podemos confirmar que la aproximación de Coulomb es válida para el cálculo de la parte radial de transiciones  $4d \longrightarrow 4p$ .

TABLA 7. Comparación de los resultados experimentales con los obtenidos aplicando las reglas de suma mediante el cálculo de la parte radial con la aproximación de Coulomb.

Nivel Sup.	Nivel Inf.	$\lambda(\text{Å})$	Experim. $A_{ij} \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$	Aprox. Coulomb $A_{ij} \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$
4d <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3844.7	5.2±0.4	4.6
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>7/2</sub>	3780.9	82.5±7	72.9
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3491.5	246±20	217
4d <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	4p <sup>4</sup> S <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	4394.6	0.57±0.09	0.54
	4p <sup>4</sup> S <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	4243.6	0.22±0.07	0.21
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3988.2	4.0±0.5	3.8
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3900.6	7.4±0.6	7.0
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3826.8	28±2	27.1
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>7/2</sub>	3763.5	17.3±1.4	16.4
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3514.4	132±11	125
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3476.7	123±10	116
4d <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	4p <sup>4</sup> S <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	4358.5	0.1	0.1
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	4209.9	0.2	0.2
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	4065.1	1.1±0.1	1.1
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3958.9	3.7±0.3	3.6
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>1/2</sub>	3911.6	7.5±0.6	7.4
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3872.1	15.1±1.2	14.9
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3799.4	16.7±1.3	16.5
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>1/2</sub>	3535.3	54±4	54
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3491.2	174±11	172
4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3454.1	30±2	29.8	
4d <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub>	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3869.6	0.54±0.11	0.48
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3746.9	2.45±0.4	2.17
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3656.1	7.5±0.9	6.6
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3582.4	258±29	229
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3519.9	58±7	51.3
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>7/2</sub>	3466.3	3.4±1.1	3.0
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3253.9	1.0±0.2	0.9
	4p <sup>4</sup> P <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3221.6	2.2±0.4	2.0
4d <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub>	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3717.2	6.0±0.9	5.3
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>5/2</sub>	3576.6	302±34	266
	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>7/2</sub>	3521.3	25±3	22.4
4d <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub>	4p <sup>4</sup> D <sup>*</sup> <sub>3/2</sub>	3588.5	303±33	291

**CAPITULO III**

**SECCIONES EFICACES EN EL Ar PARA LA COLISION CON ELECTRONES**

Los procesos de colisión con electrones, en general, juegan papeles importantes en el estudio de los plasmas ya sean éstos naturales o artificiales y en el de la interacción de materia y radiación. Los parámetros requeridos para determinar el balance energético y las propiedades de transporte de los electrones en la materia son las diferentes secciones eficaces para cada tipo de colisión que pueda tener lugar.

Cuando un haz de electrones libres colisiona con un átomo hay una gran variedad de procesos diferentes que pueden ocurrir. Estos procesos se pueden dividir en dos grandes grupos: colisiones en las que el electrón pierde una parte de su energía cinética excitando algún grado de libertad interno del átomo (colisiones inelásticas) y aquellas en las que no hay transferencia de energía al movimiento interno del átomo (colisiones elásticas). En realidad en una colisión elástica el electrón pierde una cierta cantidad de energía debido al momento transferido al átomo, pero como esta pérdida de energía es proporcional al cociente entre la masa del electrón y la masa del átomo podemos considerarla despreciable frente a la energía perdida en un proceso inelástico.

El estudio de las diferentes secciones eficaces implicadas en las colisiones electrón-átomo ha sido uno de los principales objetivos de la Física Atómica y Nuclear en los últimos años. Sin embargo, entre la zona de bajas energías ( $< 500$  eV en la que se han realizado la mayor parte de los trabajos de Física Atómica y las altas energías ( $> 1$  MeV) de los procesos nucleares, existe una región que podemos denominar de energías intermedias para la que hay una ausencia casi total de datos experimentales sobre las secciones eficaces de colisión. Por este motivo, hemos dedicado una serie de experimentos a la medida de secciones eficaces de los procesos predominantes en la colisión electrón-átomo para energías comprendidas en el rango de los kiloelectronvoltios. Además, los modelos teóricos empleados en el cálculo de secciones eficaces adquieren una extremada dificultad al aplicarlos a átomos complejos, por lo que es frecuente el empleo de aproximaciones basadas en la alta energía del proyectil frente a la energía

transferida al átomo (aproximación de Born, Bethe,...) cuyo -  
rango de validez podrá ser evaluado mediante la comparación -  
con los resultados experimentales.

### III.1.- SECCIONES EFICACES DE IONIZACION.

Los únicos procesos de colisión de electrones con gases nobles que han sido estudiados desde el umbral hasta energías suficientemente altas (20 KeV) han sido los procesos de ionización. En 1965 Schram y col (54) efectuaron medidas de la - sección eficaz total de ionización para todos los gases nobles y para las moléculas diatómicas  $H_2$ ,  $D_2$ ,  $N_2$  y  $O_2$  en el rango de - energías de 0,6 a 20 KeV. Por otro lado, en el mismo año D. Rapp y P. Egländer-Golden (55) publicaron valores experimentales de la sección eficaz de ionización para He, Ne, Ar, Kr, Xe,  $H_2$ ,  $D_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ , CO, NO,  $CO_2$ ,  $N_2O$  y  $CH_4$  para energías desde el umbral hasta 1 KeV. Estos dos trabajos experimentales fueron llevados a cabo tras un meticuloso análisis de todas - las fuentes de error que pueden influir en este tipo de experimentos y que habían motivado una discrepancia del 60% entre los valores de las secciones eficaces de ionización publicadas anteriormente (Smith (56), Sommermeyer y Dresel (57)).

La medida de secciones eficaces en las colisiones electrón-Argón para el rango de energías de los Kilo-electrovoltios presenta una serie de dificultades técnicas que son comunes a los diferentes montajes experimentales requeridos por el proceso que se desee estudiar, como pueden ser: el manejo de altas tensiones para los electrodos aceleradores y colimadores, la medida precisa de presiones absolutas aún por debajo de 1 mTorr, los efectos de carga de espacio y repulsión en el seno del haz electrónico, etc... Con el fin de resolver estas dificultades hemos iniciado el estudio de secciones eficaces en el Argon con la medida de las secciones eficaces de ionización en el rango de 2 a 6 KeV. Los resultados se compararán con - los existentes en la bibliografía y gran parte de las técnicas descritas en esta sección serán aplicadas posteriormente en la medida de otras secciones eficaces para las que no existen - datos experimentales anteriores.

### III.1.1.- Método y dispositivo experimental

Los métodos empleados por los diferentes autores para la medida de secciones eficaces de ionización se pueden dividir en dos grandes grupos: los métodos basados en la detección en coincidencias de cada proceso individual que pueda ocurrir en el seno del gas y aquellos que se basan en la medida de la corriente de iones producida por el haz primario de electrones. En nuestro experimento hemos escogido este segundo método.

Cuando un haz de electrones, con energía suficiente para producir ionizaciones y excitaciones, atraviesa un gas atómico o molecular, la sección eficaz total de colisión ( $\sigma_t$ ) puede expresarse de la siguiente manera:

$$\sigma_t = \sigma_o + \sum_e \sigma_e + \int_0^{\epsilon_{\text{máx}}} \sigma_\epsilon d\epsilon \quad (\text{III. 1})$$

donde  $\sigma_e$  es la sección eficaz para la excitación del nivel  $e$  y  $\sigma_\epsilon d\epsilon$  es la sección eficaz para la ionización en la que un electrón es expulsado con una energía comprendida entre  $\epsilon$  y  $\epsilon+d\epsilon$ .

Si el haz de electrones de energía  $E$  atraviesa una pequeña distancia  $\delta l$  a través del gas, la probabilidad de que un electrón sufra una colisión ionizante será:  $N\sigma_1 \delta l$ , donde  $N$  es el número de átomos por  $\text{cm}^3$  presentes en el gas y  $\sigma_1$  es la sección eficaz total de ionización que vendrá dada por:

$$\sigma_1 = \int_0^{\epsilon_{\text{máx}}} \sigma_\epsilon d\epsilon \quad (\text{III.2})$$

El conjunto de ionizaciones dará lugar a una corriente positiva de iones  $I_+$ . El cociente entre esta corriente positiva y la del haz incidente ( $I_e$ ), vendrá dado por:

$$\frac{I_+}{I_e} = N\sigma_1 \delta l \quad (\text{III.3})$$

siempre que en cada ionización se expulse un único electrón atómico. Por tanto,  $\sigma_1$  puede determinarse directamente mediante un dispositivo experimental en el que se midan simultáneamente  $I_+$  e  $I_e$ , conociendo además la longitud de la zona en la que los

iones son extraídos (1) y la densidad de gas. La densidad del gas presente en la región de colisión puede relacionarse fácilmente con su presión (p) y temperatura absoluta (T) si suponemos que se comporta como un gas ideal, lo cual es válido para las bajas presiones que estamos considerando. Por lo tanto, - la sección eficaz total de ionización puede obtenerse de la siguiente expresión:

$$\sigma_1 = \frac{I_+}{I_e 1N} = \frac{I_+}{I_e \cdot 1.p.3,535 \times 10^{16}} \frac{T}{273} \quad (\text{III.4})$$

donde p viene expresada en torr y T en °K.

Si los electrones incidentes tienen suficiente energía - como para poder arrancar más de un electrón atómico en cada colisión, la expresión (III.3) se transforma en:

$$\frac{I_+}{I_e} = N \delta 1 (\sigma_1^{(1)} + 2\sigma_1^{(2)} + \dots) \quad (\text{III.5})$$

donde  $\sigma_1^{(1)}$ ,  $\sigma_1^{(2)}$ , ... son las respectivas secciones eficaces de ionización simple, doble, etc... A la suma  $\sigma_1^{(1)} + 2\sigma_1^{(2)} + \dots$  se le denomina sección eficaz total aparente de ionización y es la que realmente se obtiene con la expresión (III.4) mediante la medida de las corrientes de iones y electrones. No obstante, a partir de la sección eficaz aparente pueden obtenerse las secciones eficaces correspondientes a cada grado de ionización si se determina el valor de los cocientes  $\sigma_1^{(2)}/\sigma_1^{(1)}$ ,  $\sigma_1^{(3)}/\sigma_1^{(1)}$  mediante un análisis de la relación carga-masa en la corriente de iones recogidos en el colector.

El dispositivo experimental empleado en este trabajo para la medida de la sección eficaz total aparente de ionización se muestra en la figura (46). En él pueden distinguirse las siguientes partes:

1) Cañón de electrones.

El cátodo está constituido por un filamento de tungsteno instalado sobre una placa metálica de 11 cm de diámetro y aislada

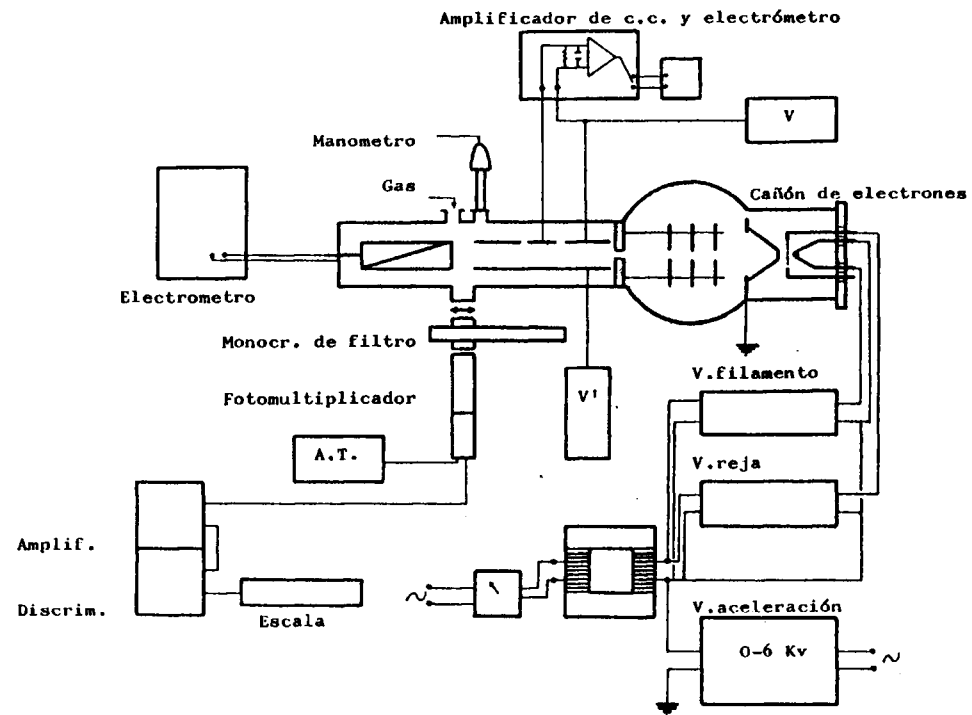


FIG.46 Dispositivo experimental para la medida de secciones eficaces de ionización

da eléctricamente del resto de los elementos del sistema. La placa y el cátodo están polarizados negativamente a una tensión ( $-V_a$ ) proporcionada por una fuente variable de alta tensión (0-6KV). La corriente de caldeo del filamento está suministrada por una fuente variable positiva de 0-5V cuya tensión de referencia está apoyada sobre la alta tensión (ver figura 46). El primer electrodo extractor es una rejilla situada a 1 mm. de distancia del filamento, y está polarizada por una fuente positiva apoyada sobre la alta tensión negativa. Con esta disposición, la rejilla siempre permanece unos 10V más positiva que el filamento consiguiéndose la extracción de los electrones producidos por éste. A continuación, a 5 mm. de la rejilla, se encuentra una lente cónica conectada a tierra cuya misión es colimar y acelerar a los electrones formando el haz primario con una energía igual a  $eV_a$ . Finalmente una lente electrostática Eínzel de tres elementos enfoca al haz hacia la entrada de la región de colisión. La lente está constituida por tres anillos iguales de 2 cm. de diámetro interior y 1 mm. de espesor. Conectando a tierra los anillos exteriores y polarizando el central a una tensión  $V_2$  alrededor de  $0,5 \cdot V_a$ , se consiguió una distancia focal de 15 cm. Las características de estas lentes en función de las tensiones aplicadas se encuentra tabuladas en la referencia (58). La tensión de polarización de la lente se ha conseguido, mediante un divisor de tensión, a partir de la tensión de aceleración. De esta manera, las posibles fluctuaciones en la tensión de referencia son seguidas simultáneamente por todos los elementos del cañón de electrones. El cañón entero se encuentra encerrado en una cámara cilíndrica de acero inoxidable en la que se mantiene un vacío de  $10^{-6}$  Torr mediante una bomba rotatoria y una difusora de aceite.

#### ii) Cámara de colisión.

La zona de colisión está separada del cañón de electrones mediante una impedancia de vacío constituida por un cilindro de aluminio en el que se ha practicado un orificio longitudinal en el centro, por el que pasa el haz de electrones. El orificio central es de 2 mm. de diámetro y la longitud del cilindro de 2 cm. Esta impedancia permite alcanzar presiones de hasta

30 mTorr en la zona de colisión, manteniéndose un vacío de  $10^{-6}$  Torr en el cañón de electrones.

Dentro de la cámara de colisión se encuentran las placas colectoras para la corriente positiva de iones. Estas placas están formadas por dos discos paralelos de 3 cm. y separados por una distancia de 1 cm. entre ellos pasa el haz de electrones. Cada placa está polarizada por una fuente variable con el fin de crear un campo uniforme que arrastre a los iones formados hacia una de las placas. En la placa colectora se ha dispuesto un anillo de guarda para evitar las irregularidades del campo en los bordes de manera que únicamente se mide la corriente de iones recogidos por la zona central del disco con un diámetro de 8 mm.

A continuación, siguiendo la trayectoria del haz de electrones, se encuentra una ventana de cuarzo de 1 cm. de diámetro que nos permite recoger la luz emitida por la desexcitación de los átomos de Argón.

Finalmente, el colector de la corriente de electrones está constituido por una caja de Faraday de 1 cm. de diámetro y 5 cm. de longitud. Con el fin de reducir al máximo el número de electrones del haz primario que puedan escapar del colector así como el número de electrones secundarios producidos en éste, la caja de Faraday lleva interiormente una lámina atravesada en diagonal y toda ella se encuentra recubierta de una capa de grafito.

111) Aparatos de medida.

La corriente de electrones se ha medido con un electrómetro Keithley modelo 610c de alta sensibilidad, capaz de medir corrientes de hasta  $10^{-11}$  A. Para la medida de la corriente positiva de iones se ha empleado un amplificador de corriente continua y electrómetro Griffin L91-400 alimentado mediante baterías con el fin de poder medir corrientes débiles sobre tensiones relativamente altas.

Para medir la luz emitida por los átomos en la zona de colisión se ha empleado un monocromador de filtro con una resolución de 50 Å y un fotomultiplicador 150 AVP. El recuento de los impulsos del fotomultiplicador, una vez discriminados y amplificados se ha efectuado con una escala digital.

La presión del gas encerrado en la región de colisión se ha medido con un monómetro de termopar Leybold-Heraeus del tipo Combitron CM30.

### III.1.2.- Medidas previas.

#### III.1.2.1.- Medida de presiones absolutas.

La respuesta de los monómetros de termopar depende de la naturaleza del gas cuya presión desea medirse. Por este motivo se ha efectuado una calibración del manómetro Combitron comparando su lectura con la de un manómetro absoluto de mercurio de tipo Kammerer tal como se indicó en el apartado I.2.1. Sin embargo, en la medida de secciones eficaces de valor absoluto de la presión influye directamente en el resultado final, por lo que la imprecisión en la medida de las presiones puede originar grandes errores en el valor de la sección eficaz. Por este motivo se ha prestado una atención especial a la calibración de los manómetros y en particular para las presiones bajas donde el manómetro Kammerer es más impreciso. Por un lado, la línea de vacío, descrita en el apartado I.2.1. para calibración de manómetros, se ha reestructurado de manera que el manómetro Combitron y el Kammerer ocupen posiciones simétricas con respecto a los puntos de entrada de gas y de absorción de la bomba. Las medidas se han repetido un gran número de veces procurando que el gas permaneciese en situación casi estacionaria para que el gradiente de presiones fuera prácticamente nulo a lo largo de la línea de vacío. Por otro lado, una manera de comprobar la precisión de la calibración obtenida es representar gráficamente la luz recogida en la entrada de la región de colisión en función de la presión. En ausencia de transiciones resonantes, que puedan provocar autoabsorción de la luz, la intensidad luminosa en este punto debe de ser pro-

porcional a la presión. Mediante el monocromador de filtro hemos seleccionado una región espectral centrada en  $4370 \text{ \AA}$  de forma que toda la luz recogida provenga de transiciones en el ion y por lo tanto pueda considerarse despreciable la autoabsorción de la radiación. En la figura (47) se muestra una representación gráfica de la luz/presión frente a la presión obtenida de esta manera. Como puede verse la proporcionalidad es excelente a partir de 10 mTorr por lo que los valores de la presión por debajo de este punto se han extrapolado de manera que se ajusten a la línea recta determinada por las presiones altas.

La calibración corregida del manómetro Combitrón para medir presiones en el Argon se muestra en la figura (48).

#### III.1.2.2.- Medida de presiones por debajo de 1 mTorr.

Otra posible fuente de error en la medida de secciones eficaces de ionización es la aparición de fenómenos secundarios. En efecto, los electrones liberados en las ionizaciones salen con energías que pueden ser mucho menores que las de los electrones incidentes por lo que tendrán una gran probabilidad de producir una nueva ionización dentro de la zona de recolección de iones. Este efecto puede reducirse notablemente si el gas se mantiene a presiones muy bajas, en el rango de  $10^{-4}$  -  $10^{-3}$  Torr. Por otra parte, como la intensidad de corriente de los electrones primarios se mide después de que éstos hayan atravesado la región de colisión, es necesario que la presión del gas sea lo suficientemente baja para considerar despreciable la atenuación en el haz primario. Como la escala del manómetro no tiene suficiente sensibilidad para medir presiones en este rango, se ha empleado un método que consiste en correlacionar las lecturas del manómetro con las de la intensidad de luz para obtener una expresión empírica entre la luz (L), la presión (p). A partir de esta expresión se podrán obtener los valores de p en cualquier rango conociendo la intensidad luminosa emitida por los átomos en su desexcitación.

Como se muestra en la figura (46), en el dispositivo experimental empleado la ventana de observación se encuentra a -

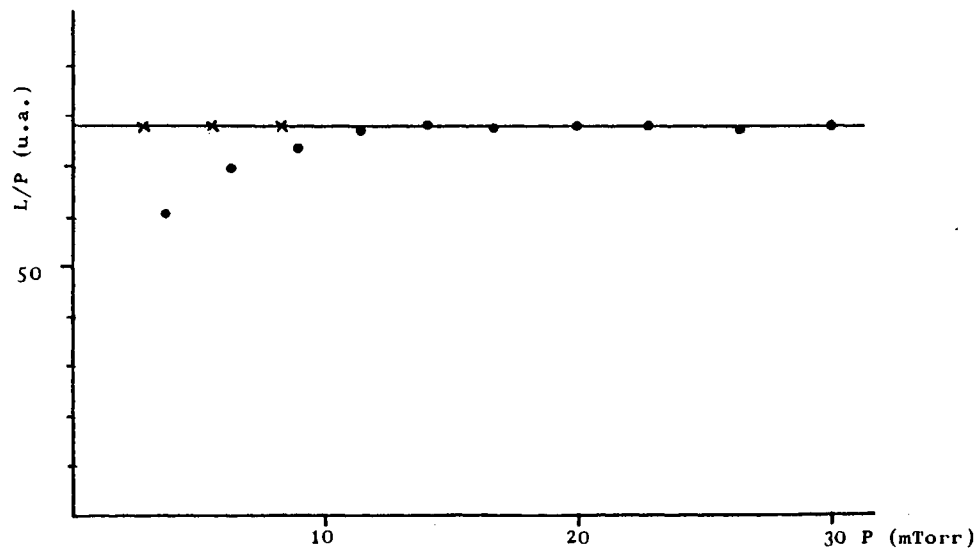


FIG.47 Corrección de la presión calibrada mediante la medida de la intensidad luminosa. (●)Puntos experimentales. (x)Valores extrapolados

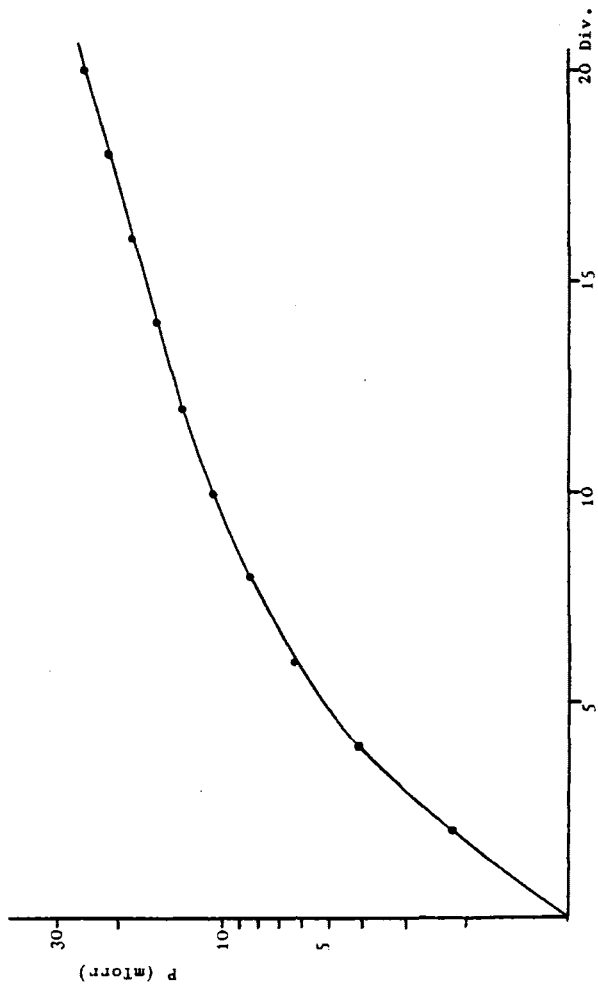


FIG.48 Calibración del manómetro Combitoron CM-30 para el Argon

una distancia  $d = 13$  cm. del comienzo de la cámara de colisión por lo que el cociente  $L/p$  debe seguir una ley exponencial frente a  $p$  debido a la atenuación que sufre el haz antes de alcanzar la ventana:

$$L/p = (L/p)_0 e^{-\alpha p} \quad (\text{III.6})$$

Como ejemplo hemos representado en la figura (49) los valores de la  $(L)$  y la  $(L/p)$  en función de  $p$  para una determinada medida de 2000 eV y una corriente electrónica de  $10^{-6}$  A. A partir de la exponencial obtenida experimentalmente, de la ecuación (III.6) podemos obtener una expresión empírica que relacione  $L$  con  $p$ . En el ejemplo que estamos considerando se obtiene:

$$L = 164.p.e^{-0,025p} \quad (\text{III.7})$$

donde  $p$  se expresa en mTorr. Con la relación (III.7) pueden obtenerse valores precisos de la presión en el rango de  $10^{-5}$  a  $10^{-3}$  Torr a partir del valor de la intensidad luminosa.

### III.1.2.3.- Corriente de saturación de iones.

En la figura (50) se muestra un detalle de la disposición de las placas colectoras de iones:

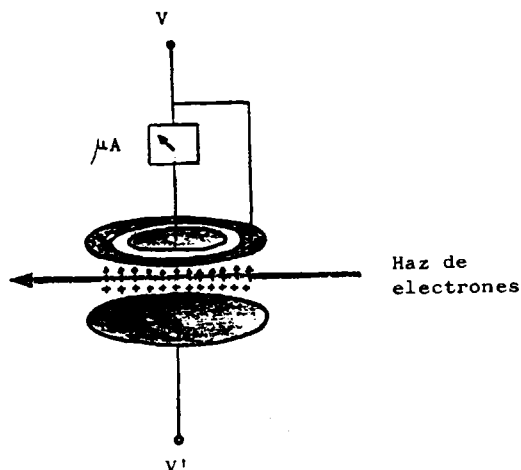


Fig. 50 Placas colectoras de iones

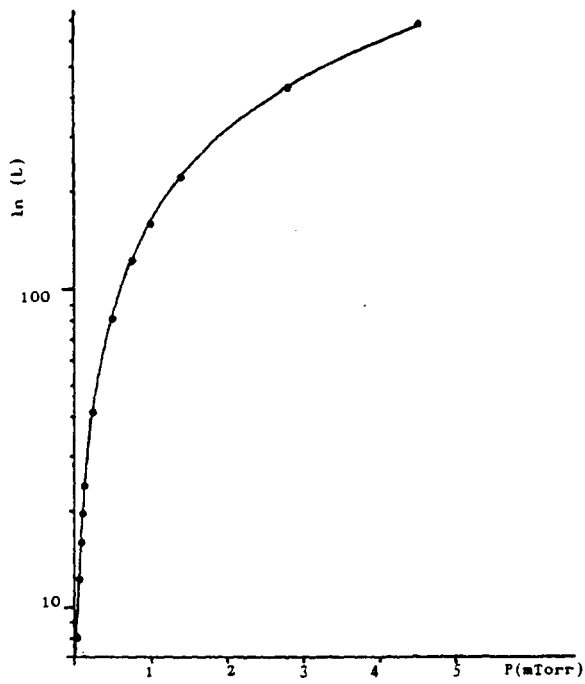
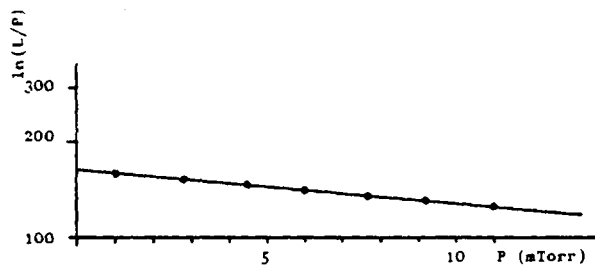


FIG.49 Medida de bajas presiones(<1mTorr). Relación entre la intensidad luminosa y la presión.

En el desarrollo del experimento se han probado las diferentes combinaciones entre los valores de los potenciales  $V$  y  $V'$  para conseguir alcanzar la corriente de saturación  $I_+$ . Este valor de la corriente iónica corresponde a la situación en la que se recogen todos los iones formados a lo largo de una longitud  $l$  igual a la longitud de la placa colectora y sólo éstos.

En la figura (51) pueden verse algunas de las curvas obtenidas para la intensidad iónica en función de la diferencia de potencial entre las placas ( $V'-V$ ). La intensidad de corriente del haz primario de electrones ha sido en este caso de  $0,5 \times 10^{-6} A$ . Polarizando  $V$  negativamente, cuando  $V'-V$  es negativo el campo creado tiende a alejar a los iones de la placa colectora por lo que la corriente iónica es nula. Sin embargo, en estas condiciones se recoge una intensidad de corriente negativa ( $i_e$ ) - originada por los electrones dispersados, tras las colisiones, en ángulos tales que alcanzan la placa colectora. Para valores positivos de  $V'-V$  la corriente iónica aumenta rápidamente pasando por un valor máximo. En esta situación el campo no es lo suficientemente uniforme en la zona de recolección por lo que se recogen iones formados fuera de esta región. Haciendo más intenso el campo entre las placas, los iones que provienen de regiones externas son recogidos por el anillo de guarda y la corriente positiva se estabiliza en un valor  $i_+$  que permanece constante al aumentar  $V'-V$ . Por lo tanto la corriente de saturación será  $I^+ = i_+ + i_e$ . Como puede verse en la figura (51) (línea de trazos) para valores de  $V$  menos negativos se necesita un campo más intenso para alcanzar la saturación por lo que las medidas se han realizado con  $V_2 = 20v$ .

#### III.1.2.4.- Proporcionalidad entre la corriente de iones y la presión.

De la ecuación (III.4) se deduce que la corriente de iones debe de ser proporcional a la presión y a la corriente de electrones. Para una corriente de electrones fija se puede comparar la influencia de los errores sistemáticos mencionados anteriormente haciendo una representación gráfica de la corriente de iones en función de la presión, la relación deberá

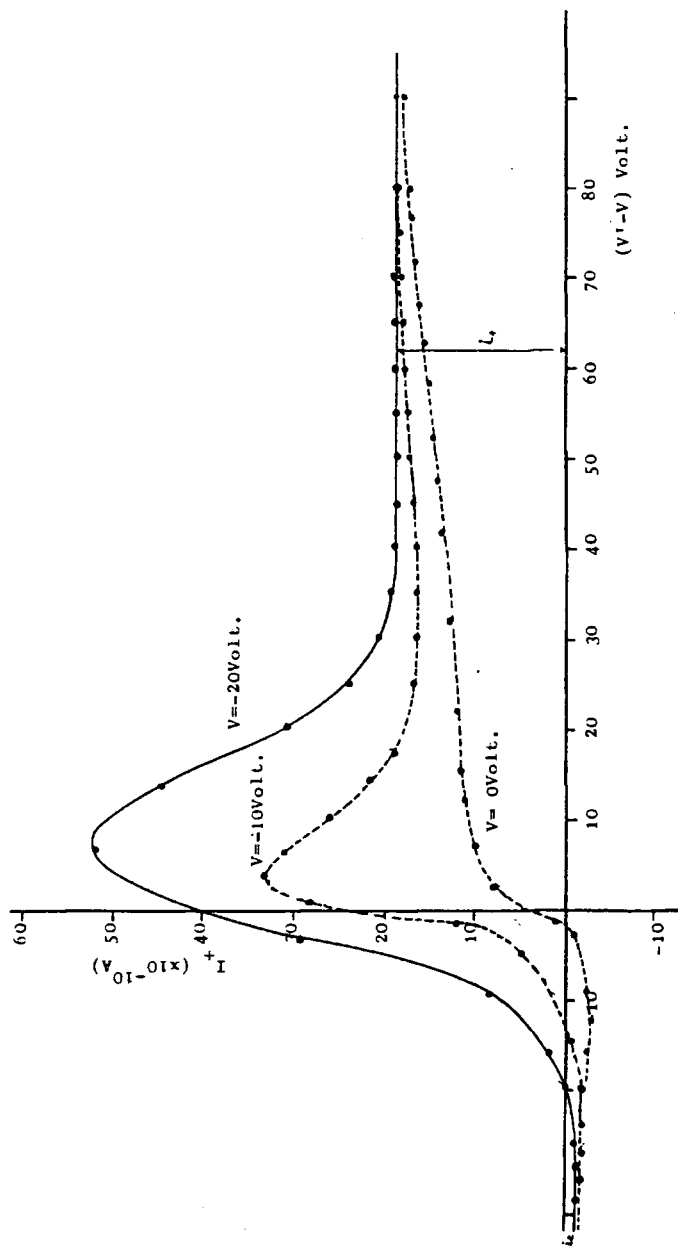


FIG.51 Corriente de saturación de iones

de ser perfectamente lineal. En la figura (52) puede verse - una de estas gráficas. Los puntos obtenidos se ajustan a una línea recta hasta valores de la presión entorno a 2 mTorr. Por encima de este valor la atenuación de la corriente de electrones empieza a ser notable por lo que corriente de iones disminuye apreciablemente. Las medidas de las secciones eficaces de ionización se han llevado a cabo en un rango de presiones - para el que se verifica la proporcionalidad con la corriente - de iones.

### III.1.3.- Resultados y discusión

El valor de la sección eficaz de ionización se ha obtenido a partir de la pendiente de una gráfica como la de la figura (52) para un determinado valor de la corriente de electrones.

Los resultados obtenidos para energías de los electrones comprendidas entre 2 y 6 KeV se muestran en la tabla (8). Los errores estadísticos (8%) junto con la imprecisión en la determinación de la presión (5%) y la precisión en la medida de las corrientes no proporcionan un error total del 10%.

Nuestros resultados están de acuerdo, dentro de los errores experimentales, con los obtenidos por Schram et al (54)

<u>E (eV)</u>	<u>Este trabajo (<math>\times 10^{-16} \text{cm}^2</math>)</u>	<u>Schram et al (<math>\times 10^{-16} \text{cm}^2</math>)</u>
2000	0,53	0,495
2500	0,45	0,420
3000	0,39	0,362
3500	0,34	0,320
4000	0,30	0,284
4500	0,27	0,258
5000	0,25	0,240
6000	0,22	0,207

(\*) Tabla 8. Secciones eficaces de ionización en el Ar.

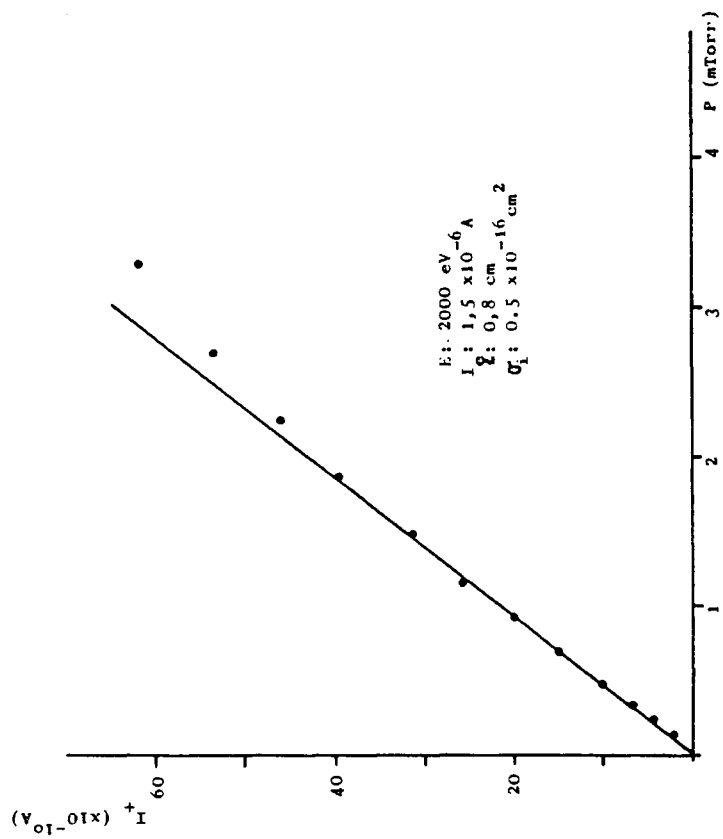


FIG.52 Corriente de iones en función de la presión

### III.1.4.- Comparación con la teoría

A partir de los cálculos de Bethe (59) basados en la aproximación de Born, Miller y Platzman (60) demostraron que la sección eficaz de ionización de átomo para la colisión con electrones de alta energía puede expresarse de la siguiente manera:

$$\sigma_1 = \frac{4\pi a_0^2 R}{E} M_1^2 \ln(c_1 E) \quad (\text{III.8})$$

donde  $\sigma_1$  es la sección eficaz de ionización en  $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ,  $a_0$  es el radio de Bohr,  $R$  la energía de un Rydberg,  $E$  es la energía de los electrones incidentes y  $C_1$  una constante.

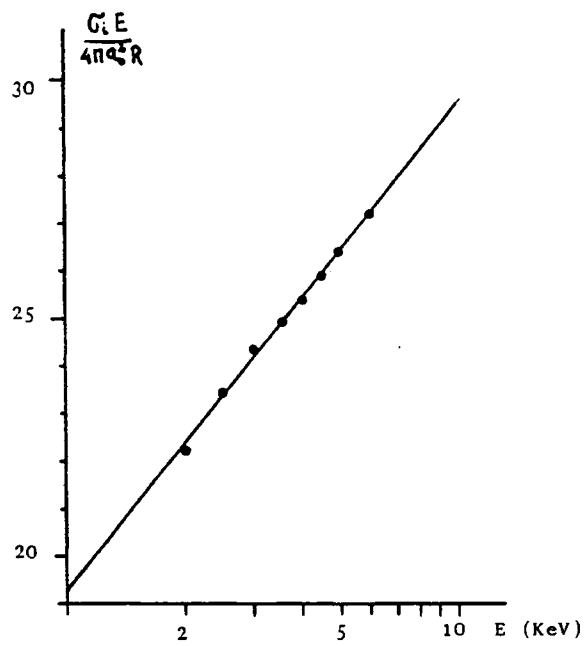
En el caso de excitaciones a niveles discretos  $M_1^2$  representa el cuadrado del elemento de matriz del operador dipolar eléctrico dividido por  $a_0$ , lo cual es equivalente a  $f_n / (E_n/R)$  donde  $f_n$  es la fuerza de oscilador correspondiente a la transición y  $E_n$  es la energía del nivel. Cuando se trata de ionizaciones en un átomo esta cantidad deberá de ser integrada sobre todos los niveles de continuo obteniéndose:

$$M_1^2 = \int_{\text{V.I.}}^{\infty} \frac{df}{d\varepsilon} \frac{R}{\varepsilon} d\varepsilon \quad (\text{III.9})$$

Para comparar nuestros resultados experimentales con las previsiones teóricas de la ecuación (III.8), podemos representar gráficamente  $\frac{\sigma_1 E}{4\pi a_0^2 R}$  frente a  $\ln E$ . Según la aproximación

de Born-Bothe la gráfica deberá de ser una línea recta de pendiente  $M_1^2$  y ordenada en el origen  $M_1^2 \ln C_1$ . La gráfica obtenida se muestra en la figura (53). Los puntos experimentales se encuentran en la línea recta de cuyo ajuste por mínimos cuadrados hemos deducido los valores de  $M_1^2 = 4,39$  y  $C_1 = 0,05 \text{ eV}^{-1}$ . Estos valores de  $M_1^2$  y  $C_1$  están en concordancia con los obtenidos por Schram y col. (54) así como con los obtenidos por Hooper (61) a partir de sus experimentos de ionización en el Argon con protones.

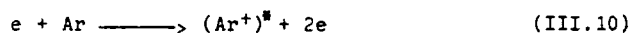
FIG.53 Variación de la sección eficaz de ionización con la energía.



En resumen, la teoría de Born-Bethe resulta ser una buena aproximación para el cálculo de secciones eficaces de ionización en el rango de energías considerando (2-6 KeV)

### III.2.- SECCIONES EFICACES DE EXCITACION DE NIVELES DE ArII POR COLISION CON ELECTRONES.

En este apartado estudiaremos las secciones eficaces para la producción de reacciones de tipo:



El interés por este tipo de procesos se despertó con los primeros trabajos de Bennett (62,63), publicados en 1962 y 1964, que predecían una excitación preferente de los niveles  $3p^4 4p$  frente a los  $3p^4 4s$ . Este hecho, unido a la relación de vidas medias, aparecía como uno de los factores condicionantes en la inversión de población en plasmas de Argon. En 1966 Bennett y col. (64) efectuaron medidas directas de la sección eficaz de excitación hasta 110 eV para algunos niveles perteneciente a la configuración  $4p$  del ArII, con el propósito de cuantificar la contribución de la excitación selectiva en la mencionada inversión de población. Hammer y Wen (65) en 1967 volvieron a medir la sección eficaz de algunos de estos niveles obteniendo resultados en total desacuerdo con los de Bennett, aunque su elevado margen de error (factor 2) no permitió extraer conclusiones. Las medidas posteriores de Latimer y St. John (66) en 1970 y las de Clout y Heddle (67) en 1971 muestran una mejor concordancia entre ellas, dentro del error admitido en este tipo de medidas que se sitúa entorno al 30%. Dada la importancia de estos procesos en el estudio de los plasmas de Argon y la ausencia de datos experimentales por encima de 200 eV, hemos medido las secciones eficaces aparentes de excitación de los niveles  $4p^2 P^0 1/2$ ,  $4p^2 P^0 3/2$ ,  $4p^1 2F^0 7/2$ ,  $4p^1 2P^0 3/2$  y  $4p^4 P^0 5/2$  en el rango de energías de 0,3 a 6 KeV.

### III.2.1.- Método y dispositivo experimental

El método utilizado está basado en la medida de la intensidad lumínica emitida por los átomos en su desexcitación, después de haber sido atravesado el gas por un haz de electrones de energía bien determinada.

Sea  $n_j$  el número de átomos por  $\text{cm}^3$  que han sido excitados por el haz hasta el nivel  $j$ . En condiciones de corriente electrónica y presión del gas suficientemente bajas como para poder desprestigiar los efectos de colisión de electrones con átomos excitados y la transferencia de excitación de un átomo a otro podemos escribir:

$$\frac{dn_j}{dt} = -A_j n_j + N\sigma_j v n_e + \sum A_{ij} n_i \quad (\text{III.11})$$

donde  $A_{ij}$  es la probabilidad de transición del nivel  $i$  al  $j$ ,  $A_j$  es igual a la suma de las probabilidades de transición desde el nivel  $j$  a todos los inferiores  $k$  ( $A_j = \sum_{k < j} A_{jk}$ ),  $\sigma_j$  es la sección eficaz de excitación del nivel  $j$ ,  $v$  es la velocidad de los electrones y  $n_e, N$  son respectivamente el número de electrones y átomos por  $\text{cm}^3$ . En el equilibrio tenemos:

$$n_j = (N\sigma_j v n_e + \sum A_{ij} n_i) / A_j \quad (\text{III.12})$$

El número total de fotones emitidos, por unidad de tiempo y por unidad de longitud del haz electrónico, correspondientes a la transición  $j \rightarrow k$  es:

$$I_{jk} = A_{jk} n_j S \quad (\text{III.13})$$

donde  $S$  es el área de la sección del haz. Sustituyendo en (III.12) tenemos:

$$I_{jk} = \frac{A_{jk}}{A_j} (N\sigma_j \frac{i}{e} + \sum_i I_{ij}) \quad (\text{III.14})$$

donde  $i = v S n_e$  es la corriente del haz electrónico. Como se -

ha puesto de manifiesto en el capítulo II, el valor de  $A_{jk}/A_j$  coincide con  $I_{jk}/I_j$ .

De la ecuación (III.14) se deduce que, al menos en teoría, de la medida absoluta de la intensidad correspondiente a una línea con origen en el nivel  $j$  y de las intensidades de todas las transiciones que se efectúan a este nivel desde otros superiores, se puede obtener la sección eficaz de excitación  $\sigma_j$ . En la práctica de medida de intensidades absolutas representa una verdadera dificultad pues requiere el conocimiento preciso de la geometría de la zona útil de la cámara de colisión así como la eficiencia absoluta del detector. Por este motivo, lo que normalmente se mide es la variación con la energía de la intensidad relativa de las líneas espectrales seleccionadas. Combinando esta magnitud con las correspondientes razones de ramificación, previamente medidas o bien calculadas, se puede obtener la llamada función de excitación óptica del nivel, cuya variación en la energía será la misma que la de la sección eficaz  $\sigma_j$ . Si se descuenta la contribución de cascadas radiativas. Una vez obtenida la variación de la sección eficaz con la energía, se pueden obtener sus valores absolutos por comparación con secciones eficaces de excitación en átomos sencillos que sean perfectamente conocidas. Con el fin de obtener un patrón para la calibración en la medida de secciones eficaces, B. Van Zyl y col. (68) han realizado medidas muy precisas de las secciones eficaces de excitación de las líneas  $3^1S \rightarrow 2^1P$ ,  $4^1S \rightarrow 2^1P$ ,  $5^1S \rightarrow 2^1P$  y  $6^1S \rightarrow 2^1P$  del Helio. De estas transiciones hemos escogido las de longitud de onda  $4437 \text{ \AA}$  y  $4168 \text{ \AA}$  para la calibración de nuestro dispositivo experimental.

El dispositivo experimental empleado en la medida de funciones de excitación óptica se muestra en la figura (54). En el se pueden distinguir las siguientes partes:

1) Cañón de electrones.

El cañón de electrones utilizado en este experimento ha sido el mismo que se empleó en la medida de secciones eficaces

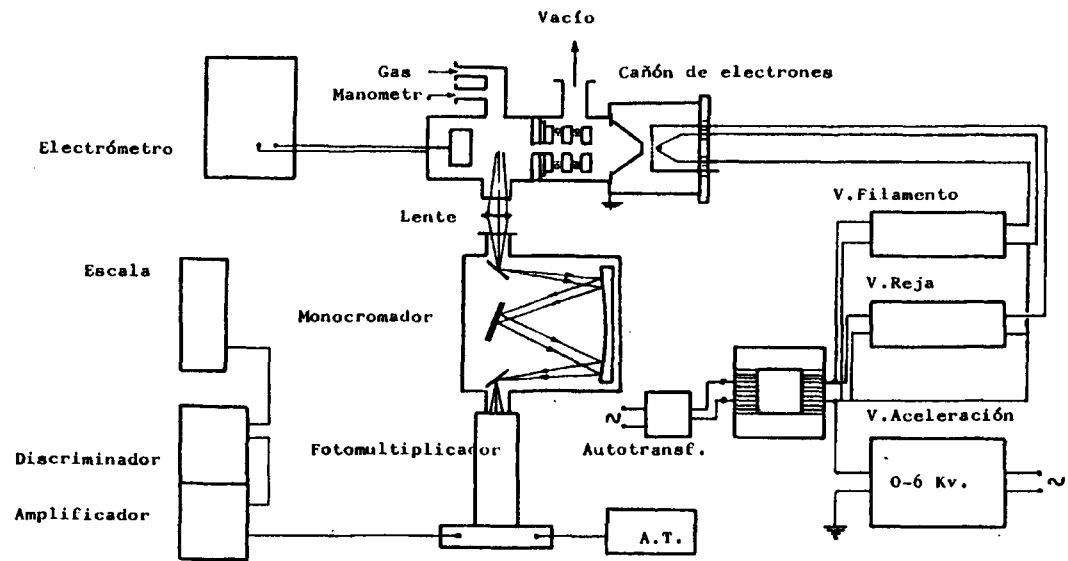


FIG.54 Dispositivo experimental para la medida de funciones de excitación.

de ionización y cuya descripción se ha realizado en el apartado III.1.1.1. Únicamente se ha sustituido la lente electrostática - por otra de distancia focal más corta dado que en este caso la longitud de la región de colisión ha sido menor. Esta lente - está constituida por tres anillos de cobre de 3 mm. de diámetro interior y 3 mm. de espesor, consiguiéndose una distancia focal de  $\sim 5$  cm. aplicando una diferencia de potencial entre los - anillos laterales y el central de 0,4 veces la tensión aceleradora. En estas condiciones se ha conseguido un haz electrónico de  $\sim 2$  mm. de diámetro y se ha operado típicamente con corrientes comprendidas entre 5 y  $10 \times 10^{-6}$  Amperios.

La polarización de los electrodos se ha efectuado de la misma manera que el dispositivo de medida de secciones eficaces de ionización, aunque se ha mejorado la estabilidad de la fuente que proporciona la tensión de aceleración mediante una serie de 30 diodos zener de 200V cada uno. De esta manera se pueden seleccionar tensiones entre 0 y 6 kv en intervalos de 200 V y con una estabilidad del 0,05%.

Mediante una bomba rotatoria y una difusora de aceite se ha mantenido la presión en el cañón de electrones por debajo de  $10^{-6}$  Torr.

#### ii) Zona de colisión.

La región de colisión se encuentra separada del cañón de electrones mediante una impedancia de vacío de 3 mm. de diámetro interior y 3 cm. de longitud. La zona en la que el haz de electrones puede interaccionar con los átomos del gas se encuentra delimitada por el extremo de la impedancia de vacío y el colector de corriente (caja de Faraday) y tiene una longitud de 4 cm. La observación de la luz emitida por la desexcitación de los átomos de Argon se ha realizado a través de una ventana de cuarzo de 2 cm. de diámetro situada en dirección perpendicular al haz electrónico.

### iii) Aparatos de medida.

La luz recogida en la cámara de colisión es enfocada por una lente de cuarzo, de 5 cm. de distancia focal, sobre la rendija de entrada de un monocromador Jarrell-As<sub>2</sub> 82-410 similar al descrito en el apartado I.1.2. Las longitudes de onda de las líneas seleccionadas están comprendidas entre 4200 y 4800 Å por lo que se ha utilizado la red de ultravioleta-Visible consiguiéndose una resolución de 3 Å con rendijas de 150 µm. La luz correspondiente a una determinada transición ha sido detectada por un fotomultiplicador 56 Uvp funcionando en régimen de recuento de fotones individuales. El recuento de los impulsos del fotomultiplicador, una vez discriminados y amplificados se ha efectuado con una escala digital.

La intensidad de la corriente del haz electrónico se ha medido con un electrómetro Keithley 610 C.

El manómetro empleado ha sido un Leibold-Heraeus modelo Combifron CM30 provisto de dos captadores de termopar para la medida de la presión del gas y un captador Penning para la medida de la presión residual.

#### III.2.2.- Calibraciones y medidas previas

El método de calibración de los manómetros se ha descrito en el apartado III.1.2.1 y el resultado obtenido para el Argon puede verse en la figura (48).

Tal como se indicó en el capítulo anterior, para poder comparar intensidades de líneas con diferente longitud de onda es necesario conocer la eficiencia espectral del sistema óptico. Siguiendo el método descrito en el apartado II.1.4 se ha calibrado la eficiencia espectral del monocromador y fotomultiplicador en el rango de 3300-4800 Å. La curva de eficiencia relativa se muestra en la figura (55).

Con el fin de determinar el rango de presiones en el que los efectos de transferencia de excitación colisional y atenua

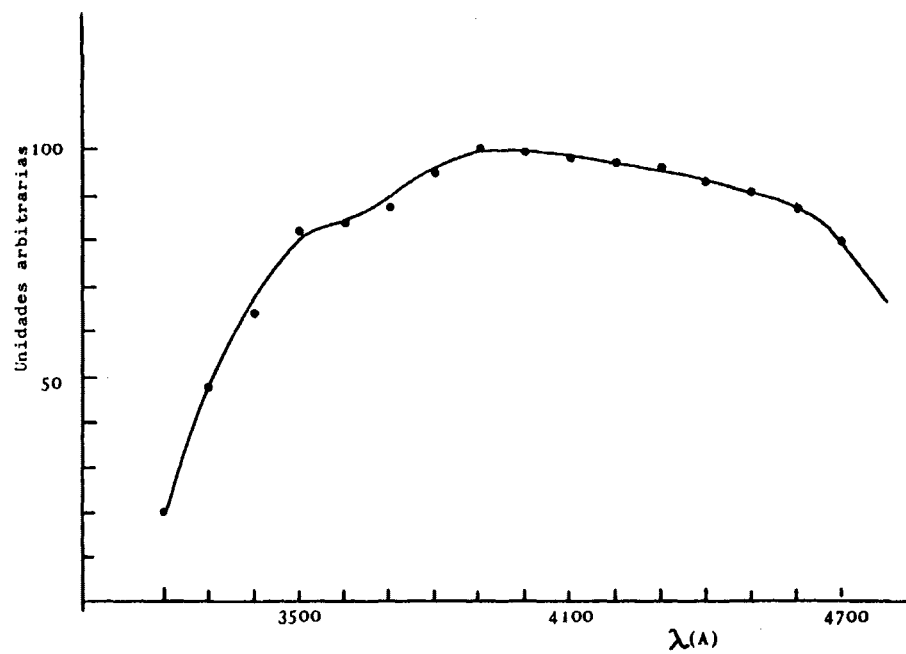


Fig. 55. Eficiencia espectral del sistema de medida de secciones eficaces de excitación

ción del haz electrónico pueden ser despreciados frente al resto de los errores experimentales, se ha estudiado la variación de la intensidad luminosa de cada línea de interés frente a la presión del gas. Se ha encontrado una buena proporcionalidad entre estas magnitudes en el rango de 2-20 mTorr, por lo que - las medidas se han realizado a presiones entorno a los 15 mTorr. En la figura (56) se muestra una de las curvas obtenidas de la variación de la intensidad luminosa en función de la presión - para la línea 4657 Å del Ar II.

### III.2.3.- Resultados experimentales

#### III.2.3.1.- Funciones de excitación

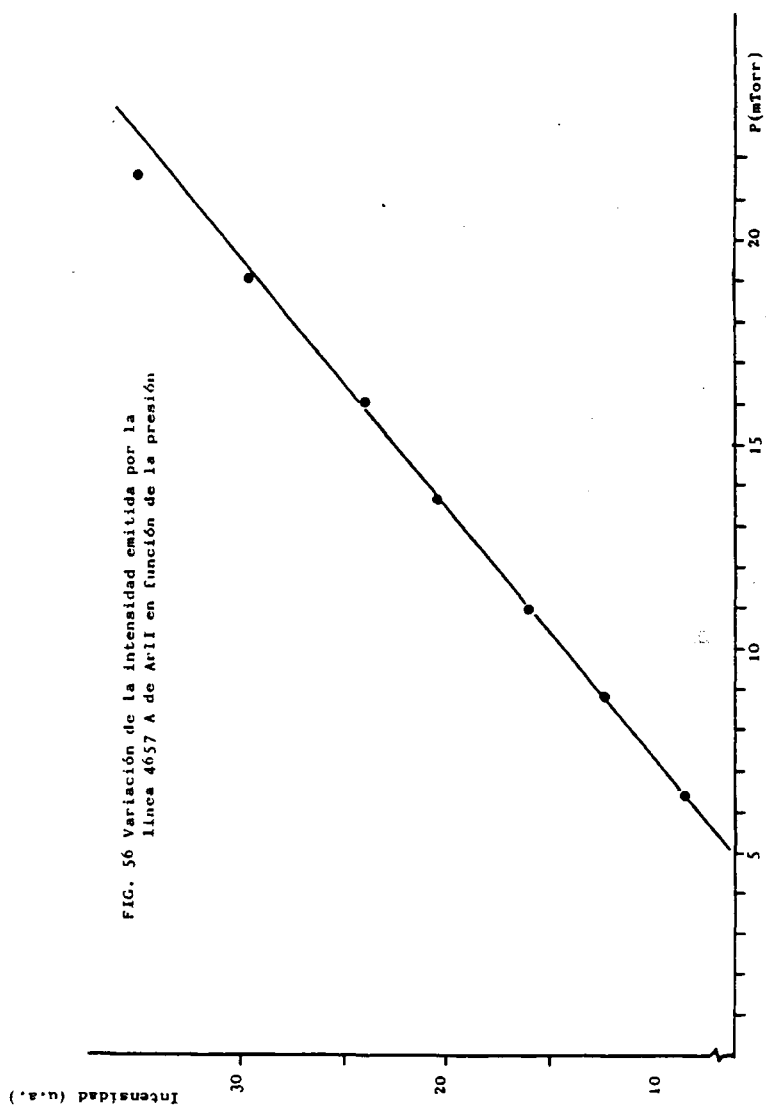
En la figura (57) se muestra como ejemplo un espectro del Argon obtenido para una energía de los electrones colisionantes de 3000 eV y una presión del gas de 16 mTorr.

Las funciones de excitación ( $\sigma_{jk}^*$ ) de las líneas 4657 Å, 4764 Å, 4609 Å, 4277 Å y 4806 Å en el rango de 300 a 6000 eV se muestran en la figura (58). Estos valores vienen afectados de un error del 10% debido a la fluctuaciones estadísticas y a la precisión de los aparatos de medida. Para la línea de longitud de onda 4657 Å se han prolongado las medidas hasta energías más bajas para enlazar con la función de excitación medida anteriormente por otros autores. En la figura (59) se muestran los valores relativos de la función de excitación óptica de esta línea normalizados con los de Clout y Heddle (67) a 200 eV.

Las funciones de excitación de los niveles ( $\sigma_j'$ ) que originan las mencionadas transiciones se han obtenido combinando los valores de  $\sigma_{jk}^*(E)$  con las razones de ramificación obtenidas a partir de la medida de intensidades de línea (ver capítulo II).

$$\sigma_j'(E) = \sigma_{jk}^*(E) \frac{A_j}{A_{jk}} \quad \text{siendo } A_j = \sum_{k < j} A_{jk} \quad (\text{III.15})$$

Las razones de ramificación empleadas pueden deducirse de las



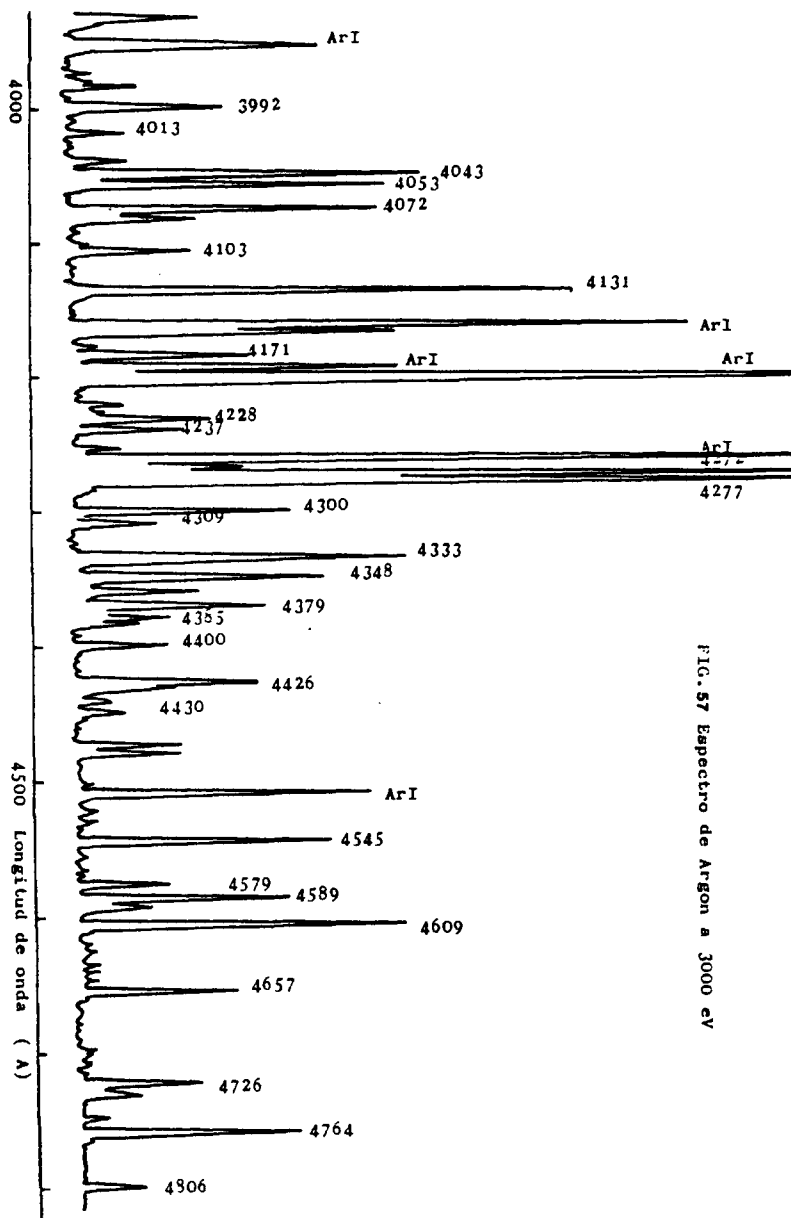
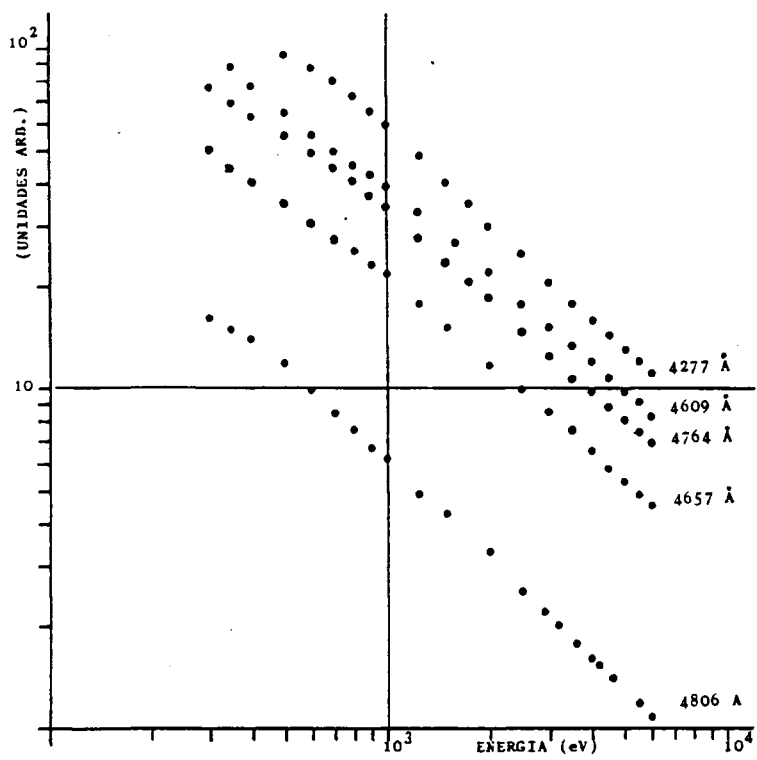
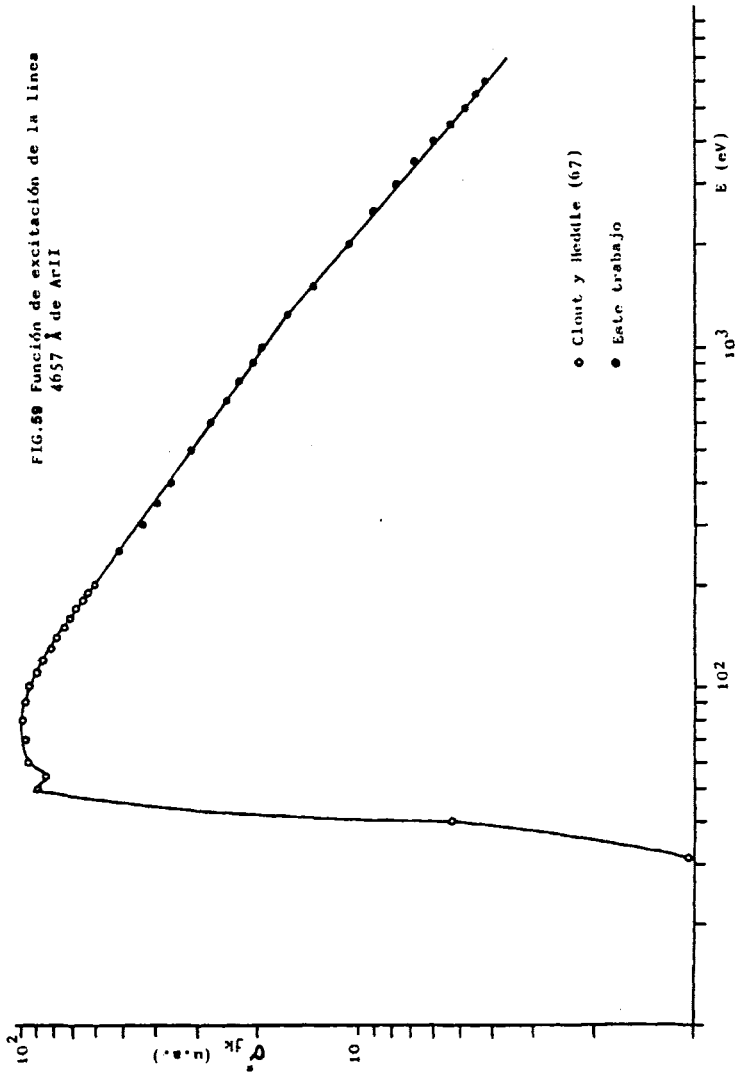


FIG. 57 Espectro de Argon a 3000 eV

FIG. 58 Funciones de excitación ópticas de líneas de Ar II





tablas (4) y (5), excepto para la línea 4764 Å que se han utilizado los datos de la referencia (37). En la tabla (9) se muestran las razones de ramificación correspondientes a las líneas seleccionadas y se comparan con los datos experimentales de Shumaker y Popenoe (37) y los valores teóricos de Luyken (26)

$\lambda$ (Å)	<u>Experimental</u>		<u>Teórica</u>
	<u>Este trabajo</u>	<u>Shumaker y Popenoe</u>	<u>Luyken</u>
4657	0,704	0,770	0,768
4764	-	0,561	-
4609	0,645	-	-
4277	0,489	-	-
4806	0,542	0,569	0,532

Tabla (9) Razones de ramificación de las líneas estudiadas.

### III.2.3.2.- Secciones eficaces de excitación.

Las secciones eficaces de excitación ( $\sigma_j$ ) de los niveles  $4p \ ^2P^{\circ}3/2$ ,  $4p' \ ^2F^{\circ}7/2$ ,  $4p' \ ^2P^{\circ}3/2$  y  $4p \ ^4P^{\circ}5/2$  del Ar II en el rango de energías de 300 a 6000 eV se han obtenido poniendo en escala absoluta las funciones de excitación de los mencionados niveles. La calibración absoluta del sistema se ha llevado a cabo comparando nuestros resultados con los de Van Zyl y col. (58) para las líneas del He de longitud de onda 4437 Å y 4168 Å. Estas líneas presentan una pequeña probabilidad de repoblación por cascadas y transferencia colisional, por lo que han sido adoptadas como líneas patrón en la medida de secciones eficaces de excitación. En la figura (60) se muestra un detalle de espectro del He a 400 eV y 15 mTorr de presión, en el que aparecen las líneas de referencia empleadas para la calibración. Los resultados de Van Zyl y col. (68) para estas dos líneas se muestran en la figura (61) para el rango de energías de 50 a 200 eV.

Los resultados obtenidos para la sección eficaz de excitación de los niveles seleccionados de Ar II se muestran en la tabla (10). Hay que mencionar que estas secciones eficaces incluyen la población indirecta del nivel mediante cascadas radia

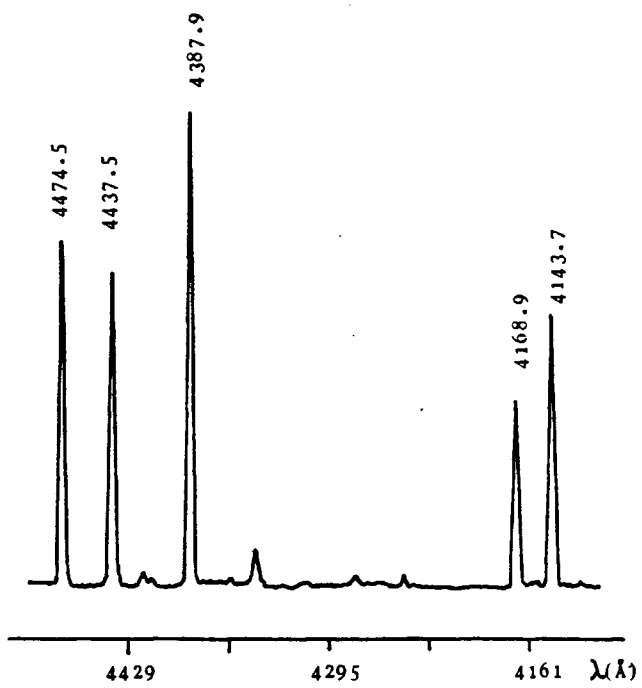
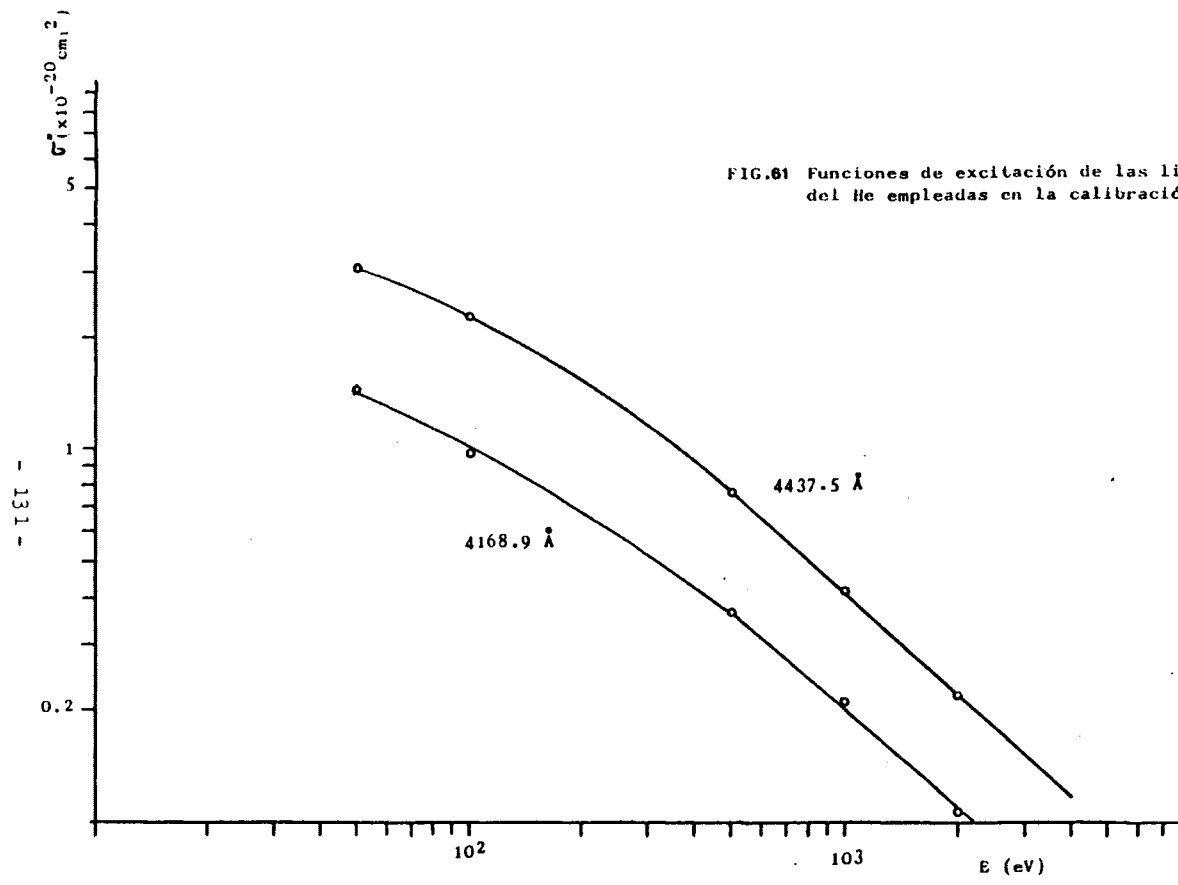


FIG.60 Detalle del espectro del He a 400 eV



tivas por lo que algunos autores (69 p. 172) las denominan secciones eficaces "aparentes" de excitación del nivel.

#### III.2.4.- Comparación con la teoría

Dada la complejidad del proceso de ionización y excitación simultánea en un átomo, no hemos encontrado en la bibliografía un estudio teórico sistemático de este tipo de colisiones. Únicamente Koozekanani (70) siguiendo las sugerencias de Bennett (62,63) inició un estudio de las secciones eficaces de excitación en Ne II, Ar II y Kr II utilizando la aproximación de la "perturbación súbita" con el fin de explicar la inversión de población en plasmas de gases nobles. Este método supone un proceso de una sola etapa en el que el átomo es ionizado y excitado simultáneamente por un electrón rápido. De esta manera, al colisionar el electrón con el átomo neutro en su estado fundamental (configuración  $3p^6$ ) éste expulsa un electrón en un tiempo muy corto comparado con su tiempo de relajación, quedando pues con cinco electrones p en la capa de valencia. El estado resultante  $|(p^5) LSJ\rangle$  será inestable y decaerá a uno cualquiera de los posibles estados excitados de ion. Se puede por lo tanto calcular la probabilidad de excitación de los estados iónicos expandiendo el estado inestable  $|(p^5) LSJ\rangle$  en términos de todos los posibles estados excitados del ion, suponiendo que las capas internas no han sido perturbadas.

Los estados excitados del ArII pueden interpretarse como al acoplamiento de un core ( $3p^4$ ) de números cuánticos  $L_c$  y  $S_c$  con un electrón óptico de números cuánticos  $n, l$  y  $s$  resultando un estado caracterizado por los números cuánticos  $L', S', J'$  y  $M'$  por lo que podemos escribir:

$$|(p^5)LSJM\rangle = \sum_{\psi, n} a_n (\bar{\psi} \{ |\psi\rangle | (p^4) L_c S_c, n l s, L' S' J' M' \rangle \quad (\text{III.146})$$

Siendo  $(\bar{\psi} \{ |\psi\rangle$  los correspondientes coeficientes genealógicos. De (III.16) podemos deducir el valor de coeficientes  $a_n$ :

$$a_n = \frac{\sum}{\psi} (\bar{\psi} \{ |\psi\rangle \langle p^5 LSJM | p^4 L_c S_c, n l s, L' S' J' M' \rangle \quad (\text{III.17})$$

TABLA 10. Secciones eficaces de excitación por impacto con electrones ( $\times 10^{-20} \text{cm}^2$ ) de niveles de ArII

E(eV)	$4p^2P^{\circ}_{1/2}$	$4p^2P^{\circ}_{3/2}$	$4p^2P^{\circ}_{7/2}$	$4p^2P^{\circ}_{5/2}$	$4p^4P^{\circ}_{5/2}$
300	21,3	43,4	50,5		9,3
400	18,0	35,5	37,4		8,1
500	15,4	31,0	32,6	63,3	6,9
600	13,5	27,6	28,0	58,0	5,8
700	12,2	25,3	25,0	53,4	4,9
800	11,3	23,4	23,0	48,3	4,3
900	10,2	20,8	21,7	43,3	3,9
1000	9,7	19,1	19,9	40,0	3,6
1250	7,9	15,8	16,7	32,7	2,8
1500	6,7	13,2	14,4	26,7	2,5
2000	5,2	10,4	11,2	20,0	1,9
2500	4,4	8,3	9,0	16,7	1,5
3000	3,8	7,0	7,7	13,7	1,2
3500	3,3	6,0	6,7	11,9	1,1
4000	2,9	5,5	6,1	10,7	0,93
4500	2,6	5,0	5,4	9,5	0,84
5000	2,4	4,6	4,9	8,7	0,75
5500	2,2	4,2	4,6	8,0	0,68
6000	2,0	3,9	4,2	7,3	0,63

En el elemento de matriz (III.17) las funciones de onda pueden desacoplarse con ayuda de los símbolos  $3j$  y los coeficientes genealógicos (ver referencia 3), obteniéndose las reglas de selección de los estados accesibles por este método. En resumen estas reglas son:

$$\Delta l = \Delta l = \Delta S = \Delta J = \Delta M = 0$$

Por lo que los valores de  $a_n \neq 0$  quedan unicamente en función de tres funciones de onda radiales: La de uno de los cinco electrones del estado inestable, la de uno de los cuatro electrones del core cuando el quinto está en un estado excitado y finalmente la función radial del electrón excitado.

Una vez calculados los coeficientes  $a_n$  la sección eficaz de excitación de un nivel queda de la forma:

$$\sigma_n = \sigma_1(E) a_n^2 (\overline{\Psi}(|\psi\rangle)^2 \quad (\text{III.18})$$

donde  $\sigma_1(E)$  es la sección eficaz total de ionización.

El valor de los coeficientes genealógicos  $\overline{\Psi}(|\psi\rangle)$  es:  $\sqrt{\frac{3}{5}}$  para el estado del core  $3p$ ,  $\frac{1}{3}$  para el  $'\Delta$  y  $\sqrt{\frac{1}{15}}$  para el  $'S$ . El valor calculado por Koozekanani (70) de  $a_n$  para niveles  $3p^4 4p$  es  $-0.1195$ , utilizando orbitales atómicos obtenidos por el método de Hartree-Slater según el programa dado por Herman y Skillman (71).

Introduciendo el valor de la sección eficaz de ionización (III.8) en (III.18) obtenemos:

$$\sigma_n = a_n^2 (\overline{\Psi}(|\psi\rangle)^2 \frac{4\pi a_0^2}{E} M_1^2 \ln(C_1 E) \quad (\text{III.19})$$

Según este resultado, para energías de los electrones incidentes suficientemente altas como para considerar aplicable la aproximación de la "perturbación súbita", la sección eficaz de excitación será proporcional a  $\frac{1}{E} \ln(E)$ . Por lo tanto, en una representación logarítmica de  $\sigma_1$  frente a  $E$  deberíamos de obtener aproximadamente un línea recta de pendiente  $-0,86$ . La

figura (58) es una representación gráfica de este tipo de nuestros resultados experimentales. La dependencia obtenida de la sección eficaz ( $\sigma_1$ ) con la energía es muy parecida en los cinco niveles estudiados pudiendo ajustarse a una línea recta a partir de 1000 eV cuya pendiente media es  $-0,92 \pm 0,04$ , por lo que las predicciones teóricas están en el límite de error de nuestros resultados experimentales. Sin embargo, es significativo que la pendiente de caída de la sección eficaz de excitación que hemos obtenido sea ligeramente superior a la teórica, pues está en concordancia con los resultados obtenidos por Mustafa y de Heer (72) para niveles de He II en un experimento análogo al nuestro. Este hecho parece indicar la necesidad de realizar un estudio teórico de la ionización y excitación simultánea en el que se tenga en cuenta la influencia del término en  $\frac{1}{E}$  para el cálculo de la sección eficaz.

### III.3.- SECCIONES EFICACES TOTALES

El estudio de secciones eficaces totales ( $\sigma_t$ ) en colisiones de electrones con átomos y moléculas tiene un especial interés por lo que se han publicado de una manera continuada trabajos experimentales y teóricos, relacionados con estos procesos, desde 1930 hasta nuestros días. Los primeros experimentos fueron llevados a cabo para bajas energías de los electrones incidentes (<100 eV) y utilizando la técnica de Ramsauer (73,74). En este método el haz electrónico describe una trayectoria circular en el seno del gas debido a la acción de un campo magnético. Una serie de diafragmas colocados a lo largo de la trayectoria circular aseguran que todos los electrones que se desvíen por efecto de una colisión o bien sufran una pérdida de energía serán retenidos, pudiéndose medir la atenuación experimentada en el haz primario. Berderson y Kieffer (75) publicaron en 1971 un completo resumen de todos los experimentos realizados hasta esa fecha utilizando la técnica de Ramsauer. Posteriormente se realizaron medidas de  $\sigma_t$  hasta energías más altas, estudiando la atenuación en el gas de un haz electrónico lineal. Blaaw y col. (76) y Wagenaar y de Heer (77) en 1980 midieron la sección eficaz total de colisión con electrones en

gases nobles hasta energías de impacto de 750 eV. Experimentos análogos fueron realizados por Kauppila y col. (78) para la colisión con electrones así como positrones hasta 800 eV. Recientemente se han publicado medidas precisas de secciones eficaces totales en gases nobles a energías bajas e intermedias, realizadas por Jost y col. (79) en 1983, Wogenaar y de Heer (80) en 1985 y Nickel y col. (81) en 1985. Sin embargo, no existen medidas de  $\sigma_t$  en el Argón por encima de 800 eV, exceptuando el trabajo de Nogueira y col. (82) en el rango de 500 - 3000 eV - que, como veremos más adelante, presenta unos resultados experimentales afectados por un importante error sistemático por lo que se han tenido que introducir considerables correcciones teóricas. La medida precisa de secciones eficaces totales a energías por encima de 1000 eV es imprescindible para comprobar la validez de las diferentes aproximaciones teóricas así como la aplicabilidad de las reglas de suma enunciadas por Bransden y Mc Dowell (83) basadas en las relaciones de dispersión hacia adelante de Gerjuoy y Krall (84). En este trabajo presentamos medidas de sección eficaz total en el Argón para la colisión con electrones de energías comprendidas entre 700 y 6000 eV.

### III.3.1.- Método y dispositivo experimental

El método utilizado está basado en la medida de la atenuación de un haz electrónico al atravesar una región en la que se encuentra encerrado el gas (cámara de colisión). La atenuación de la corriente electrónica seguirá la siguiente ley:

$$I = I_0 e^{-NL\sigma_t} \quad (\text{III.20})$$

donde  $I_0$  es la intensidad del haz primario de electrones,  $I$  es la intensidad atenuada,  $N$  es el número de átomos por  $\text{cm}^3$  del gas presente en la cámara de colisión y  $\sigma_t$  es la sección eficaz total. Dado que el experimento se ha realizado en un rango de presiones bastante bajo ( $\leq 25$  mTorr) podemos suponer un comportamiento de gas ideal y obtener la densidad atómica ( $N$ ) en función de la presión ( $p$ ) y de la temperatura absoluta ( $T$ ). Introduciendo la ecuación de estado de los gases ideales en (III.20) obtenemos:

$$I = I_0 e^{-3,535 \cdot 10^{13} p \cdot \frac{273}{T} \cdot L \cdot \sigma_t} \quad (\text{III.21})$$

donde  $p$  viene expresada en mTorr y  $T$  en  $^{\circ}\text{K}$ . Sin embargo, la ecuación (III.20) representa un caso ideal en el que el haz es infinitamente delgado y el ángulo sólido del detector es cero. En la práctica las colisiones elásticas e inelásticas en las que el electrón es dispersado con un ángulo pequeño ( $\leq$  que el ángulo sólido del detector) podrían alcanzar el detector, por lo que la ecuación (III.20) se convierte en:

$$I = I_0 e^{-(NL\sigma_t - N \int_0^1 dx \int_0^{\Delta\Omega(x)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega)} \quad (\text{III.22})$$

donde  $\Delta\Omega(x)$  es el ángulo sólido del detector visto desde un punto  $x$  del eje del haz donde se ha producido una colisión y  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  representa la sección eficaz diferencial. Como ya ha sido puesto de manifiesto por otros autores (76,85) estos electrones que han sufrido una colisión hacia adelante pueden convertirse en la principal fuente de error en medidas de la atenuación de electrones de alta energía si no se las discrimina convenientemente. Por este motivo en este experimento hemos tenido un cuidado especial en eliminar al máximo la contribución de las colisiones con ángulos pequeños con el fin de poder desprestigiar el término correctivo de la ecuación (III.22) y aplicar la expresión (III.21) en la medida directa de las secciones eficaces totales. Para ello se ha eliminado la contribución de las colisiones inelásticas a  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\Delta\Omega$  incorporando al detector un analizador electrostático de energías que, como veremos más adelante, se ha conseguido que tenga una resolución lo suficientemente buena para que ningún electrón que haya perdido energía en una colisión pueda ser contabilizado. En cuanto a las colisiones elásticas, incluidas en el término  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\Delta\Omega$  de la ecuación (III.22), es evidente que el analizador de energías no puede discriminarlas, pero como a estas energías el máximo de la sección eficaz diferencial elástica se sitúa entorno a los  $0^{\circ}$  podemos escribir:

$$\int_0^1 dx \int_0^{\Delta\Omega(x)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{elástica}} d\Omega \leq L \Delta\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{elástica}} (\theta=0^{\circ}) \quad (\text{III.23})$$

En la referencia (76) ha sido evaluado el segundo término de esta desigualdad obteniéndose:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{elástica}}(\theta = 0^\circ) \times \Delta\Omega \leq 10^{-3}\sigma_t \quad (\text{III.24})$$

por lo que basta con reducir suficientemente el ángulo sólido medio  $\Delta\Omega$  para que la contribución de los electrones dispersados elásticamente con ángulos pequeños pueda ser despreciada frente a los otros errores cometidos en la determinación de  $\sigma_t$ . En nuestro dispositivo experimental el ángulo subtendido por la rendija de entrada al analizador vista desde el centro de la cámara de colisión ha sido del orden de  $10^{-5}$  Sr. Extrapolando a  $0^\circ$  los datos de secciones eficaces diferenciales elásticas dadas experimentalmente por Jansen y de Heer (86) y teóricamente por Mc Carthy y col. (87) e introduciéndolos en la expresión (III.24) junto con el mencionado valor del ángulo sólido se ha obtenido una contribución menor que el 0,1% de este efecto en el error total.

El esquema general de la experiencia se muestra en la figura (62). En él pueden distinguirse las siguientes partes:

1) Cañón de electrones.

El cañón de electrones utilizado ha sido el mismo que el que se empleó para la medida de secciones eficaces de ionización. Su descripción puede verse en el apartado (III.1.1). Se ha trabajado con un haz de electrones de 2mm. de diámetro y una corriente típica de  $10^{-9}$  A. La presión en esta zona se ha mantenido por de bajo de  $10^{-6}$  Torr mediante una bomba rotatoria y una difusora de aceite.

ii) Cámara de colisión.

La región de colisión se encuentra delimitada por dos impedancias de vacío de 2mm. de diámetro interior y 1cm. de longitud cada una. Según los requerimientos de las medidas de longitud de la cámara (L) se ha variado de 10 a 30 cm. El gas

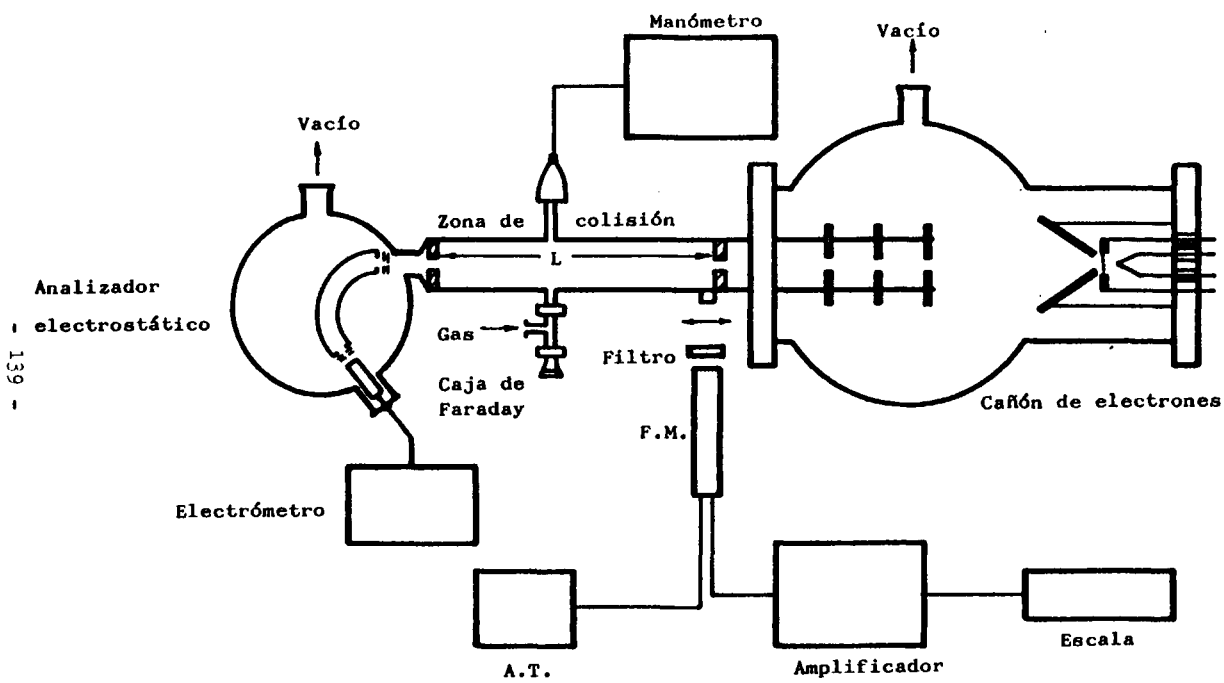


FIG. 62 Dispositivo experimental para la medida de secciones eficaces totales

es introducido con una llave dosificadora de aguja y mantenido a presiones fijas en régimen dinámico. La presión en cada medida se ha variado de 1 a 35 mTorr.

iii) Analizador electrostático de energías.

El analizador utilizado ha sido un "Comstock" de doble enfoque modelo AC-901. Este analizador consiste básicamente en dos sectores esféricos concéntricos de  $160^\circ$ , el interior (convexo) tiene un radio,  $r_1$ , de 3,25 cm. y el exterior (cóncavo),  $r_2$ , de 4,05 cm. Las superficies esféricas y las tapas laterales están construidas con cobre y aisladas entre sí mediante pequeñas esferas de zafiro. Los puntos de enfoque del analizador se encuentran en las aperturas de entrada y de salida (88). Se dispone de tres juegos de aperturas con diámetros de 2,1 y 0,5 mm. respectivamente que son intercambiables según las necesidades de resolución en energías. En la figura (63) se muestra un esquema del analizador electrostático indicando la polarización adecuada para su funcionamiento, la superficie externa se encuentra a un potencial  $-V_2$  y la interna a  $-V_1$  siendo  $|V_2| > |V_1|$ , las placas delanteras y traseras están a un potencial  $V_{1/2} = \frac{V_1 + V_2}{2}$ .

Los electrones con una energía  $E$  son transitados entre las dos superficies concéntricas, si  $\Delta V = V_2 - V_1$  es la diferencia de potencial entre ellas se verifica:

$$E = \frac{\Delta V}{r_2/r_1 - r_1/r_2} \quad (\text{III.25})$$

Sustituyendo los valores de  $r_1 = 3,25$  cm. y  $r_2 = 4,05$  cm. se obtiene:

$$E = 2,254 \Delta V \quad (\text{III.26})$$

En este experimento se ha polarizado el analizador de energías de dos maneras diferentes según las necesidades de resolución:

La polarización más inmediata pero menos resolutive con-

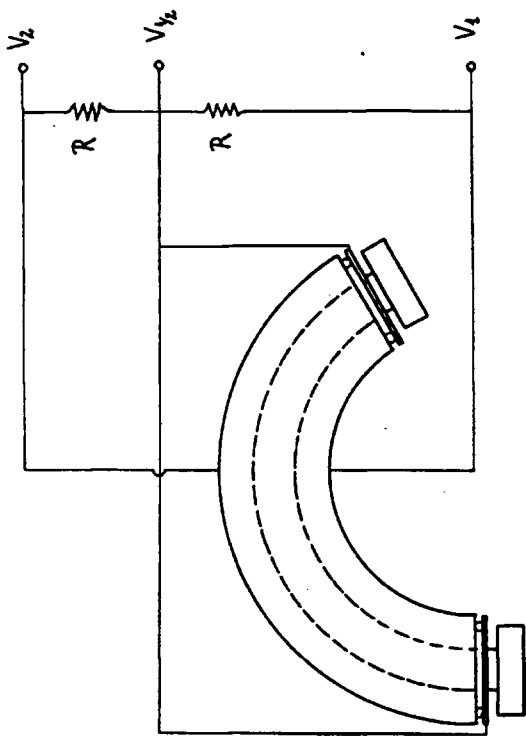


FIG.63 Analizador electrostático de energías

siste en hacer  $V_1=0$  y variar el valor de  $V_2$  para obtener un barrido en energías siguiendo la ley dada por (III.26). En la figura (64) se muestra un espectro de energías a 4000 eV obtenido con esta polarización. La línea continua representa el espectro del haz electrónico en ausencia de gas en la cámara utilizando aperturas de entrada y salida de 0,5mm. La línea de trazos (---) representa la distribución de energías cuando se introducen 10 mTorr de gas en la cámara; se ha normalizado los valores en el máximo para poder comparar sus anchuras. Restando la segunda de la primera se obtiene la línea discontinua (-.-) que representa el espectro de los electrones que tras haber sufrido una colisión inelástica alcanzan el analizador. Con este esquema de polarización se ha conseguido una resolución en energías del 0,8%. Como puede verse en la figura (64) se pueden elegir un valor de  $V_2$  que nos sitúe en el ala derecha de la línea (punto A) de manera que ningún electrón de los que han sufrido una colisión inelástica pueda alcanzar el detector.

Aunque la polarización que acabamos de describir proporciona una resolución suficiente para la medida precisa de la atenuación, hemos comprobado los resultados a energías más altas utilizando otro esquema de polarización más resolutivo. Como el porcentaje de resolución en energías está referido a la energía a la que se transmiten los electrones dentro del analizador, el nuevo método consiste en frenar a los electrones en la entrada del analizador mediante el potencial  $V_1/2$  y obtener el barrido en energías variando  $\Delta V$  entorno a este valor central. En la figura (65) se muestra un espectro de energías obtenido con las aperturas de 1mm. y con 20 mTorr de Argón en la zona de colisión. La energía del haz primario ha sido en este caso de 2000 eV y se ha frenado a la entrada del analizador hasta una energía de 800 eV. Como puede verse, el pico originado por los electrones que han sufrido una colisión inelástica con ángulos pequeños, se encuentra perfectamente separado del pico correspondiente a los electrones que no han colisionado. Esta resolución puede ir mejorándose frenando más a los electrones en la apertura de entrada pero a su vez se va perdiendo transmisión, por lo que hemos utilizado una situación de compromiso obteniendo una resolución en energías mejor que el 0,3%.

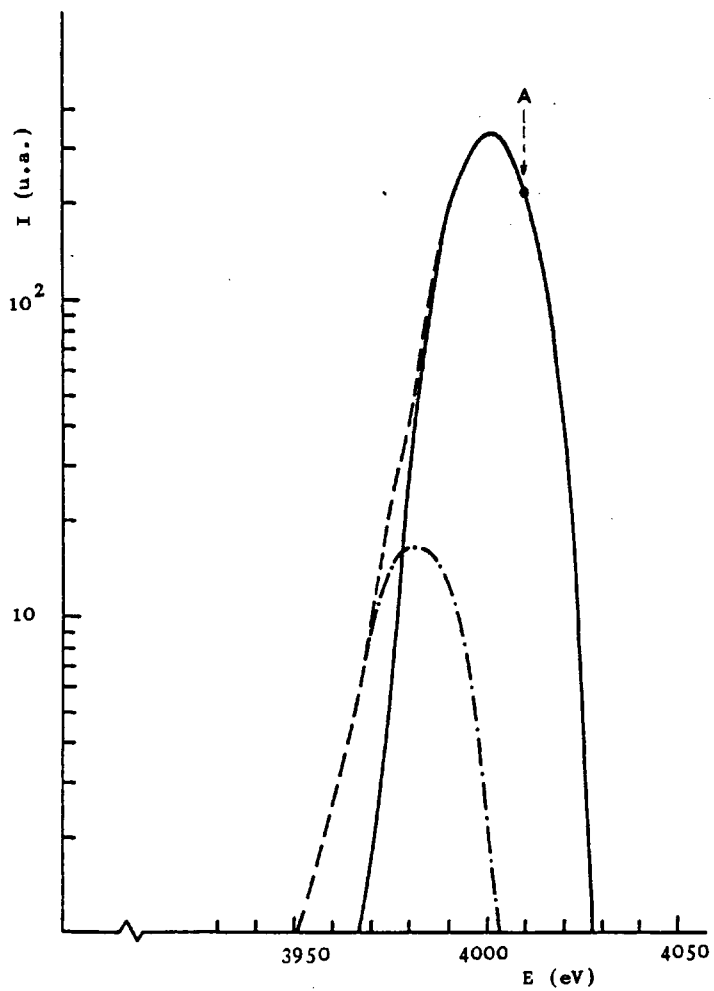


FIG. 64 Espectro de energías de los electrones  
 (—) Espectro sin gas en la cámara  
 (- -) Espectro con 10 mTorr de gas  
 (-.-) Espectro de los electrones dispersados  
 hacia adelante

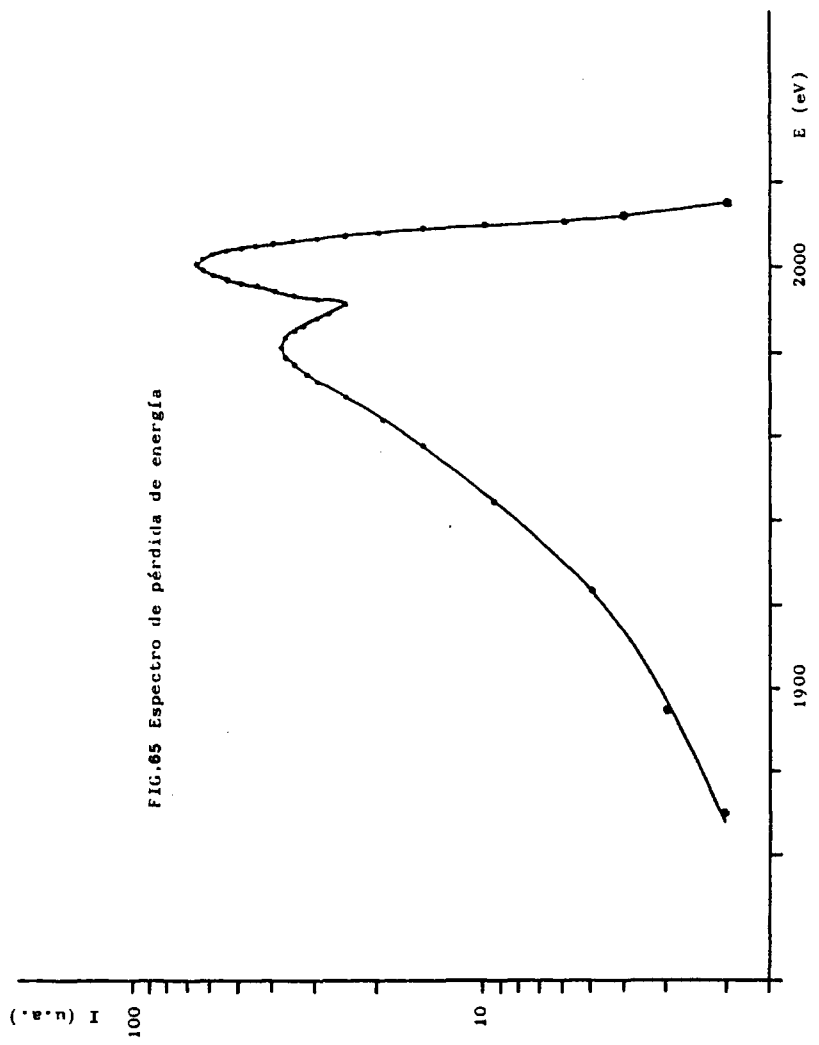


FIG.65 Espectro de pérdida de energía

El analizador electrostático se encuentra encerrado en una caja cilíndrica en la que se ha mantenido un vacío por debajo de  $10^{-6}$  Torr mediante una bomba difusora independiente.

#### iv) Aparatos de medida.

La presión a lo largo de la cámara de colisión se ha medido con un manómetro Leybold-Heracus (CM-30) provisto de dos captadores de termopar.

La intensidad de la luz producida a la entrada de la región de colisión se ha medido con un monocromador de filtro y un fotomultiplicador 150 AVp con el fin de mejorar la precisión en la medida de presiones absolutas (ver apartado III.1.2) y poder normalizar la corriente del haz primario en caso de que sea necesario.

La corriente de electrones transmitidos por el analizador se ha detectado mediante una caja de Faraday y su intensidad se ha medido con un electrómetro Keithley 610c.

### III.3.2.- Calibraciones y medidas previas.

#### III.3.2.1.- Medida absoluta de la presión.

Las dos cabezas sensibles del manómetro CM-30 se han calibrado frente a un manómetro de mercurio y se ha mejorado la precisión obtenida mediante la medida de la intensidad lumínica tal como se ha descrito en el apartado (III.1.2). Las medidas de la presión se han realizado en diferentes puntos a lo largo de la longitud (L) de la cámara de colisión sin encontrar se ninguna diferencia apreciable en los resultados. Se ha estimado que las inexactitudes en la medida absoluta de la presión originan un error máximo del 5% en los valores de las secciones eficaces totales.

### III.3.2.2.- Medida de la longitud de la cámara de colisión.

Otra posible fuente de error es la determinación de la longitud efectiva de absorción en la cámara de colisión. Como no existe un acuerdo en el cálculo de la distribución de densidad a lo largo del eje de los orificios de las impedancias de vacío (ver ref. 76), hemos supuesto como longitud verdadera la distancia existente entre los centros geométricos de las dos impedancias. La exactitud de esta aproximación se ha comprobado experimentalmente midiendo la sección eficaz total a 2000 eV con tres longitudes diferentes (10, 20 y 30 cm.) de la cámara de colisión. Los resultados obtenidos para los tres valores de L han estado de acuerdo dentro del margen de las imprecisiones estadísticas (4%).

### III.3.2.3.- Influencia de la intensidad de la corriente de electrones.

Una manera de comprobar la ausencia de efectos de carga de espacio es estudiar la dependencia de la sección eficaz medida con la intensidad de corriente en el haz. Se ha podido comprobar que para intensidades superiores a  $10^{-7}$  Amperios la carga espacial del propio haz electrónico y las cargas iónicas producidas en las colisiones provocan desviaciones en la trayectoria del haz primario por lo que se falsean los resultados en la medida de la atenuación. Sin embargo, para corrientes por debajo de  $10^{-7}$  Amperios los efectos de la carga espacial desaparecen y la sección eficaz total obtenida es independiente de la corriente de electrones. Las medidas por tanto, se han llevado a cabo para intensidades de los electrones incidentes comprendidas entre  $10^{-11}$  y  $10^{-9}$  Amperios.

### III.3.3.- Resultados y discusión.

#### III.3.3.1.- Resultados experimentales.

En la figura (66) se muestra una representación típica del logaritmo de la intensidad transmitida frente a la presión. Los puntos experimentales se ajustan perfectamente a una línea

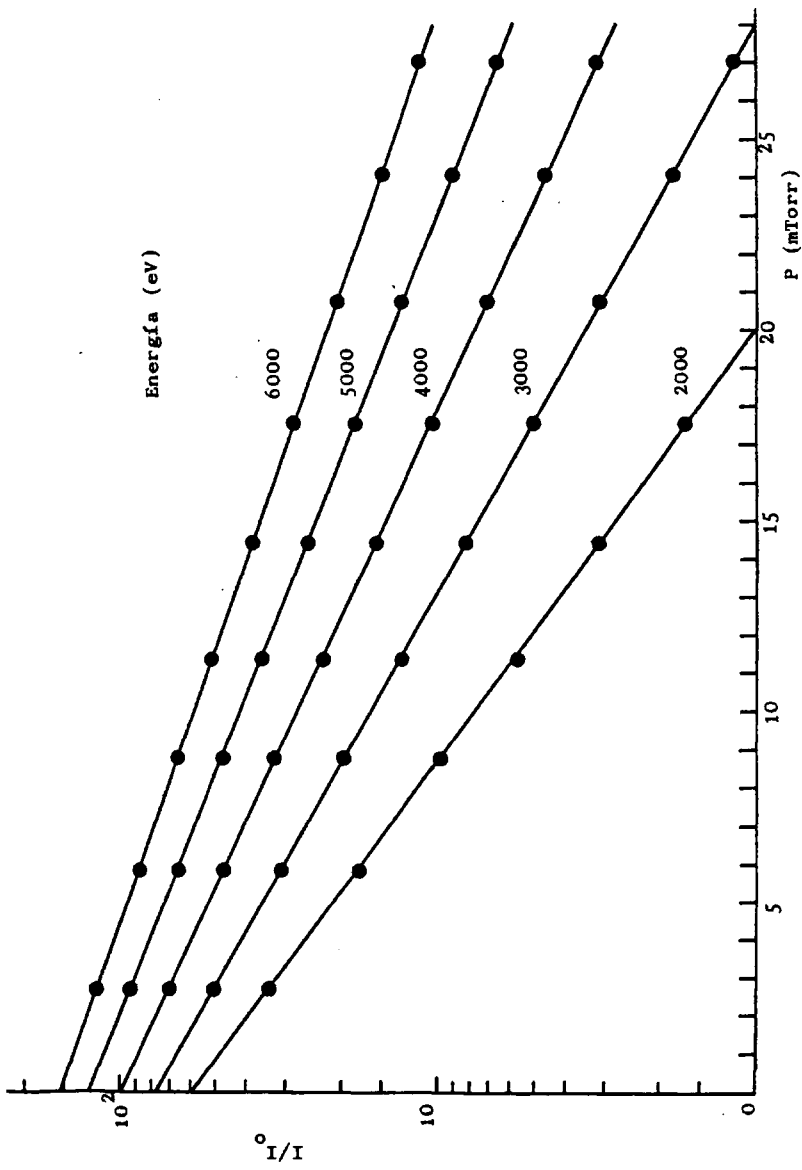


Fig. 3. La relación del flujo de electrones frente a la presión

recta de cuya pendiente se obtiene la sección eficaz total.

Los resultados obtenidos para la sección eficaz total de colisión entre electrones y átomos de Argón en el rango de energías de 700 a 6000 eV se muestran en la primera columna de la tabla (11). Los errores experimentales son del 6% y están principalmente originados por la incertidumbre en la determinación de la presión. En las columnas segunda y tercera se han incluido los resultados experimentales de Wagenaar y de Heer (77) y Kauppila y col. (78) para establecer una comparación. Los resultados de Wagenaar y de Heer (77) a 700 eV están en perfecta concordancia con los nuestros mientras que los de Kauppila y col. (78) son un 13% más bajo. La discrepancia entre estos autores ha motivado que Wagenaar y de Heer (80) en 1985 volvieran a medir las secciones eficaces totales en el Argón atendiendo cuidadosamente a las posibles causas de un error sistemático: la calibración de la presión y la intensidad de la corriente. Repitieron el experimento con un nuevo montaje cuya cámara de colisión era más reducida para permitir la medida a presiones más altas y disminuyeron sensiblemente la intensidad primaria de electrones utilizando como detector una placa microcanal. Los nuevos resultados introdujeron una ligera modificación en sus datos por debajo de 55 eV pero corroboraron sus medidas anteriores en el rango de 60 a 700 eV.

En la tercera columna de la tabla (11) se muestran los datos experimentales tomados del trabajo de Nogueira y col. (82). Hay que mencionar que estos resultados no son puramente experimentales ya que al utilizar en sus medidas un dispositivo experimental que no discriminaba a los electrones dispersados inelásticamente hacia adelante, han tenido que corregir sus resultados con estimaciones teóricas basadas en la aproximación de Born-Bethe (ver ref. 82). Estos datos corregidos están de acuerdo con nuestros resultados dentro del límite de error, aunque presenta una cierta discrepancia en cuanto a la variación de la sección eficaz total con la energía. Como puede verse en la figura (67) las secciones eficaces obtenidas por Nogueira y col. (82) decaen más rápidamente con la energía que las muestras. Este efecto es perfectamente achacable al mencionado error sis

TABLA 11. Secciones eficaces totales (en unidades  $a_0^2$ ) para la colisión electrón-Argón.

E(eV)	Experimental				Semiespírica	Teórica	
	Este Trab.	Wagenaar and de Heer (1980) (77)	Kauppila et al (1981) (78)	Nogueira et al (1982) (82)	de Heer et al (1979) (89)	Joachain et al (1977) I (92)	II
700	10.92	10.62	9.52	11.5		11.0	
800	10.18		8.98	10.8		10.1	10.0
900	9.29			10.1			
1000	8.61			9.50	7.96	8.64	8.65
1200	7.29			7.68			
1500	6.25			6.21			
2000	5.03			4.75	4.82		
2500	4.21			3.79			
3000	3.68			3.29	3.47		
3500	3.25						
4000	2.86						
4500	2.61						
5000	2.36						
5500	2.20						
6000	2.00						



temático presente en sus medidas pues, como es sabido, al aumentar la energía de los electrones incidentes la sección eficaz diferencial va siendo más importante para ángulos entorno a los  $0^\circ$ .

Por otro lado, en 1979 de Heer y col (89) publicaron - valores semiempíricos de las secciones eficaces totales en el Argón para el rango de energías de 20 a 3000 eV. Estos valores semiempíricos fueron evaluados mediante un análisis de los resultados experimentales y teóricos de las secciones eficaces de ionización, de excitación y elásticos obtenidos anteriormente por otros autores. La sección eficaz total es deducida - pues de la suma de tres términos:

$$\sigma_t = \sigma_{\text{ionización}} + \sigma_{\text{elástica}} + \sigma_{\text{excitación}} \quad (\text{III.27})$$

donde  $\sigma_{\text{ionización}}$  se ha obtenido promediando los resultados experimentales existentes en la bibliografía dando un mayor peso a los trabajos de Schram y col. (54) y Rapp y col. (55),  $\sigma_{\text{elástica}}$  se ha obtenido integrando las secciones eficaces diferenciales elásticas dada por Jansen y de Heer (86) y  $\sigma_{\text{excitación}}$  se ha calculado a partir de la aproximación de Born-Bethe. Estos valores semiempíricos están de acuerdo con nuestros resultados experimentales dentro de los límites de error.

#### III.3.2.2.- Comparación con la teoría.

La forma más directa de obtener la sección eficaz total ( $\sigma_t$ ) teórica es calcular con precisión las secciones eficaces diferenciales elásticas y aplicar el teorema óptico:

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f_{e1}(k, \theta=0) \quad (\text{III.28})$$

donde  $f_{e1}(k, \theta=0)$  es la amplitud de difusión elástica - para electrones dispersados hacia adelante. Como comprobaremos más adelante, el estudio de colisiones elásticas a las energías que estamos considerando ( $< 6 \text{ KeV}$ ) requiere el empleo de - métodos más elaborados que la primera aproximación de Born.

En el caso de colisiones entre electrones rápidos y átomos de Ne pueden encontrarse en la bibliografía cálculos en los que se ha aplicado con éxito métodos aproximados como la segunda aproximación de Born (DWSBA) (ver ref. 90) y otros basados en el modelo óptico (91). Sin embargo, para el Argón solo hemos encontrado el trabajo de Joachain y col (92) en el que se calculan secciones eficaces elásticas para energías comprendidas entre 100 y 1000 eV dentro del esquema del modelo óptico. La idea básica de la teoría del modelo óptico consiste en reemplazar la interacción entre las partículas incidentes y los átomos del blanco por un potencial óptico en el que se mueven dichas partículas incidentes. La dificultad del método radica pues en encontrar el mencionado potencial óptico que, en general, para altas energías será la suma de varios términos: un potencial estático, un término que incluya los fenómenos de polarización de los átomos durante la colisión y una parte imaginaria que tenga en cuenta la existencia de canales abiertos (absorción de partículas en el haz incidente). Joachain y col (92) han estudiado las colisiones elásticas utilizando dos potenciales ópticos diferentes y mediante la expresión (III.28) han obtenido las correspondientes secciones eficaces totales. Como puede verse en la tabla (11) el acuerdo entre estos datos teóricos y nuestros resultados experimentales es bastante bueno.

Otro aspecto interesante de la medida de secciones eficaces totales a energías altas es estudiar si es aplicable la primera aproximación de Born en el rango de energías considerado. Para ello podemos descomponer la sección eficaz total en dos términos:

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (III.29)$$

En la primera aproximación de Born la sección eficaz diferencial para la colisión elástica ( $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ ) de un electrón dentro del ángulo sólido  $d\Omega$ , que forma un ángulo  $\theta$  con la dirección de incidencia, con un átomo neutro de carga nuclear  $Z$  viene dada por:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = 4K^{-4} |Z - F(K)|^2 \quad (III.30)$$

donde  $K$  es el momento transferido cuyo valor en función del momento incidente ( $k$ ) y el ángulo de dispersión ( $\theta$ ) es:

$$K = 2k \text{ Sen } (\theta/2) \quad (\text{III.31})$$

y  $F(K)$  es el factor de forma del átomo que puede escribirse como:

$$F(K) = \int \rho(r) e^{iKr} d^3r \quad (\text{III.32})$$

donde  $\rho(r)$  es la densidad electrónica.

Integrándose la ecuación (III.30) puede obtenerse la sección eficaz elástica total:

$$\sigma_{e1} = 8 \pi k^{-2} \int_0^{K_{\text{máx}}} |Z - F(k)|^2 k^{-3} dk \quad (\text{III.33})$$

donde  $K_{\text{máx}} = 2K$ .

En la referencia (93) se ha simplificado esta ecuación desarrollando la ecuación (III.32) en series de potencias con lo que se llega a la siguiente relación:

$$\sigma_{e1} = \pi k^{-2} [A + B k^{-2} + C k^{-4} + \dots] \quad (\text{III.34})$$

siendo:

$$A = 8 \int_0^{K_{\text{máx}}} |Z - F(K)|^2 K^{-3} dk$$

$$B = - Z^2$$

$$C = 0$$

El problema se reduce pues al cálculo de factor de forma  $F(K)$ . Si utilizamos el factor de forma obtenido por Tavad y col. (94), mediante funciones de onda de Hartree-Fock, el valor calculado del parámetro  $A$  es 244,02 u.a.. Introduciendo los parámetros  $A$ ,  $B$  y  $C$  en la ecuación (III.34) puede obtenerse el valor de  $\sigma_{e1}$ , que en unidades de  $a_0^2$  será:

$$\frac{\sigma_{e1}}{a_0^2} = \pi \frac{R}{E} [244.02 - 324 \frac{R}{E} + \dots] \quad (\text{III.35})$$

donde  $R$  es la constante de Rydberg (13,606 eV) y  $E$  es la energía de los electrones incidentes expresada en eV. Los valores obtenidos de la sección eficaz elástica en la primera aproximación de Born se muestran en la tabla (12).

El estudio de colisiones inelásticas de partículas rápidas con átomos y moléculas utilizando la aproximación de Born-Bethe ha sido el objeto de un extenso trabajo realizado por Inokuti (95) en 1971. En estas condiciones la sección eficaz total para colisiones inelásticas, incluyendo todas las transiciones posibles a niveles discretos y continuos, puede escribirse como:

$$\frac{\sigma_{inel}}{a_0^2} = 4\pi \frac{R}{E} \left[ M_{tot}^2 \ln \left( 4 C_{tot} \frac{E}{R} \right) + Y_{tot} \frac{R}{E} + \dots \right] \quad (\text{III.36})$$

donde  $M_{tot}^2$ ,  $C_{tot}$  y  $Y_{tot}$  son constantes relacionadas con la distribución de fuerzas de oscilador en el átomo (ver ref. 95) y con la llamada función de "scattering" incoherente ( $S_{inc}(K)$ ) que para una determinada transferencia de momento ( $K$ ) se define como:

$$Z. S_{inc}(K) = \left| \sum_{\mathbf{r}_j} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)} \right|^2 - \left| \sum_{\mathbf{r}_j} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} \right|^2 \quad (\text{III.37})$$

Inokuti y col. (96,97) han calculado el valor de estas constantes para todos los átomos del sistema periódico hasta el Sr. En el cálculo de  $M_{tot}^2$  han empleado dos métodos, el primero partiendo de una distribución de fuerzas de oscilador obtenida con el potencial de Hartree-Slater tabulado en la referencia (71) y el otro mediante un programa de Hartree-Fock multiconfiguracional. Introduciendo el valor de estas constantes en la ecuación (III.36) hemos calculado las correspondientes secciones eficaces inelásticas en la aproximación de Born-Bethe; los resultados se muestran en la tabla (12). En la última columna de esta tabla se relacionan las secciones eficaces totales que resultan de sumar  $\sigma_{el}$  con  $\sigma_{inel}$  en la aproximación de Born-Bethe.

Para comparar de una manera gráfica los valores experimen

TABLA 12. Secciones eficaces para la colisión electrón-Argon calculadas con la aproximación de Born

E (eV)	$\sigma_{el} (a_0^2)$	$\sigma_{inel} (a_0^2)$	$\sigma_{Tot} (a_0^2)$
700	14.5	6.30	20.50
800	12.7	5.65	18.35
900	11.3	5.14	16.44
1000	10.2	4.72	14.92
1200	8.56	4.06	12.62
1500	6.87	3.38	10.25
2000	5.17	2.66	7.83
2500	4.14	2.21	6.35
3000	3.45	1.89	5.34
3500	2.96	1.66	4.62
4000	2.59	1.48	4.07
4500	2.31	1.34	3.65
5000	2.08	1.22	3.30
5500	1.89	1.12	3.01
6000	1.73	1.04	2.77

tales y teóricos, en la figura (68) hemos representado  $\frac{\sigma}{R} \frac{c}{a_0^2}$  en función de  $\ln \left(\frac{E}{R}\right)$ . Como puede verse, las secciones eficaces totales calculadas con la aproximación de Born tienen valores más altos que nuestros resultados experimentales incluso a 6000 eV. Con el fin de analizar qué parte de esta sección eficaz es incorrecta, hemos sumado la sección eficaz inelástica de Born-Bethe con la sección eficaz elástica calculada por Joachain y col. (92) a 1000 eV por medio del modelo óptico. Como puede comprobarse en la figura (68) este valor está de acuerdo con los resultados experimentales dentro de los límites de error. De forma análoga, las secciones eficaces que se obtienen sumando la parte inelástica de la teoría de Born-Bethe con la elástica deducida de los valores semiempíricos de Heer (89) se encuentran también en buena concordancia con nuestros resultados.

En resumen, podemos asegurar que en el rango de energías considerado (0,7 - 6 keV), la aproximación de Born es perfectamente aplicable para el cálculo de secciones eficaces inelásticas mientras que los valores que se obtienen con esta aproximación para las secciones eficaces elásticas son muy superiores a los obtenidos experimentalmente.

#### III.3.4.- Secciones eficaces totales en los átomos vecinos de la secuencia de los gases nobles: Ne y Kr.

Con el fin de generalizar las conclusiones deducidas en el apartado anterior a la secuencia de gases nobles, hemos considerado conveniente ampliar las medidas de secciones eficaces totales a otros gases similares al Argón como son el Ne y el Kr.

##### III.3.4.1.- Secciones eficaces totales en el Ne.

Siguiendo el mismo procedimiento descrito para el caso del Argón, hemos medido las secciones eficaces del Neón para la colisión con electrones en el rango de energías de 700 a 6000 eV. Los resultados experimentales se muestran en la primera columna de la tabla (13). A 700 eV existe un buen acuerdo, dentro de los

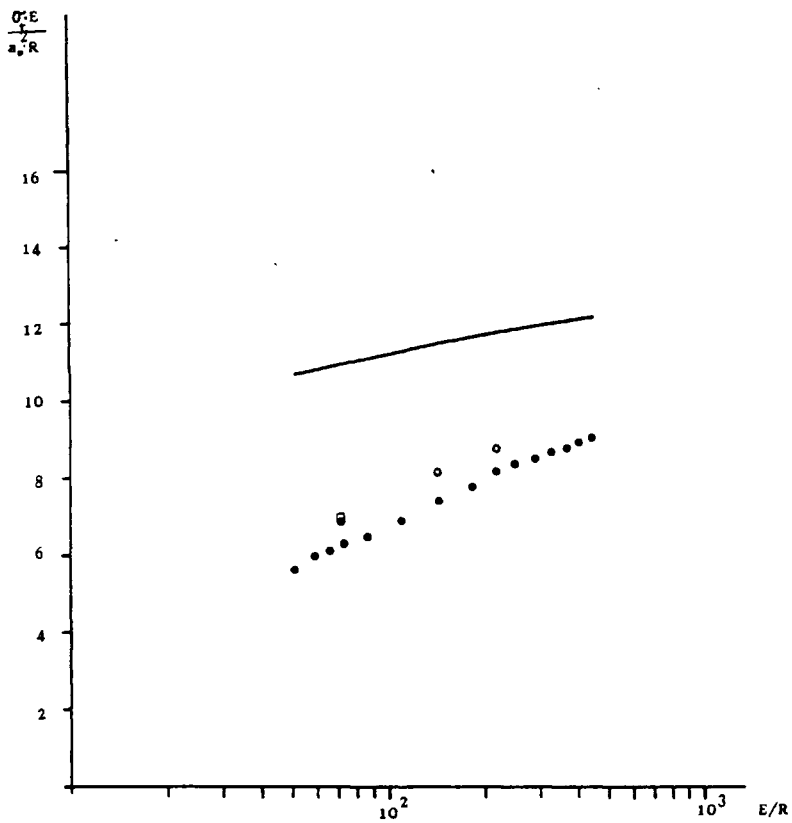


Fig. 68.  $E_t R^{-1} a_0^{-2}$  frente a  $ER^{-1}$  para el Argon  
 (—)  $\sigma_t$  calculada por la teoría de Born-Bethe  
 (□)  $\sigma_{el}$  de Joachain(92) más  $\sigma_{inel}$  de Born-Bethe  
 (○)  $\sigma_{el}$  de deHeer(89) más  $\sigma_{inel}$  de Born-Bethe  
 (●) Resultados experimentales de este trabajo

TABLA 13. Secciones eficaces totales (en unidades  $a_0^2$ ) para la colisión electrón-Neon.

E(eV)	Experimental		Semi-empirica	Teorica		
	Este Trab.	Wagenaar and de Heer (1980) (77)	Kauppila et al (1981) (78)	de Heer et al (1979) (89)	Dewangan and Walters (1977) (90)	Byron and Joachain (1977) (91)
700	4.16	4.03	3.90	3.884	4.37	4.40
800	3.86					
900	3.47					
1000	3.28			2.941	3.39	
1200	2.80					
1500	2.39					
2000	1.89			1.778	2.00	
2500	1.53					
3000	1.33			1.297	1.43	
3500	1.14					
4000	1.07					
4500	0.96					
5000	0.83					
5500	0.76					
6000	0.73					

límites de error, con valores medidos por Wagenaar y de Heer - (77) y Kauppila y col. (78). Tal como ocurría en el caso del Argón también hay concordancia con los valores semiempíricos - de Heer y col. (89). Los cálculos teóricos realizados por - Dewangan y Walters (90) utilizando el método DWSBA (Distorted - Wave second Born approximation) y los de Byron y Joachin (91) - con el modelo óptico se encuentran igualmente de acuerdo con - nuestros resultados experimentales.

En cuanto a las predicciones derivadas de la primera aproxima- ción de Born, hemos calculado con la expresión (III.35) la sección eficaz elástica tomando el factor de forma  $F(K)$  dado - por Inokuti y Mc Dowell (93). La parte inelástica se ha obte- nido a partir de los datos  $M_{tot}^2$ ,  $C_{tot}$  y  $Y_{tot}$  tomados de la referencia (96). Las secciones eficaces calculadas con la aproxima- ción de Born se muestran en la tabla (14). De forma similar a lo que se hizo con el Argón, hemos representado  $\frac{E}{R} \frac{\sigma_t}{a_0^2}$  frente a  $\ln(E)$  (figura 69). Como puede verse en esta figura, nues- tros valores experimentales (\*) dan valores más bajos que los deducidos de la aproximación de Born (-). Sin embargo, sumando la parte inelástica de la aproximación de Born con la parte elás- tica calculada por Dewangan y Walters (90) o con la  $\sigma_{el}$  semiempí- rica de de Heer (89) se obtienen unas secciones eficaces totales que están de acuerdo con nuestros resultados experimentales.

#### III.3.4.2.- Secciones eficaces totales en el Kr.

Nuestros correspondientes resultados experimentales para el Kriptón en el rango de energías de 700 a 6000 eV se muestran en la tabla (15). Los únicos resultados experimentales disponi- bles para comprobar son los de Wagenaar y de Heer (77) a 700 eV. Como puede verse en la tabla (15) este valor está de acuerdo con el nuestro dentro de los errores experimentales. Sin embargo, los valores semiempíricos de de Heer y col. (89) para el Kr hasta - 3000 eV son alrededor de un 13% inferiores a los nuestros. Esta ligera discrepancia podría achacarse al valor de  $\sigma_{exc}$  consi- derado por de Heer en la deducción de la sección eficaz total que para este gas lo ha obtenido por extrapolación del valor co- rrespondiente en el Argón. En un reciente artículo M. Hayaski

TABLA 14. Secciones eficaces para la colisión electrón-Neon calculadas con la aproximación de Born.

E (eV)	$\sigma_{el} (a_0^2)$	$\sigma_{inel} (a_0^2)$	$\sigma_{Tot} (a_0^2)$
700	3.78	2.08	5.86
800	3.32	1.89	5.21
900	2.96	1.72	4.68
1000	2.67	1.58	4.25
1200	2.23	1.37	3.60
1500	1.79	1.14	2.93
2000	1.35	0.90	2.25
2500	1.08	0.75	1.83
3000	0.90	0.65	1.55
3500	0.78	0.57	1.35
4000	0.68	0.51	1.19
4500	0.60	0.46	1.06
5000	0.54	0.42	0.96
5500	0.49	0.39	0.88
6000	0.45	0.36	0.81

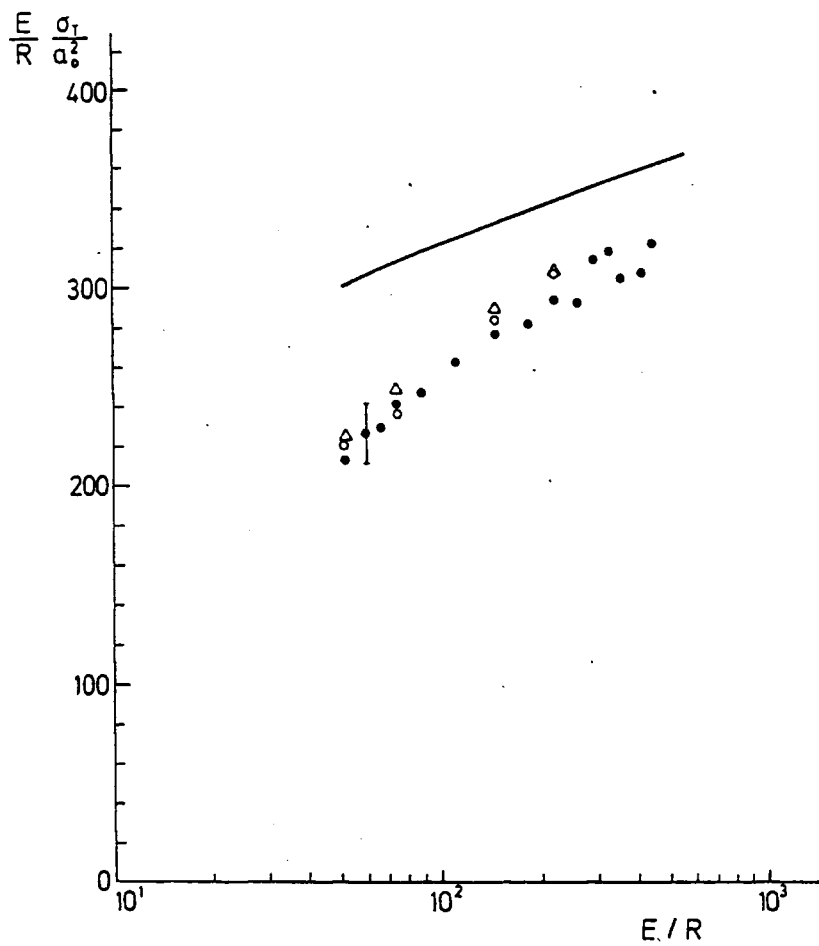


FIG. 69. Como en la figura 68 pero para Ne  
 $(\Delta)$   $\sigma_{el}$  de Dewangan(90) más  $\sigma_{inel}$  de Born-Bethe  
 Otros símbolos como en la figura 68

TABLA 15. Secciones eficaces totales (en unidades  $\text{a}_0^2$ ) para la colisión electrón-Kriptón.

E(eV)	Experimental		Semiempirica
	Este Trabajo	Wagenaar and de Heer (1980) (77)	de Heer et al (1979) (89)
700	14.9	14.29	
800	14.0		
900	13.0		
1000	11.9		10.89
1200	10.6		
1500	9.46		
2000	8.18		6.828
2500	7.25		
3000	6.25		5.416
3500	5.75		
4000	5.21		
4500	4.82		
5000	4.39		
5500	4.18		
6000	3.89		

(98) puso de manifiesto que los valores de  $\sigma_{exc}$  calculados por de Heer (89) para el Xe extrapolando los cálculos en Argón son claramente inferiores a los verdaderos.

Para continuar con el análisis de la primera aproximación de Born en gases nobles, hemos calculado la sección eficaz inelástica mediante la expresión (III.36) utilizando los parámetros de la referencia (96). Para la parte elástica, sin embargo, no hemos encontrado cálculos previos de los factores de forma en el Kriptón, por lo que hemos seguido un método aproximado para calcularlos. La aproximación consiste en considerar al átomo esféricamente simétrico, por lo que el factor de forma (III.27) puede escribirse como:

$$F(K) = 4\pi \int_0^\infty \frac{\text{Sen } kr}{kr} \rho(r)r^2 dr \quad (\text{III.38})$$

teniendo en cuenta que:

$$\int_0^\infty e^{-ar} \text{Sen } kr \, dr = \frac{k}{a^2 + k^2} \quad (\text{III.39})$$

la representación (III.33) se reduce a:

$$F(K) = -Z \frac{Aa_1^2}{a_1^2 + k^2} + \frac{(1-A)a_2^2}{a_2^2 + k^2} \quad (\text{III.40})$$

donde A,  $a_1$ ,  $a_2$  son los parámetros del potencial local autoconsistente que se encuentran tabulados en el capítulo 2 de la referencia (99).

Para comprobar la eficacia de este método hemos calculado los factores de forma en el Argón observando que los resultados estaban de acuerdo, dentro del 5% con el factor de forma obtenido mediante cálculos de la densidad de carga con orbitales de Hartree-Fock realizados por Tavad y col. (94) y Naon y col. (100). El valor del parámetro A de la fórmula (III.35) - obtenido para el Kriptón ha sido 657,0 u.a. Los resultados de las secciones eficaces en la aproximación de Born para el Kriptón se muestran en la tabla (16).

TABLA 16. Secciones eficaces para la colisión electrón-Kripton calculadas con la aproximación de Born.

E (eV)	$\sigma_{el} (a_o^2)$	$\sigma_{inel} (a_o^2)$	$\sigma_{Tot} (a_o^2)$
700	38.6	8.91	47.51
800	33.9	8.00	41.90
900	30.2	7.28	37.48
1000	27.3	6.68	33.98
1200	22.9	5.76	28.66
1500	18.4	4.79	23.19
2000	13.8	3.77	17.57
2500	11.1	3.13	14.23
3000	9.3	2.69	11.99
3500	8.0	2.36	10.36
4000	7.0	2.10	9.10
4500	6.2	1.90	8.10
5000	5.6	1.74	7.34
5500	5.1	1.60	6.70
6000	4.7	1.49	6.19

Análogamente a lo realizado con el Ne y Ar, hemos representado para el Kr los valores de  $\frac{E}{R} \frac{\sigma_t}{a_0^2}$  frente a  $\ln(E)$  (figura 70). Como puede verse, las secciones eficaces totales con la aproximación de Born son mucho más altas que las experimentales. Sin embargo si sumamos la parte inelástica de la aproximación de Born-Bethe con las secciones eficaces elásticas calculadas por Fink y Yates (101) mediante un potencial estático o con la parte elástica de los datos semiempíricos de de Heer (89) obtenemos unas secciones eficaces que están de acuerdo con nuestros resultados experimentales.

Podemos señalar pues que si bien las secciones eficaces inelásticas calculadas con la primera aproximación de Born dan buenos resultados a partir de 700 eV, las correspondientes secciones eficaces elásticas discrepan notablemente de los resultados experimentales incluso a 6000 eV. Esta discrepancia es mayor cuanto más pesado sea el elemento utilizado como blanco.

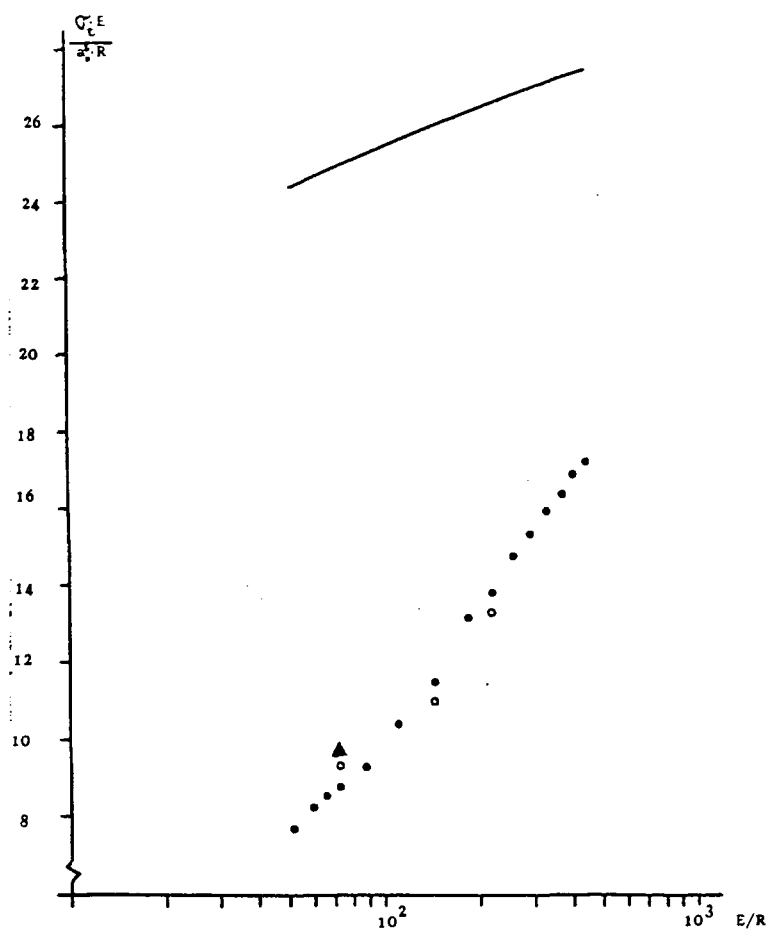


FIG. 70. Como en la figura 68 pero para Kr  
 ( $\blacktriangle$ )  $\sigma_{el}$  de Fink y Yates(101) mas  $\sigma_{inel}$  de Born-Bethe  
 Otros símbolos como en la figura 68

CONCLUSIONES

1.- Se ha medido la vida media de 21 niveles excitados de ArII utilizando el método de las coincidencias retardadas; 16 de estos niveles pertenecen a la configuración  $3p^4 4p$  y los 5 restantes a la  $3p^4 4d$ . Los errores experimentales están comprendidos entre el 3 y el 10%.

El conocimiento preciso de la vida media de estos niveles excitados resulta de gran utilidad en la determinación de las probabilidades absolutas de transición, por lo que se ha llevado a cabo un estudio comparativo entre nuestros resultados y los anteriormente publicados por otros autores. Hay que señalar que entre estos datos previos existían discrepancias de hasta el 50%, especialmente en lo que respecta a la vida media de los niveles de la configuración  $3p^4 4d$ . Los presentes valores han mostrado un excelente acuerdo, en los casos en los que ha sido posible la comparación, con los resultados más fiables (coincidencias fotón-fotón).

2.- Se ha estudiado la aplicabilidad de esquemas teóricos sencillos en el cálculo de vidas medias de niveles de ArII. Para ello se ha calculado la vida media de 93 niveles excitados suponiendo acoplamiento LS en el cálculo de la parte angular de las probabilidades de transición y utilizando la aproximación de Coulomb para el cálculo de la parte radial. Se ha encontrado un buen acuerdo entre los valores calculados y experimentales en más del 70% de los casos y especialmente en los niveles de la configuración  $3p^4 4d$ .

3.- Se han medido las probabilidades de transición relativas y absolutas de 120 líneas originadas en niveles de las configuraciones  $3p^4 4p$  y  $3p^4 4d$  con errores experimentales

comprendidos entre el 10 y el 20%. Los ~~errores~~<sup>valores</sup> relativos se han obtenido con un sistema de recuento de fotones individuales y se han puesto en escala absoluta utilizando nuestros resultados de la vida media de los niveles superiores. Para 70 de estas líneas la primera vez que se obtiene experimentalmente su probabilidad de transición.

4.- Para la realización de las medidas de probabilidad de transición, ha formado parte de los trabajos de esta tesis el diseño y ajuste de un espectrómetro de 1,2 m de distancia focal, con el que se puede abarcar un rango espectral comprendido entre 2000 y 7500 Å con una resolución de 0,36 Å en primer orden.

5.- Utilizando las reglas de la suma de las fuerzas de línea se ha comprobado el buen comportamiento de la aproximación de Coulomb para el cálculo de la parte radial en las transiciones  $4d \rightarrow 4p$ .

6.- Con el fin de superar las dificultades que presenta la medida de secciones eficaces de colisión electrón-átomo para energías de algunos KeV (Diseño del cañón de electrones, óptica electrónica, efectos de la carga espacial,...), se ha diseñado un dispositivo experimental para medir las secciones eficaces de ionización por impacto con electrones de hasta 6 KeV. Los resultados obtenidos han mostrado un buen acuerdo con los datos existentes en la bibliografía, dentro del 10% de error estimado.

7.- La variación con la energía de la sección eficaz de ionización en este rango (2-6 KeV), sigue perfectamente la ley deducida de la teoría de Born-Bethe, resultando ser proporcional a  $E^{-1} \cdot \ln E$ . A partir de estos resultados experimentales se ha obtenido el valor de las constantes de la fórmula de Born-Bethe para la sección eficaz de ionización

del Argon.

8.- La medida precisa de secciones eficaces está limitada por la precisión con la que se determinen los valores absolutos de la presión del gas y especialmente cuando se requiere trabajar a presiones muy bajas ( $10^{-4}$ - $10^{-3}$  torr). Por este motivo se ha desarrollado un método para ganar precisión en la medida absoluta de bajas presiones basado en el registro de la intensidad luminosa emitida por los átomos a través de transiciones no resonantes.

9.- Se ha diseñado y puesto a punto un dispositivo experimental que permite obtener las funciones de excitación de líneas atómicas hasta energías de 6 KeV. Combinando estas funciones de excitación con las correspondientes razones de ramificación, previamente medidas, se han obtenido las secciones eficaces aparentes de excitación de 5 niveles de ArII para la colisión con electrones de energías comprendidas entre 300 y 6000 eV- No existen datos experimentales o teóricos anteriores a este trabajo sobre las mencionadas secciones eficaces en el rango de energías considerado.

10.- Los estudios teóricos sobre la excitación de niveles de ArII por impacto electrónico predicen una variación de la sección eficaz con la energía similar a la que presenta la sección eficaz de ionización. Según el presente trabajo, la forma de la función de excitación a partir de 1000 eV es muy parecida en todos los niveles estudiados y la sección eficaz de excitación de los mencionados niveles en este rango tiene una dependencia con la energía comprendida

entre  $E^{-1} \ln E$  y  $E^{-1}$ .

11.- Se han medido las secciones eficaces totales para la colisión electrón-Argon en el rango de energías de 0,7 a 6 KeV, con un error total de 6%. El método experimental se ha basado en la medida de la atenuación de un haz lineal de electrones. Para discriminar a los electrones que han sufrido alguna colisión con ángulos pequeños se ha introducido en el dispositivo experimental un analizador electrostático de energías de doble enfoque, con el que se han conseguido resoluciones de hasta el 0,3%. Estos resultados son los primeros valores obtenidos experimentalmente de la sección eficaz total en el Argon para la colisión con electrones de energías superiores a 800 eV.

12.- De la misma manera se han obtenido resultados originales de las secciones eficaces totales para la colisión electrón-Neon y electrón-Criptón en el rango de energías de 700 a 6000 eV.

13.- Para estos tres átomos, (Ne, Ar y Kr) se han comparado las secciones eficaces totales experimentales con las que se deducen de la aproximación de Born- Estos valores teóricos se han obtenido sumando la sección eficaz elástica dada por la primera aproximación de Born con la parte inelástica deducida de la teoría de Born-Bethe. En los tres casos las secciones eficaces totales obtenidas de esta manera han sido sensiblemente mas altas que las experimentales, incluso a 6000 eV.

14.- Analizando el origen de esta discrepancia se ha comprobado que al aplicar la aproximación de Born en el cálculo de secciones eficaces elásticas se obtienen valores muy superiores a los experimentales, mientras que para

la parte inelástica dicha aprximación es buena en el rango de energía considerado (0,7-6 KeV). Esta sobreestimación de la parte elástica es mas acusada cuanto mayor sea el número atómico del átomo dispersor.

### REFERENCIAS

- 1.- H.G. Kuhn, "Atomic Spectra", Longmans Group Limited, London (1971).
- 2.- R.D. Cowan, "The Theory of Atomic Structure and Spectra", University of California Press (1981).
- 3.- I.I. Sobelman, "Atomic Spectra and Radiative Transitions", Springer Verlag (1979).
- 4.- B. Zurro, Tesis doctoral, Universidad Complutense, Madrid (1973).
- 5.- J. Bakos, J. Szygeti y L. Varga, Phys. Lett. 20, 503 (1966).
- 6.- D.A. Church, M. Druetta y C.H. Liu, Phys. Rev. Lett. 27, 1763 (1971).
- 7.- J.A. Kernahan, C.C. Lin y E.H. Pinnington, J.O.S.A. 60, 898 (1970).
- 8.- K.A. Mohamed, G.C. King y F.H. Read, J. Phys. B 9, 3154 (1976).
- 9.- Y.I. Malakhov y V.G. Potyomkin. Optc. Spectrosc. (URRS) 32, 129 (1971).
- 10.- G.E. Assousa, L. Brown y W.K. Ford Jr. J.O.S.A. 60, 1311 (1970).
- 11.- U. Fink, S. Bashkin y W.S. Bickel, J.Q.S.R.T. 10, 1241 (1970).
- 12.- T. Andersen, O.H. Madsen y G. Sorensen, Phys. Scripta 6, 125 (1972).
- 13.- F.A. Korolyev, V.V. Lebedeva, A.E. Novik y A.I. Odintsov, Optc. Spectrosc. (URRS) 32, 129 (1972).
- 14.- D.J.G. Irwin, A.E. Livingston y J.A. Kernahan, Nucl. Inst. Meth 110, 111 (1973).
- 15.- L. Minnhagen, J.O.S.A. 61, 1257 (1971).
- 16.- A.E. Livingston, D.J.G. Irwin y E.H. Pinnington, J.O.S.A. 62, 1303 (1972).
- 17.- T.A. Matilsky y J.E. Hesser, J.O.S.A. 52, 579 (1968).
- 18.- C.H. Liu R.B. Gardiner y D.A. Church, Phys. Lett. 43A, 165 (1972).
- 19.- R. Arrathon y D.A. Sealer, Phys. Rev. A 4, 815 (1971).

- 20.- D.B. King y C.E. Head, Phys. Rev. A 13, 1778 (1976).
- 21.- E.H. Pinnington, P. Weinberg, W. Verfuss, H.O. Lotz y R. Hippeler, Phys. Lett. 65A, 287 (1977).
- 22.- L. Ward, A. Wännström, A. Arnesen, R. Hallin y O. Vogel, Phys. Scripta 31, 149 (1985).
- 23.- A. Denis y M. Gaillard, Phys. Lett. 31A, 9 (1970).
- 24.- K.B. Bagloev, S. Phys. B 16, 33 (1983).
- 25.- D. Zhechev, J. Phys. B 18, 65 (1985).
- 26.- B.F.J. Luyken, Physica 60, 432 (1972).
- 27.- R.I. Rudko y C.L. Tang, J. Appl. Phys. 38, 4371 (1967).
- 28.- S.H. Koozekanani y G.L. Trusty, J.O.S.A. 59, 1281 (1969).
- 29.- R.E. Imhof y F.H. Read, Rep. Prog. Phys. 40, 104 (1977).
- 30.- J. Campos, Tesis doctoral, Univ. Complutense de Madrid. (1970).
- 31.- S. Baskhin y J.O. Stoner Jr. "Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams", Vol. II, North-Holland (1978).
- 32.- A.R. Striganov y N.S. Sventitskii, "Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms", IFI/Plenum, New York (1968).
- 33.- R.D. Bates y A. Damgaard, Philos- Trans. R. Soc. London A 242, 101 (1949).
- 34.- A.E.S. Green, D.L. Sellin y A.S. Zachor, Phys. Rev. 184, 1 (1969).
- 35.- A.P. Thorne, "Spectrophysics", Chapman Hall Science Paperbacks, London (1974).
- 36.- W.L. Wiese, M.W. Smith y B.M. Miles, Natl. Stand. Ref. Data Ser., NBS II 22, 201 (1969).
- 37.- J.B. Shumaker y C.H. Popenoe, J.O.S.A. 59, 980 (1969).
- 38.- P. Kepple y H.R. Griem, Phys. Rev. 173, 317 (1968).
- 39.- C.R. Vidal, J. Cooper y E.W. Smith, Astrophys. J. Suppl. No. 214, 25, 27 (1973).
- 40.- C.H. Popenoe y J.B. Shumaker, J. Res. NBS A 69, 495 (1965).
- 41.- H.F. Berg y W. Ervens, Z. Phys. 206, 184 (1967).

- 42.- R.C. Preston, J. Phys. B 10, 1377 (1977).
- 43.- H. Nubbemeyer, J.Q.S.R.T. 16, 395 (1976).
- 44.- J. Richter, Z. Astrophys. 61, 57 (1965).
- 45.- K. Danzmann y M. Kock, J.Q.S.R.T. 29, 517 (1983).
- 46.- H.N. Olsen, J.Q.S.R.T. 3, 59, 305 (1963).
- 47.- J. Chapelle, A. Sy, F. Cabannes y J. Blandi, J.Q.S.R.T. 8, 120 1 (1968).
- 48.- D. van Houwelling y A. Kruthof, J.Q.S.R.T. 11, 1235 (1971).
- 49.- P. Baessler y M. Kock, J. Phys. B 13, 1351 (1980).
- 50.- R. Schnapauff, Z. Astrophys. 68, 431 (1968).
- 51.- J. Bues, T. Haag y J. Richter, Laboratoriumsbericht Finst. f. Exp. Phys., Universitaet Kiel (1966).
- 52.- J.B. Shumaker y C.H. Popenoe, J. Res. NBS A 76, 71 (1972).
- 53.- H. Nubbemeyer, Universität Berlin (1974).
- 54.- B.L. Schram, F.J. de Heer, M.J. Van Der Wiel y J. Kistemaker, Physica 31, 94 (1965).
- 55.- D. Rapp y P. Englander-Golden, J.Chem. Phys. 43, 1464 (1965).
- 56.- P.T. Smith, Phys. Rev. 36, 1293 (1930).
- 57.- K. Sommermeyer y H. Dresel, Z. Phys. 141, 307 (1955).
- 58.- E. Harting y F.H. Read, "Electrostatic Lenses", Elsevier, New York (1976).
- 59.- H.A. Bethe, Ann. Phys. 5, 325 (1930).
- 60.- W.F. Miller y R.L. Platzman, Proc. Roy. Soc. 70, 299 (1957).
- 61.- J.W. Hooper, E.W. Mc Daniel y D.S. Harmer, Phys. Rev. 121, 1123 (1961) y Phys. Rev. 125, 2000 (1962).
- 62.- W.R. Bennett, Jr., Ann. Phys. 18, 367 (1962).
- 63.- W.R. Bennett, Jr., J.W. Knutson, Jr., G.N. Mercer y J.L. Detch, Appl. Phys. Lett. 4, 180 (1964).
- 64.- W.R. Bennett, Jr., G.N. Mercer, P.J. Kindlmann, B. Wexler y H. Hyman, Phys. Rev. Lett. 17, 987 (1966).

- 65.- J.M. Hammer y C.P. Wen, J.Chem. Phys. 46, 1225 (1967).
- 66.- I.D. Latimer y R.M. St. John, Phys. Rev. A 1, 1612 (1970).
- 67.- P.N. Clout y D.W.O. Heddle, J. Phys. B 4, 483 (1971).
- 68.- B. Van Zyl, G.H. Dunn, G. Chamberlain y D.W.O. Heddle, Phys. Rev. A 22, 1916 (1980).
- 69.- H.S.W. Massey y E.H.S. Burhop "Electronic and Ionic Impact Phenomena", Vol. 1, Clarendon (1969).
- 70.- S.H. Koozekanani, IEEE J. Quant. Electron. QE-2, 770 (1966).
- 71.- F. Herman y S. Skillman, "Atomic Structure Calculations", Englewood cliffs, N.J.: Prentice - Hall (1963).
- 72.- M.R. Moustafa Moussa y F.J. de Heer, Physica 36, 646 (1967).
- 73.- C. Ramsauer, Ann. Phys. Lpz. 64, 513 (1921).
- 74.- C. Ramsauer, Ann. Phys. Lpz. 66, 546 (1921).
- 75.- B. Baderson y L.J. Kieffer, Rev. Mod. Phys. 43, 60 (1971).
- 76.- H.J. Blaaw, R.W. Wagenaar, D.H. Barends y F.J. de Heer, J. Phys. B 13, 359 (1980).
- 77.- R.W. Wagenaar y F.J. de Heer, J. Phys. B 13, 3855 (1980).
- 78.- W.E. Kauppila, T.S. Stein, J.H. Smart, M.S. Dababneh, Y.K. Ho, J.P. Downing y V. Pol, Phys. Rev. A 24, 725 (1981).
- 79.- K. Jost, F.G.P. Bisling, F. Eschen, M. Felsmann y L. Walter, Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions (Berlin, ed J. Eichler y col. (Amsterdam: North-Holland) p. 91 (1983).
- 80.- R.W. Wagenaar y F.J. de Heer, J. Phys. B 18, 2021 (1985).
- 81.- J.C. Nickel, K. Imre, D.F. Register y S. Trajmar, H. Phys. B 18, 125 (1985).
- 82.- J.C. Nogueira, Ione Iga y Lee Mu-Tao, J. Phys. B 15, 2539 (1982).
- 83.- B.H. Bransden y M.R.C. Mc Dowell, J. Phys. B 2, 1187 (1969).
- 84.- E. Gerjouy y N.A. Krall, Phys. Rev. 119, 705 (1960).
- 85.- K. Floeder, D. Fromme, W. Raith, A. Schwab y G. Sinapis, J. Phys. B 18, 3347 (1985).

- 86.- R.H. Jansen y F.J. de Heer, J. Phys. B 9, 213 (1976).
- 87.- I.E. Mc Carthy, C.J. Noble, B.A. Phyllips y A.D. Turnbull, Phys. Rev. 15, 2173 (1977).
- 88.- K. Siegbahn, Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis, Ser. IV 20, 198 (1967).
- 89.- F.J. de Heer, R.H.J. Jansen y W. Van der Kaay, J. Phys. B 12, 579 (1979).
- 90.- D.P. Dewangan y H.R.J. Walters, J. Phys. B 10, 637 (1977).
- 91.- F.W. Byron y C.J. Joachain, Phys. Rev. A 15, 128 (1977).
- 92.- C.J. Joachain, R. Vanderpoorten, K.H. Winters y F.W. Byron, J. Phys. B 10, 227 (1977).
- 93.- M. Inokuti y M.R.C. Mc Dowell, J. Phys. B 7, 2382 (1974).
- 94.- C. Tavard, D. Nicholas y M. Ronault, J. Chem. Physique 64, 540 (1967).
- 95.- M. Inokuti, Rev. Mod. Phys. 43, 297 (1971).
- 96.- M. Inokuti, R.P. Saxon y J.L. Dehmer, J. Radiat. Phys. Chem. 7, 109 (1975).
- 97.- M. Inokuti, J.L. Dehmer, T. Baer y J.D. Hanson, Phys. Rev. A 23, 95 (1981).
- 98.- M. Hayashi, J. Phys. D 16, 581 (1983).
- 99.- C. Sánchez del Río, "Introducción a la Teoría del Atomo", Alhambra (1977).
- 100.- M. Naon, M. Cornille y Young-Ki Kim, J. Phys. B 8, 864 (1975).
- 101.- M. Fink y A.C. Yates, Atom. Data 1, 385 (1970).
- 102.- C.B. Shaw, Jr. J.Q.S.R.T. 24, 259 (1980).
- 103.- K.P. Nick y V. Helbig, J.Q.S.R.T. 29, 465 (1983).

**ARTICULOS PUBLICADOS**

## LIFETIMES AND TRANSITION PROBABILITIES OF Ar(II)

GUSTAVO GARCÍA and JOSÉ CAMPOS

Cátedra de Física Atómica Experimental, Facultad de Ciencias Físicas, Laboratorio de Física Atómica, I. Bística, J.E.N., Ciudad Universitaria, 28040-Madrid, Spain

(Received 16 November 1984)

**Abstract**—Radiative lifetimes of 16 levels belonging to the  $3p^4p$  configuration of Ar(II) have been measured by using the delayed-coincidence method. Relative transition probabilities for 87 lines arising from these levels have been determined from emission line-intensity measurements. By using the corresponding experimental lifetimes, the relative transition probabilities were put on an absolute scale. Our experimental results are compared with experimental and theoretical data given by other authors and with our calculations in LS coupling.

### 1. INTRODUCTION

There is a continuing interest in the measurement of transition probabilities and lifetimes of Ar(II) levels. Most of the published experimental studies are devoted to lifetimes of levels belonging to the  $3p^4p$  configuration of Ar(II)<sup>1-4</sup> and absolute values of transition probabilities<sup>5-11</sup> of lines with origin at these levels. Nevertheless, there are important discrepancies in the existing data, probably caused by the diversity of methods employed by different authors.<sup>11</sup> These discrepancies have prompted the present work.

Experimental lifetimes for 16 levels belonging to the  $3p^4p$  configuration of Ar(II) are given in this paper. These results are compared with the most significant published experimental values, and also with theoretical calculations performed by Luyken<sup>12</sup> using intermediate coupling (IC) with configuration interactions. Comparisons are also made with LS coupling and calculations using the Coulomb<sup>13</sup> approximation.

Absolute transition probabilities of lines originating from nine  $3p^4p$  levels were obtained by combining the present experimental lifetimes with the corresponding branching ratios obtained from emission line intensities. Recently, careful attention has been paid to improving the accuracy of transition probability data of Ar(II). Many authors have employed methods based either on diagnostics of the emitting plasma<sup>5,7-10</sup> or on lifetimes measurements.<sup>11</sup> Danzmann and Kock<sup>11</sup> noted, in a recent article, some advantages of the lifetime method used in the present work.

We present transition probabilities for 87 lines. These data include values for 46 transition probabilities not contained in Wiese's<sup>4</sup> compilation or in published later measurements. The wavelengths of the measured transitions range from 2600 to 9500 Å. The tables of Striganov and Sventitskii<sup>14</sup> and Norlén<sup>15</sup> have been used to identify the transitions. To provide level energies for our calculations, the tables of Baskin and Stoner<sup>16</sup> have been used. Our results are compared with previous experimental data and with theoretical calculations made by Luyken.<sup>12</sup>

### 2. EXPERIMENTAL SET-UP

#### 2.1. Lifetimes

The lifetimes of the  $3p^4p$  levels have been measured by means of the delayed-coincidence method. The experimental set-up was similar to that employed in previous studies.<sup>17,18</sup> The lines were selected by means of a monochromator of 2.5-Å resolution and single photons were detected with a 56-UVP photomultiplier. The measurements were performed at gas pressures in the range from 5 to 20 mtorr. Levels were excited by electron pulses of 100-nsec duration. Each level decay was measured, with electron energies ranging from threshold to 70 eV and the intensity evolution of cascading components was followed as the excitation energy was varied. With this procedure it was possible, in some cases, to minimize cascade contributions (Fig. 1). The decay curves were observed in two time ranges, namely 450 and 900 nsec. The results obtained for both times were in agreement.

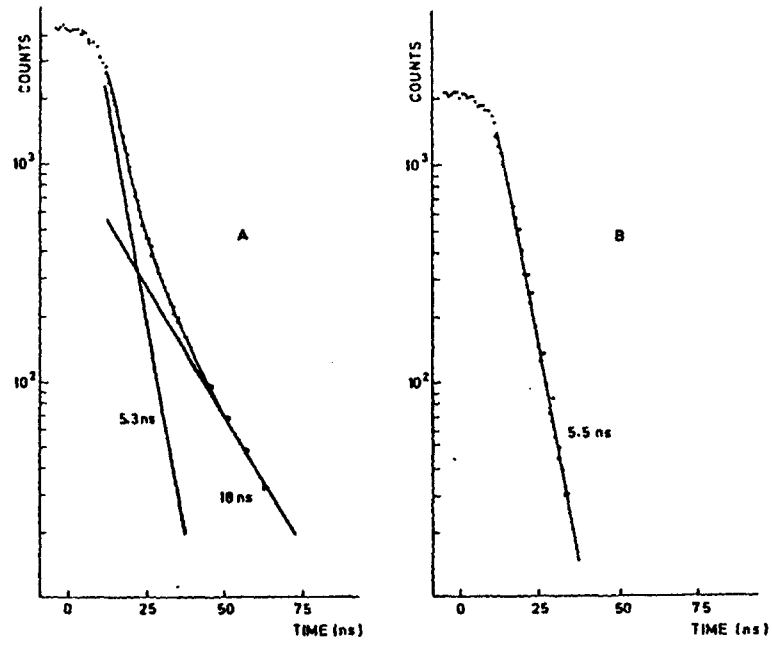


Fig. 1. Decay curves of the  $4p^2P^o_{3/2}$  level of Ar(I) measured through the 4131.7-Å line (19 mtorr pressure). (A) This curve refers to the use of 70-eV electron excitation energy. (B) The data refer to 30-eV energy, and it is seen that cascade contributions are negligible.

Table 1. Radiative lifetimes (ns) of levels belonging to the  $3p^4 4p$  configuration of Ar(II).

Level	Line (Å)	Experimental Values					Theor. Data	
		Delay. Coinc.		Ph.-Ph.Coinc. Ref. 2	Beam-Foil Ref. 3	Beam-Gas Ref. 4	IC Ref. 12	LS This Work
		This Work	Ref. 1					
$4p^2 P^o_{1/2}$	4657.9	$8.0 \pm 0.6$	$8.0 \pm 0.13$		$7.8 \pm 0.4$		7.80	9.0
$4p^2 P^o_{3/2}$	4764.9	$7.9 \pm 0.3$	$8.5 \pm 0.14$		$11.3 \pm 3.3$	$9.19 \pm 0.14$	8.04	8.0
	4545.0	$7.8 \pm 0.5$	$8.4 \pm 0.13$					
$4p^2 S^o_{1/2}$	4579.3	$8.6 \pm 0.6$	$8.7 \pm 0.15$				7.50	6.1
$4p^2 D^o_{3/2}$	4965.1	$8.5 \pm 0.5$	$9.9 \pm 0.16$	$8.94 \pm 0.41$	$7.0 \pm 0.7$		8.72	9.8
$4p^2 D^o_{5/2}$	4879.9	$9.0 \pm 0.6$	$10.3 \pm 0.2$	$9.11 \pm 0.23$		$9.23 \pm 0.19$	8.45	9.8
$4p^2 P^o_{1/2}$	4131.7	$5.5 \pm 0.4$				$4.50 \pm 0.24$	8.26	5.5
$4p^2 P^o_{3/2}$	4277.5	$5.9 \pm 0.3$					5.32	6.1
	4237.2	$5.4 \pm 0.2$						
$4p^2 D^o_{5/2}$	4481.8	$8.0 \pm 0.5$				$7.84 \pm 0.08$	5.80	5.5
$4p^2 F^o_{5/2}$	4589.9	$8.9 \pm 0.3$			$10.4 \pm 0.5$		7.57	6.1
$4p^2 F^o_{7/2}$	4609.6	$8.5 \pm 0.7$	$9.0 \pm 0.16$		$8.1 \pm 0.4$	$8.47 \pm 0.14$	7.36	7.3
$4p^2 P^o_{3/2}$	4052.9	$11.0 \pm 0.3$						9.8
$4p^4 S^o_{3/2}$	3850.6	$7.5 \pm 0.5$					4.73	5.0
$4p^4 P^o_{3/2}$	4933.2	$8.1 \pm 0.6$	$9.6 \pm 0.11$	$7.02 \pm 0.03$	$9.2 \pm 0.9$	$8.40 \pm 0.24$	5.88	9.2
$4p^4 P^o_{1/2}$	4847.8	$8.1 \pm 0.5$				$8.42 \pm 0.5$	5.88	9.1
$4p^4 P^o_{5/2}$	4806.0	$8.0 \pm 0.5$	$10.3 \pm 0.19$	$7.78 \pm 0.12$		$8.28 \pm 0.17$	5.83	9.3
$4p^4 D^o_{1/2}$	4379.7	$8.0 \pm 0.3$			$8.4 \pm 0.4$		5.65	6.9

Lifetimes and transition probabilities of Ar(II)

Table 2. Transition probabilities of lines arising from the  $4p^2S^0_{1/2}$ ,  $4p^2P^0_{1/2}$ ,  $4p^2P^0_{3/2}$ ,  $4p^2F^0_{5/2}$ ,  $4p^2F^0_{7/2}$ ,  $4p^2S^0_{3/2}$  and  $4p^2D^0_{1/2}$  levels of Ar(II).

TRANSITION		Line (Å)	RELATIVE TRANSITION PROBABILITIES					ABSOLUTE TRANSITION PROBABILITIES ( $\times 10^6 s^{-1}$ )				
			Experimental Values			Theor. Data		Experimental Values			Theor. Data	
Lower	Upper		This Work	Ref. 5	Ref. 6	Ref. 12		This Work	Ref. 5	Ref. 6	Ref. 12	
						(Ar)	(Av)				(Ar)	(Av)
$3d^2D_{3/2}$	$4p^2S^0_{1/2}$	9418.6	<0.5					<0.4				
$4s^2D_{3/2}$		8017.5	1.1					0.9±0.1				
$3d^4P_{3/2}$		7358.3	0.2					0.2±0.04				
$3d^2P_{3/2}$		6483.1	13.0	12.2	12.3	12.8	10.8	10.3±0.9	11.0	19.1	11.2	8.7
$3d^2P_{1/2}$		6103.5	2.9	1.4	1.5	3.2	3.3	2.3±0.9	1.3	1.2	2.7	2.6
$3d^4F_{3/2}$		5642.4	0.2	<0.07				0.2±0.05	<0.06			
$4s^2P_{1/2}$		4579.3	100	100	100	100	100	79.0±9	90.4	82.0	87.5	80.7
$4s^2P_{3/2}$		4375.9	28.3	24.6	24.3	30.6	29.3	22.3±3	22.2	20.0	26.8	23.7
$4s^4P_{1/2}$		3922.3	0.5	0.01	0.2			0.4±0.06	0.1	0.19		
$4s^4P_{3/2}$		3844.6	<0.5	0.5	1.0			<0.4	0.5	0.7		
$4s^2D_{3/2}$	$4p^2P^0_{1/2}$	9017.6	6.9					5.5±1.1				
$3d^2P_{3/2}$		7121.7	0.6	0.6				0.5±0.1	0.5			
$3d^2P_{1/2}$		6666.4	10.3	9.0	8.8	7.0	5.0	8.3±0.9	8.0	7.1	6.1	4.1
$3d^4F_{3/2}$		6120.1	0.24	<0.2				0.3±0.04	<0.2			
$4s^2P_{1/2}$		4889.0	23.0	19.7	19.6	23.2	23.8	18.5±1.6	17.6	15.9	20.1	19.4
$4s^2P_{3/2}$		4657.9	100	100	100	100	100	80.2±8	89.0	81.0	86.5	81.3
$4s^4P_{1/2}$		4147.4	<0.2	0.2				<0.2	0.2	0.02		

12

$3d^4D_{1/2}$	3706.9	0.75	~ 0.2	0.9				0.6±0.08	~ 0.2	0.7		
$3d^2D_{5/2} - 4d^2P_{3/2}$	4732.1	14.2						12.9±1.2				
$3d^2D_{3/2}$	4598.8	12.7						11.5±1.1				
$3d^2F_{5/2}$	4530.5	4.7						4.2±0.8				
$4s^2D_{5/2}$	4277.5	100		100	100	100		90.7±9		100	78.1	55.2
$4s^2D_{3/2}$	4237.2	20.3		21.0	9.2	10.6		18.4±1.6		21.0	7.2	5.9
$3d^4P_{3/2}$	4045.7	1.8						1.7±0.3				
$3d^4P_{1/2}$	4001.1	0.4						0.4±0.07				
$3d^2P_{3/2}$	3766.1	10.8						9.8±1.3				
$3d^2P_{1/2}$	3634.8	1.9						1.7±0.2				
$4s^2P_{1/2}$	3033.5	8.5						7.7±0.9				
$4s^2P_{3/2}$	2942.9	27.9						25.2±3.6				
$4s^4P_{3/2}$	2692.6	0.9						0.7±0.1				
$3d^2G_{7/2} - 4d^2F_{5/2}$	6172.3	30.0			50.0	38.8		18.9±2			23.6	15.4
$3d^2D_{5/2}$	5176.2	2.6						1.6±0.2				
$3d^2D_{3/2}$	5017.2	31.2						19.6±2	25.0			
$3d^2F_{5/2}$	4936.1	1.0						0.6±0.1				
$3d^2F_{7/2}$	4710.8	0.7						0.4±0.06				
$4s^2D_{5/2}$	4637.2	12.6		10.9	13.5	13.9		7.9±0.5		9.0	6.4	5.5
$4s^2D_{3/2}$	4589.9	100		100	100	100		62.9±6		82.0	47.2	39.7
$3d^2P_{3/2}$	4042.2	0.6						0.4±0.08				
$4s^2P_{3/2}$	3108.8	~ 0.01						~ 0.06				

(Contd.)



$3d^4D_{1/2}$	3531.2	<0.5	<0.06				<0.2	<0.4				
$3d^4D_{3/2}$	3517.9	0.5	~0.15	0.3			0.2±0.04	~0.1	0.2			
$3d^4D_{5/2}$	3499.5	1.2	0.6	0.9			0.5±0.1	0.4	0.5			
$3d^4P_{3/2} - 4p^4D_{1/2}^o$	9150.8	<0.5					<0.4					
$3d^4P_{1/2}$	8926.1	0.6					0.5±0.1					
$3d^4F_{3/2}$	6639.7	16.5	17.4	17.4	17.0	15.1	14.5±1.3	20.1	18.1	20.6	15.6	
$4s^2P_{3/2}$	4952.9	0.09	<0.09	0.003			0.08±0.02	<0.1	0.03			
$4s^4P_{1/2}$	4379.7	100	100	100	100	100	87.9±9	115	104	122	103	
$4s^4P_{3/2}$	4282.9	14.5	11.6	11.5	12.9	12.4	12.7±1.1	13.3	12	15.8	12.8	
$3d^4D_{1/2}$	3891.4	3.9	3.7	3.7	5.0	1.6	3.4±0.2	4.3	3.9	6.0	1.6	
$3d^4D_{3/2}$	3875.3	6.1	6.9	7.3	8.9	2.8	5.4±0.7	8.0	7.6	10.9	2.8	

Table 3. Transition probabilities of lines arising from the  $4p^2P^o_{1/2}$  and  $4p^2P^o_{3/2}$  levels of Ar(II).

TRANSITION		Line (Å)	ABSOLUTE TRANSITION PROBABILITIES ( $\times 10^6 s^{-1}$ )							Theor. Data	
Levels Lower Upper	Experimental Values						Ref. 12				
	This Work		Ref. 5	Ref. 6	Ref. 11	Ref. 9	Ref. 10	Ref. 12			
								(Ar)	(Av)		
$4s^2P_{1/2}$	$4p^2P^o_{1/2}$	6077.4	$\sim 0.03$	0.04	0.09						
$4s^2P_{3/2}$		5724.3	$0.08 \pm 0.01$	0.04	0.14						
$4s^4P_{1/2}$		4972.2	$9.0 \pm 1$	10.7	9.6			11.5	12.0		
$4s^4P_{3/2}$		4847.8	$78.0 \pm 7$	94	85		$68.8 \pm 17$	$93.3 \pm 9$	97.5	97.4	
$3d^4D_{1/2}$		4352.2	$21.0 \pm 3$	25.3	22.8				33.0	10.6	
$3d^4D_{3/2}$		4332.0	$18.0 \pm 2$	23	20				27.0	8.45	
$3d^4F_{5/2}$	$4p^4P^o_{5/2}$	8376.1	$1.4 \pm 0.2$								
$3d^4F_{7/2}$		8110.6	$< 0.03$								
$4s^2P_{3/2}$		5950.9	$0.07 \pm 0.02$	0.04	0.07						
$4s^4P_{3/2}$		5009.3	$13.5 \pm 2$	16.3	14.7	$13.8 \pm 0.7$			16.8	18.0	
$4s^4P_{5/2}$		4806.4	$69.0 \pm 6$	87.2	79.0	$71.2 \pm 2$	$56.2 \pm 6$	$86.3 \pm 8$	90.8	90.2	
$3d^4D_{3/2}$		4460.6	$1.4 \pm 0.1$	1.7	1.6	$1.46 \pm 0.1$			2.15	0.77	
$3d^4D_{5/2}$		4431.0	$11.0 \pm 1.5$	12.2	11.0	$10.7 \pm 0.5$			15.6	5.54	
$3d^4D_{1/2}$		4409.9	$30.8 \pm 3$	35.7	32.2	$30.5 \pm 1.3$			45.3	15.0	

### 2.2. Branching ratios

We have measured relative emission intensities of lines with a common upper level by means of single-photon counting. The light source was a hollow cathode lamp operating at 10-mA current. Lines in the spectral range from 3400 to 9500 Å have been isolated by a 0.5-m monochromator with 0.4-Å resolution. For intensity measurements of lines with wavelength longer than 6000 Å, a cut-off optical filter was employed to avoid second-order contamination. Photons were detected with an XP 1005 photomultiplier that was cooled with dry ice. For the spectral range from 2000 to 4500 Å, a 1-m u.v. spectrometer of 1-Å resolution was used. The single photon detector was an EMI 4813 QB photomultiplier. The results obtained with both spectrometers are in agreement in the overlapping region (3400–4500 Å). Calibrated tungsten strip and deuterium lamps were used to determine the wavelength responses of both systems.

## 3. RESULTS AND DISCUSSION

### 3.1. Lifetimes

The experimental results and the theoretical calculations for LS coupling and the Coulomb approximation are given in Table 1. The experimental errors fall between 3 and 9%. Our experimental results are in good agreement with the values of Bakos *et al.*<sup>1</sup> obtained by the same delayed-coincidence technique and also with the results of Mohamed *et al.*<sup>2</sup> obtained by means of the cascade-free method of photon-coincidence. There is also agreement with the beam-gas results of King and Head.<sup>4</sup> The values obtained by Kernahan *et al.*<sup>3</sup> by the beam-foil method agree with ours in four out of seven cases.

Our experimental values agree with the theoretical calculations of Luyken<sup>12</sup> for the  $4p^2S^0$ ,  $4p^2P^0$ ,  $4p^2D^0$  levels and higher for the rest. There is agreement with the present LS calculations within 10% for 12 out of 16 cases.

### 3.2. Transition probabilities

The relative transition probabilities of lines arising from the  $4p^2S^0/2$ ,  $4p^2P^0/2$ ,  $4p^2F^0/2$ ,  $4p^2P^0/2$ ,  $4p^2S^0/2$  and  $4p^2D^0/2$  levels are shown in Table 2. The experimental errors are 10% for lines of relative intensity higher than 20, and 15% for the others. The estimated error for lines marked with the ~ sign is 40%. For very weak lines, only an upper limit is given. In Table 2, we include for comparison the values of Wiese,<sup>6</sup> Shumaker and Popenoe<sup>5</sup> (pure argon arc) and the IC theoretical calculations of Luyken<sup>12</sup> given in dipole length and dipole velocity formulations. In general, there is agreement, within 10%, with these theoretical data, except for the 3499.5-, 6103.5- and 4383.8-Å lines.

By using the corresponding lifetimes, the relative transition probabilities were put on an absolute scale. For the indicated lines, the absolute transition probabilities are shown in Table 2. The theoretical LS branching ratio was used only for the 10829-Å line which falls outside of our experimental range.

The results corresponding to the  $4p^2P^0/2$  and  $4p^2P^0/2$  upper levels appear in Table 3. The most recent values reported in the literature are included for comparison. The intense line at 4806.4 Å arises from the  $4p^2P^0/2$  level and has been studied by many authors in order to obtain a reference line for comparisons. For this line, methods based on  $H_\beta$  plasma diagnostics<sup>7</sup> yield systematically higher results than ours, except for the recent measurement of Preston<sup>7</sup> using the theory of Vidal *et al.*<sup>16</sup> The mean value for data obtained in a pure argon plasma by diagnostics<sup>8,9,10</sup> is only 11% higher than ours. In general, the former values, which were obtained by using branching ratios and lifetimes, are in good agreement with our results. Our value ( $69 \pm 6 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ) agrees with that given by Preston<sup>7</sup> ( $68.0 \pm 3.4 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ), which was obtained by using the results of Refs. 4 and 5. There is also good agreement with the recent result of Danzmann and Koch ( $71.2 \pm 0.12 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ).<sup>11</sup>

## REFERENCES

1. J. Bakos, J. Stigeti and L. Varga, *Phys. Lett.* **20**, 503 (1966).
2. K. A. Mohamed, G. C. King and F. H. Read, *J. Phys.* **B 9**, 3159 (1976).
3. J. A. Kernahan, C. C. Liu and E. H. Pfanington, *JOSA* **60**, 898 (1970).
4. D. B. King and C. E. Head, *Phys. Rev. A* **13**, 1778 (1976).
5. J. B. Shumaker and C. H. Popenoe, *JOSA* **59**, 980 (1969).
6. W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Miles, *Natl. Stand. Ref. Data Ser.*, NBSII(22), 201 (1969).
7. R. C. Preston, *J. Phys.* **B 10**, 1377 (1977).
8. P. Baessler and M. Kock, *J. Phys.* **B 13**, 1351 (1980).
9. C. B. Shaw, Jr., *JQSRT* **24**, 259 (1980).
10. K. P. Nick and V. Helbig, *JQSRT* **29**, 465 (1983).
11. K. Danzmann and M. Kock, *JQSRT* **29**, 517 (1983).
12. B. F. J. Luyken, *Physica* **60**, 432 (1972).
13. R. D. Bates and A. Damgaard, *Philos. Trans. R. Soc. London A* **242**, 101 (1949).
14. A. R. Striganov and N. S. Sventitskii, *Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms*. IFL/Pleenum, New York (1968).
15. G. Noriën, *Phys. Scripta* **8**, 249 (1973).
16. S. Bashkin and J. O. Stoner Jr., *Atomic Energy Levels and Grotian Diagrams*, Vol. 2, North-Holland, New York (1978).
17. P. Martín and J. Campos, *JOSA* **67**, 1327 (1977).
18. V. Fonseca and J. Campos, *Phys. Rev. A* **17**, 1080 (1978).

## Lifetimes and Transition Probabilities of Excited Levels Belonging to the $3p^44d$ Configuration of Ar(II)

Gustavo Garcia and José Campos

Catedra de Física Atómica Experimental, Facultad de Ciencias Físicas, Laboratorio de Física Atómica, I. Básica, J.E.N., Ciudad Universitaria, 28040-Madrid, Spain

Received December 10, 1985; accepted January 12, 1986

### Abstract

Radiative lifetimes of 5 levels belonging to the  $3p^44d$  configuration of Ar(II) have been measured by using the delayed-coincidence method. Relative transition probabilities for 33 lines arising from these levels have been determined from emission line-intensity measurements. By using the corresponding experimental lifetimes, the relative transition probabilities were put on an absolute scale. Our experimental results are compared with experimental and theoretical data given by other authors and with our calculations performed in LS coupling.

### 1. Introduction

As it is well known, the knowledge of lifetimes and transition probabilities is relevant for atomic structure studies and for applications to plasma and laser physics and to astrophysics. Due to the continuous interest in this field a great number of experimental and theoretical works devoted to determination of these parameters in Ar II were carried out. A recent article of Ward et al. [1] gives a detailed review of the methods employed by different authors for lifetimes determination in the homologous ions Ar(II), Kr(II) and Xe(II) including also a comparison between the existing results for some excited levels.

Most of the previous works on Ar II are devoted to the study of levels belonging to the  $3p^44p$  configuration. Many of the lines originating from these levels have a high intensity and they are also laser transitions. However, there are very few data in the literature concerning other configurations of interest. This situation has prompted the present measurement of transition probabilities for excited levels belonging to the  $3p^44d$  configuration of Ar II. This work also includes results of calculations performed in LS coupling.

The earliest measurements of radiative lifetimes of  $3p^44d$  levels were reported in 1970 by Denis and Gaillard [2] and by Fink et al. [3] employing the beam-foil technique. By the same method, experimental lifetimes for some  $4d$  states were obtained by Pinnington et al. [4] in 1978. Recently, new experimental data obtained by other methods have been published: Bagloev [5] by the delayed coincidence method (1983) and Zhechev [6] by means of the Hanle effect method. However, discrepancies within 40% remain.

In the present work experimental lifetimes of 5 levels belonging to the  $3p^44d$  configuration of Ar II are given. The measurement were carried out employing the delayed coincidence method. The results are compared with the previous experimental data and also with theoretical calculations performed by Rudko and Tang [7] in intermediate coupling (IC). Comparison is also made with our calculations performed in LS coupling and Coulomb approximation.

There are very few previous experimental works concerning transition probabilities of lines arising from these levels. The compilation of Wiese et al. [8] takes account of the theoretical calculations of Rudko and Tang [7], and for some transition of the experimental results obtained by Schnapouff [9]. In the present work absolute transition probabilities for lines originating from  $3p^44d$  levels were obtained by combining the present experimental lifetimes with the corresponding branching ratios obtained from emission line intensities. In a recent article [10] we noted some advantages of this experimental method. In this way, absolute transition probabilities for 33 lines have been obtained. For 24 lines there were no previous published values to our knowledge. The wavelengths of the measured transition range from 3200 to 4400 Å. The tables of Striganov and Sventitskii [11] and Norlén [12] have been used to identify the transitions. To provide level energies for our calculations, the tables of Bashkin and Stoner [13] have been used. Our results are compared with previous experimental data of Schnapouff [9] and with theoretical calculations made by Rudko and Tang [7].

### 2. Experimental set-up

As mentioned above, the delayed-coincidence method has been used in the present work. The experimental set-up was similar to that employed in previous works [14, 15]. The measurements were performed at a gas pressure ranging from 2 to 20 mTorr, and a continuous gas flow was maintained during each measurement. No significant lifetime changes with pressure variations were observed within the experimental errors. The levels were excited by electron pulses of 0.6 mA peak current and 100 kHz repetition rate. The duration of each pulse was 85 ns, and the total cut-off time was less than 3 ns. The lines were selected by means of a monochromator of 2.5 Å resolution and single photons were detected with a 56-UVP photomultiplier. In order to study the evolution of cascade components the energy of the colliding electrons was varied from threshold to 70 eV. The decay curves were observed in a time range of 300 ns.

For the determination of the branching ratios, we have measured relative emission intensities of lines with a common upper level of means of a single-photon counting. The light source was a hollow cathode lamp operating at 3 mA current. The spectral lines were isolated by a 1.2 m monochromator of 0.3 Å resolution in first order. The single photon detector was a EM19783B photomultiplier cooled with dry ice. A calibrated tungsten strip lamp was used to determine the wavelength response of the entire system.

Table I. *Lifetimes of levels belonging to the 3p<sup>4</sup>d configuration of Ar(II)*

Level	$\lambda(\text{\AA})$	Experiment (ns)					Theory (ns)	
		This work	Ref. [2]	Ref. [4]	Ref. [5]	Ref. [6]	Ref. [7]	This work
$4d^2D_{3/2}$	3799.4	$3.3 \pm 0.2$			$4.7 \pm 0.6$	$4.8 \pm 0.7$	2.50	3.3
$4d^2D_{5/2}$	3476.7	$3.2 \pm 0.2$			$4.6 \pm 0.6$	$4.8 \pm 0.6$	2.51	3.3
$4d^2D_{3/2}$	3780.9	$3.0 \pm 0.2$	$2.9 \pm 0.3$	$3.22 \pm 0.25$	$4.1 \pm 0.4$		2.53	3.3
$4d^2F_{5/2}$	3582.4			$3.34 \pm 0.17$			2.53	3.6
$4d^2F_{7/2}$	3576.6	$3.0 \pm 0.3$		$3.28 \pm 0.35$	$4.9 \pm 0.4$	$5.3 \pm 0.8$	2.54	3.5
$4d^2F_{7/2}$	3588.5	$3.3 \pm 0.3$	$3.4 \pm 0.7$	$3.48 \pm 0.16$	$5.0 \pm 0.4$	$5.1 \pm 1.1$	2.55	3.5

3. Results and discussion

Our experimental and theoretical calculations in *LS* coupling for the lifetimes of  $4d^2D$  and  $4d^2F$  levels are given in Table I. The experimental errors fall between 6 and 10%. For comparison we also include previous experimental and theoretical data from other works. The present lifetime measurements are in good agreement, within experimental errors, with the results obtained by Denis and Gaillard [2] and with those given by Pinnington et al. [4], both through the beam-foil technique. However, the recent lifetime results of Bagloev [5]

and Zhechev [6] are systematically longer than ours by about 60%.

In general, there is a good agreement between our theoretical and experimental results. The Rudko and Tang [7] calculations yield values of 20% lower than our measurements. This discrepancy is within the estimated accuracy of these calculations.

Although measurements were made close to excitation threshold conditions to minimize cascade contributions, we also made measurements at higher energies in order to follow

Table II. *Relative and absolute transition probabilities of lines arising from 3p<sup>4</sup>d levels of Ar(II)*

Upper level	Lower level	$\lambda(\text{\AA})$	$A_{ul}(\text{s}^{-1})$		$A_{ul}(\text{s}^{-1}) \times 10^4$			
			Experiment		Theory		Ref. [7]	
			This work	Ref. [9]	Ref. [7]	This work		Ref. [9]
$4d^2D_{3/2}$	$4p^2D_{3/2}^o$	3844.7	2.1		2.0	$5.2 \pm 0.4$	4.74	
	$4p^2D_{5/2}^o$	3780.9	33.6		39.5	$82.5 \pm 7$	93.7	
	$4p^2F_{3/2}^o$	3491.5	100		100	$246 \pm 20$	297	
$4d^2D_{5/2}$	$4p^2S_{1/2}^o$	4394.6	0.43			$0.57 \pm 0.09$		
	$4p^2P_{1/2}^o$	4243.6	0.17			$0.22 \pm 0.07$		
	$4p^2D_{3/2}^o$	3998.2	3.0		3.0	$4.8 \pm 0.3$	4.95	
	$4p^2D_{5/2}^o$	3900.6	5.6		4.9	$7.4 \pm 0.6$	8.17	
	$4p^2D_{7/2}^o$	3826.8	21.6	12.1	20.8	$28 \pm 2$	15	34.5
	$4p^2D_{9/2}^o$	3763.5	13.1	11.3	13.2	$17.3 \pm 1.4$	14	21.9
	$4p^2F_{3/2}^o$	3514.4	100	100	100	$132 \pm 11$	123	166
$4d^2D_{7/2}$	$4p^2F_{5/2}^o$	3476.7	92.8	109	97.6	$123 \pm 10$	134	162
	$4p^2S_{3/2}^o$	4358.5	< 0.1			< 0.1		
	$4p^2P_{3/2}^o$	4209.9	~ 0.1			~ 0.2		
	$4p^2D_{5/2}^o$	4065.1	0.63		0.7	$1.1 \pm 0.1$	1.52	
	$4p^2D_{7/2}^o$	3958.9	2.1		1.5	$3.7 \pm 0.3$	3.29	
	$4p^2D_{9/2}^o$	3911.6	4.3		4.0	$7.5 \pm 0.6$	8.78	
	$4p^2D_{11/2}^o$	3872.1	8.7		8.6	$15.1 \pm 1.2$	18.9	
$4d^2D_{9/2}$	$4p^2S_{5/2}^o$	3799.4	9.6		10.5	$16.7 \pm 1.3$	23.0	
	$4p^2P_{5/2}^o$	3535.3	31.5		37.5	$54 \pm 4$	82.4	
	$4p^2D_{7/2}^o$	3491.2	100		100	$174 \pm 11$	216	
	$4p^2F_{5/2}^o$	3454.1	17.4		20.3	$30 \pm 2$	44.6	
	$4p^2F_{7/2}^o$	3869.6	0.21			$0.54 \pm 0.11$		
	$4p^2F_{9/2}^o$	3746.9	0.95			$2.45 \pm 0.4$		
	$4p^2F_{11/2}^o$	3656.1	2.89	3.5	2.8	$7.5 \pm 0.9$	13	6.2
$4d^2F_{5/2}$	$4p^2D_{3/2}^o$	3582.4	100	100	100	$238 \pm 29$	372	305
	$4p^2D_{5/2}^o$	3519.9	22.4		24.6	$58 \pm 7$		75.2
	$4p^2D_{7/2}^o$	3460.3	1.3			$3.4 \pm 1.1$		
	$4p^2F_{3/2}^o$	3253.9	0.39			$1.8 \pm 0.2$		
	$4p^2F_{5/2}^o$	3221.6	0.85			$2.2 \pm 0.4$		
	$4p^2F_{7/2}^o$	3717.2	2.0		0.8	$6.0 \pm 0.9$		2.98
	$4p^2F_{9/2}^o$	3576.8	100	100	100	$302 \pm 34$	277	361
$4d^2F_{7/2}$	$4p^2D_{5/2}^o$	3521.3	8.4	8.3	8.1	$25 \pm 3$	23	29.4
	$4p^2D_{7/2}^o$	3588.5				$303 \pm 33$	339	392

### Lifetimes and Transition Probabilities of Excited Levels Belonging to the $3p^4d$ Configuration of Ar(II)

the evolution of cascade components. For excitation energies above 40 eV, all the decay curves corresponding to the  $4d^4D$  and  $4d^4F$  levels show two cascade components. The longest component has a lifetime between 40 and 60 ns and can be attributed to cascade repopulation from the  $5p^4D^0$  and  $6p^4D^0$  levels. These levels have significant decay rates to the studied levels and also their theoretical lifetimes are in agreement with the observed experimental values. The lifetime of the shortest cascade component lies between 8 and 14 ns. This component may originate by repopulation from the  $3p^4(^1P_2)4f$  levels.

The relative and absolute transition probabilities of lines arising from the  $4d^4D_{3,2}$ ,  $4d^4D_{3,2}$ ,  $4d^4D_{3,2}$ ,  $4d^4F_{3,2}$ ,  $4d^4F_{3,2}$  and  $4d^4F_{3,2}$  levels are shown in Table II. The experimental errors for relative transition probabilities are mainly due to the determination of the spectrometer efficiency (better than 5%) and to statistical uncertainties, resulting in a total error of 7% for lines of relative intensity higher than 9 and up to 15% for the others. The sign  $\sim$  means an estimated error of 40%. For the very weak line at 4358.5 Å only an upper limit is given. For the 3466.3 Å line which originates from two transitions between different levels ( $4d^4F_{3,2} \rightarrow 4p^4D^0_{7,2}$  and  $4d^4D_{1,2} \rightarrow 4p^4P^0_{1,2}$ ) the theoretical branching ratios have been combined with the measured total intensity to estimate its relative intensity. The quoted error for this line is 30%.

The present relative transition probabilities are in good agreement with 70% of the theoretical data published by Rudko and Tang [7]. The remaining ones present discrepancies between 14 and 44%, except for the 3717.2 Å weak line for which the theoretical value is lower than our experimental result by about 150%. We have found previous experimental measurements for only 9 out of 33 transitions studied in this work. These measurements have been performed by Schnapouff [9] and are included in Wiese's compilation. As seen in table II these experimental results agree with ours within 10% in 5 out of 9 cases.

The present experimental lifetimes have been used to put the transition probabilities on an absolute scale. It was assumed for the  $4d^4F_{3,2}$  level that its lifetime value is the same as for the  $4d^4F_{3,2}$  level within the error limit, as it was proved in previous theoretical and experimental works [4, 7].

The absolute transition probabilities obtained in this are about 20% lower than those calculated by Rudko Tang [7], due to the discrepancy in the lifetime values mentioned. The experimental results of Schnapouff [9] not a definite tendency respect to the present data exist in agreement in a significant number of cases.

#### Note added in proof

A recent article by S. Hashiguchi and M. Hasikuni (J. F. Soc. Jap. 54, 1290 (1985)) gives experimental branching ratios for Ar(II) lines in agreement with the present results.

#### Acknowledgement

This work was made with partial financial support of the Spanish CA (project 1402/82).

#### References

1. Ward, L., Wännström, A., Arnesen, A., Hallin, R. and Vogt, Physica Scripta 31, 149 (1985).
2. Denis, A. and Gaillard, M., Phys. Lett. 31A, 9 (1970).
3. Fink, V., Bashkin, S. and Bickel, W. S., J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer 10, 1241 (1970).
4. Pinnington, E. H., Weinberg, P., Verfass, W., Lutz, H. O. Hippler, R., Phys. Lett. 65A, 287 (1978).
5. Bagloev, K. B., J. Phys. B16, 33 (1983).
6. Zhechev, D., J. Phys. B18, 65 (1985).
7. Rudko, R. I. and Tang, C. L., J. Appl. Phys. 38, 4371 (1967).
8. Wiese, W. L., Smith, M. W. and Miles, B. M., Natl. Stand. Res. Ser., NBSII (22), 201 (1969).
9. Schnapouff, R., Z. Astrophys. 68, 431 (1968).
10. Garcia, G. and Campos, J., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 85 (1985).
11. Striganov, A. R. and Sveinitskii, N. S., Tables of Spectral L. Neutral and Ionized Atoms, Plenum, New York (1968).
12. Noriën, G., Physica Scripta 8, 249 (1973).
13. Bashkin, S. and Stoner, Jr., J. O., Atomic Energy Level and G: Diagrams, Vol. 2, North-Holland, Amsterdam (1978).
14. Borge, M. J. G. and Campos, J., Phys. Rev. A27, 1910 (1983).
15. Fonseca, V., Ortiz, M. and Campos, J., J. Opt. Soc. Am. 73 (1983).



11001 335918 — I. O. P. — J. Phys. B — B. 918 — KB 35 — G. 1  
 11002 J. Phys. B: At. Mol. Phys. 19 (1986) 000-000. Printed in Great Britain  
 11003

11004 **Total cross sections for electron scattering from Ne, Ar and Kr**  
 11005 **in the energy range 700–6000 eV**

11006 G Garcia, F Arqueros and J Campos  
 11007 Cátedra de Física Atómica Experimental, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad  
 11008 Complutense, 28040 Madrid, Spain

11009 Received 17 January 1986

11010 **Abstract.** Total cross sections for electron scattering from Ne, Ar and Kr in the impact  
 11011 energy range 700–6000 eV have been measured. The experimental method has been based  
 11012 on the measurement of the attenuation of a linear electron beam. The results have been  
 11013 compared with available theoretical, semi-empirical and experimental total cross sections.  
 11014 No previous data have been found in the literature for impact energies above 3000 eV.

11015 **1. Introduction**

11016 Electron scattering by noble gases has been the subject of a large number of experi-  
 11017 mental and theoretical studies. Early experiments on total cross sections were carried  
 11018 out at low electron energies (<100 eV) largely using the Ramsauer technique (Ramsauer  
 11019 1921a, b). Bederson and Kieffer (1971) have summarised the results of experiments  
 11020 performed using this technique. Later measurements have been made up to higher  
 11021 energies by studying the attenuation of a linear electron beam in the gas. Blaauw *et al*  
 11022 (1980) and Wagenaar and de Heer (1980) have measured total cross sections for  
 11023 electrons scattered from noble gases up to 750 eV impact energy. Kauppila *et al* (1981)  
 11024 have performed cross section measurements for electrons as well as for positrons at  
 11025 energies below 800 eV. Recently, very accurate total cross sections for noble gases at  
 11026 low and intermediate impact energies have been measured by Jones and Bonham  
 11027 (1982), Jost *et al* (1983), Wagenaar and de Heer (1985) and Nickel *et al* (1985).  
 11028 Accurate total cross section measurements across a broader energy range are needed  
 11029 to check the validity of theoretical approximations as well as the sum rule (Bransden  
 11030 and McDowell 1969) based on the forward dispersion relations (Gerjuoy and Krall  
 11031 1960). However, to our knowledge there are no experimental data in the literature for  
 11032 energies above 800 eV, except for the work of Dalba *et al* (1979) on He in the energy  
 11033 range 100–1400 eV and the work of Nogueira *et al* (1982) on Ar in the range 500–  
 11034 3000 eV. The lack of total cross section measurements at high energies (1000 eV) has  
 11035 prompted this work.

11036 In the present work, total cross sections for Ne, Ar and Kr have been measured  
 11037 in the energy range 700–6000 eV by a transmission beam technique. As mentioned by  
 11038 several authors (e.g. Blaauw *et al* 1980, Floeder *et al* 1985), the electrons inelastically  
 11039 scattered in the forward direction can give rise to important experimental errors in the  
 11040 attenuation measurements. In order to avoid this effect in the present work, an  
 11041 electrostatic energy analyser has been used.



2 *G Garcia, F Arqueros and J Campos*

Experimental results have been compared with the predictions of the Born-Bethe approximation and with the theoretical calculations of Dewangan and Walters (1977), Byron and Joachain (1977) and Joachain *et al* (1977). These authors used their calculations on elastic scattering to obtain total cross sections by means of the optical theorem (Massey and Burhop 1969). Moreover, the semi-empirical total cross sections obtained by de Heer *et al* (1979) for noble gases in the energy range 20–3000 eV have been compared with the results of the present work in the overlapping region.

## 2. Experimental set-up

A sketch of the experimental arrangement is given in figure 1. The electron gun consists of a tungsten filament, an extractive electrode and collimating electrostatic lenses. The pressure in the gun was maintained lower than  $10^{-8}$  Torr. The collision chamber was limited by two apertures of 2 mm diameter separated by a length  $L$  that was varied from 10 to 30 cm, according to the experimental requirements. The typical beam intensity in the scattering chamber was  $10^{-9}$  A. The light intensity produced by the electron beam in the entrance of the collision chamber was measured by a photon counting method, using a monochamber with a 50 Å resolution filter and a 56 AVP photomultiplier. These light intensity measurements were very useful for beam intensity normalisation as well as for pressure calibration checking.

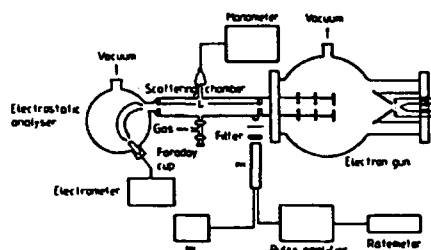


Figure 1. Schematic diagram of the experimental arrangement.

In order to discriminate the inelastically scattered electrons, a Comstock AC-901 double focusing electrostatic analyser was used. The entrance and exit apertures of the analyser consisted of 0.7 and 0.5 mm holes separated by 7 mm, providing an energy resolution of 0.4%. The transmitted electrons were collected on a Faraday cup and the intensity was measured with a Keithley 610C electrometer. The Faraday cup and the energy analyser were maintained at a pressure lower than  $10^{-6}$  Torr.

## 3. Procedure

The method is based on the measurement of the electron beam attenuation in the scattering chamber. The attenuation follows the well known law

$$I = I_0 \exp(-NL\sigma_T)$$



where  $I_0$  is the intensity of the primary electron beam,  $I$  is the attenuated beam intensity,  $N$  is the atomic density and  $\sigma_T$  is the total scattering cross section.  $N$  is obtained from the measurement of pressure and temperature in the gas cell. Special care was taken in the accurate determination of gas pressure, which in this work ranged between 1 and 30 mTorr. A Thermovac TM 202 thermal conductivity manometer, previously calibrated against a Kammerer mercury manometer, was used. It was ensured that pressure gradients did not contribute to the experimental errors by measuring the pressure at several points along the cell. In order to achieve good accuracy even at pressures below 10 mTorr, the dependence of the light intensity in the entrance of the scattering chamber on the gas pressure was studied. As mentioned above, a monochromator with a 50 Å resolution filter was used to isolate non-self-absorbed lines (i.e. transitions in which the lower level has a very low population). For these spectral lines, resonant trapping is negligible; therefore the light intensity must be proportional to gas pressure. For high pressures (> 10 mTorr) an excellent linear dependence of light on calibrated pressure was found, as expected. An improvement in the calibration accuracy at lower pressures was achieved by linear extrapolation on the light intensity against pressure plot.

To measure accurately the attenuation of the electron beam it is necessary to discriminate the forward inelastically scattered electrons. As mentioned above, an energy analyser was used to eliminate the contribution from inelastic scattering. The energy spectrum of the electrons reaching the analyser was studied. A typical result for 4000 eV electrons on Kr is shown in figure 2. The full curve represents the energy spectrum in the absence of gas in the chamber. The broken curve shows the spectral shape when the gas pressure in the chamber is 10 mTorr. By subtracting the later from the former the spectrum of electrons inelastically scattered in the forward direction is obtained (chain curve). As seen in figure 2, by biasing the energy analyser appropriately

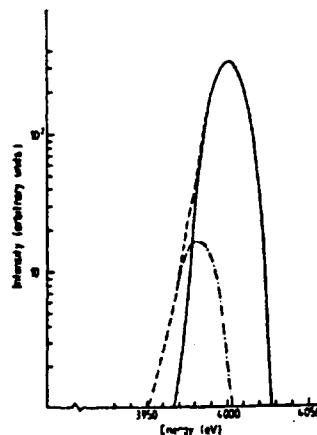


Figure 2. Logarithmic plot of the electron energy spectrum. —, energy spectrum in the absence of gas in the chamber; - - -, energy spectrum with 10 mTorr of Kr in the chamber; - · - ·, energy spectrum of the electrons inelastically scattered in the forward direction.



in the high-energy side it was possible to carry out accurate measurements of electron beam attenuation without the aforementioned systematic error.

Elastically scattered electrons are not discriminated by the analyser. However, this error contribution can be neglected if a sufficiently low angular resolution is used. In the present work the solid angle subtended by the entrance aperture of the analyser as seen from the centre of the gas chamber was typically of the order of  $10^{-3}$  sr. By extrapolating  $0^\circ$  experimental (Jansen *et al* 1976, Jansen and de Heer 1976) and theoretical (McCarthy *et al* 1977) data on elastic differential cross sections for very low angles to  $0^\circ$ , it can be shown that under our experimental conditions with the error due to forward elastic scattering is negligible compared with other experimental uncertainties.

A typical logarithmic plot of transmitted electron beam intensity against pressure is shown in figure 3. The experimental points lie on a straight line whose slope gives the total cross section. Measurements were performed for incident electron beam currents from  $10^{-11}$  to  $10^{-9}$  A. In this range, no dependence of total cross section upon current was found. In order to check that our measured length  $L$  corresponds to the actual absorption length, measurements of total cross section were carried out using several collision chamber lengths ranging from 10 to 30 cm. Cross section results were found to be independent of  $L$ .

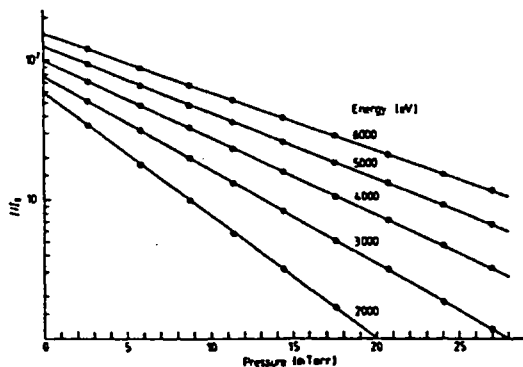


Figure 3. Electron beam intensity plotted against pressure of Kr for energies from 2000 to 6000 eV.

#### 4. Results and discussion

Tables 1, 2 and 3 show the experimental results of total cross sections for electron scattering on Ne, Ar and Kr respectively in the impact energy 700-6000 eV. Estimated experimental errors are 6% and are mainly due to the uncertainty in the determination of the pressure.



15004

15005

## Cross sections for electron scattering from Ne, Ar and Kr

5

15006

15007

Table 1. Total cross sections (in  $a_0^2$ ) for electron-neon scattering.

E (eV)	Experimental			Semi-empirical	Theoretical	
	present work	Wagenaar and de Heer (1980)	Kauppila <i>et al</i> (1981)	de Heer <i>et al</i> (1979)	Dewangan and Walters (1977)	Byron and Joachin (1977)
700	4.16	4.03	3.90	3.884	4.37	4.40
800	3.86					
900	3.47					
1000	3.28			2.941	3.39	
1200	2.80					
1500	2.39					
2000	1.89			1.778	2.00	
2500	1.53					
3000	1.33			1.297	1.43	
3500	1.14					
4000	1.07					
4500	0.96					
5000	0.83					
5500	0.76					
6000	0.73					

15015

15016

15017

15018

15019

15020

15021

15022

15023

15024

15025

15026

15027

15028

15029

15030

15031

15032

15033

15034

15035

15036

15037

15038

15039

15040

15041

15042

15043

15044

15045

15046

15047

15048

15049

15050

15051

15052

15053

15054

15055

15056

15057

15058

15059

15060

15061

15062

15063

15064

15065

15066

15067

15068

15069

15070

Table 2. Total cross sections (in  $a_0^2$ ) for electron-argon scattering.

E (eV)	Experimental				Semi-empirical	Theoretical	
	Present work	Wagner and de Heer (1980)	Kauppila <i>et al</i> (1981)	Nogueira <i>et al</i> (1982)	de Heer <i>et al</i> (1979)	Joachin <i>et al</i> (1977) I	Joachin <i>et al</i> (1977) II
700	10.92	10.62	9.52	11.5		11.0	
800	10.18		8.98	10.8		10.1	10.0
900	9.29			10.1			
1000	8.61			9.50	7.96	8.64	8.65
1200	7.29			7.68			
1500	6.23			6.21			
2000	5.03			4.75	4.82		
2500	4.21			3.79			
3000	3.68			3.29	3.47		
3500	3.25						
4000	2.86						
4500	2.61						
5000	2.36						
5500	2.20						
6000	2.00						

15062

15063

15064

15065

15066

15067

15068

15069

15070

15071

15072

15073

15074

15075

Wagenaar and de Heer (1980) and Kauppila *et al* (1981) have carried out an extensive experimental investigation of total cross sections at impact energies lower than 800 eV. The results of these authors have been compared with those of the present work in the overlapping energy range. As seen from tables 1, 2 and 3, the measurements of Wagenaar and de Heer (1980) for Ne, Ar and Kr at 700 eV energy agree with ours. There is agreement with the results of Kauppila *et al* (1981), within the experimental



6

G Garcia, F Arqueros and J Campos

Table 3. Total cross sections (in  $a_0^2$ ) for electron-krypton scattering.

E (eV)	Experimental		Semi-empirical de Heer <i>et al</i> (1979)
	Present work	Wagenaar and de Heer (1980)	
700	14.9	14.29	
800	14.0		
900	13.0		
1000	11.9		10.89
1200	10.6		
1500	9.46		
2000	8.18		6.828
2500	7.25		
3000	6.25		5.416
3500	5.75		
4000	5.21		
4500	4.82		
5000	4.39		
5500	4.18		
6000	3.89		

errors, on the value of the total cross section for Ne at 700 eV impact energy. However, their measurements for Ar at 700 and 800 eV are about 13% lower than our results.

Semi-empirical values obtained for energies below 3000 eV by de Heer *et al* (1979) has also been compared with our measurements. As can be seen from tables 1 and 2, semi-empirical cross sections for Ne and Ar are in good agreement with our results, but the present total cross sections for Kr (table 3) above 1000 eV are higher than the semi-empirical values. Nogueira *et al* (1982) have measured total cross sections on Ar in the energy range 500-3000 eV. In their experimental set-up the detector did not discriminate the small-angle inelastically scattered electrons. Nevertheless, they have Born-Bethe differential inelastic cross sections. These corrected values are also included in table 2 for comparison.

Experimental cross sections have, where possible, been compared with theoretical predictions. In the Born approximation the dependence of the elastic cross section  $\sigma_{el}$  on incident electron energy  $E_0$  can be written as (Inokuti and McDowell 1974)

$$\frac{E_0}{R} \frac{\sigma_{el}}{a_0^2} = \pi \left( A + B \frac{R}{E_0} + \dots \right) \quad (1)$$

where  $R$  is the Rydberg constant and  $a_0$  the Bohr radius. Inokuti and McDowell (1974) have calculated the values of the constants  $A$  and  $B$  for Ne. On the other hand, the total cross section for inelastic scattering  $\sigma_{in}$  is given, according to the Born-Bethe approximation, by (Inokuti 1971)

$$\frac{E_0}{R} \frac{\sigma_{in}}{a_0^2} = 4\pi \left[ M_{tot}^2 \ln \left( 4C_{tot} \frac{E_0}{R} \right) + \gamma_{tot} \frac{R}{E_0} + \dots \right] \quad (2)$$

where the constants  $M_{tot}^2$ ,  $C_{tot}$  and  $\gamma_{tot}$  have been given for all atoms from H to Sr by Inokuti *et al* (1975, 1981). By adding equations (1) and (2), the total cross section for Ne in the Born-Bethe approximation has been obtained. In figure 4,  $E_0 \sigma_T R^{-1} a_0^{-2}$  is plotted against  $\ln(E_0 R^{-1})$ . As can be seen, the experimental values of this work give

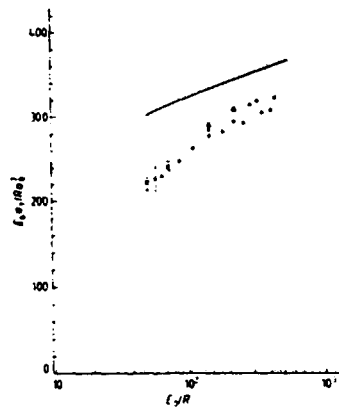


Figure 4.  $E_0 \sigma_T R^{-1} a_0^2$  plotted against  $E_0 R^{-1}$  for Ne. —, Born  $\sigma_{el}$  plus Born-Bethe  $\sigma_{inel}$ ; O, semi-empirical  $\sigma_{el}$  (de Heer *et al* 1979) plus Born-Bethe  $\sigma_{inel}$ ;  $\Delta$ , DWSBA  $\sigma_{el}$  (Dewangan and Walters 1977) plus Born-Bethe  $\sigma_{inel}$ ;  $\bullet$ , present work: the experimental errors are 6%.

total cross sections lower than those deduced from the Born approximation. It has been pointed out (de Heer *et al* 1979) that the Born approximation overestimates the elastic cross sections even at 3000 eV impact energy, in agreement with the present result. Total cross sections (open triangles) obtained by adding theoretical values of  $\sigma_{el}$  calculated by means of the distorted-wave second Born approximation (DWSBA) (DeWangan and Walters 1977) and the Born-Bethe inelastic cross sections are also plotted in figure 4. The open circles represent total cross sections of de Heer *et al* (1979) and the Born-Bethe inelastic cross sections. As can be seen from the figure, both results are in agreement with the experimental cross sections of this work in the overlapping region.

Similarly, our experimental results are compared in figures 5 and 6 with total cross sections obtained using the Born-Bethe values of  $\sigma_{inel}$  and the semi-empirical elastic cross sections (de Heer *et al* 1979). In addition,  $\sigma_T$  values obtained by adding the Born-Bethe  $\sigma_{inel}$  and the results of  $\sigma_{el}$  calculated by means of the optical model for Ar (Joachain *et al* 1977) and by the static potential for Kr (Fink and Yates 1970) are plotted in these figures. As figures 5 and 6 show, if one takes into account the experimental errors the measurements of the present work agree with total cross sections based on the Born-Bethe approximation for  $\sigma_{inel}$ .

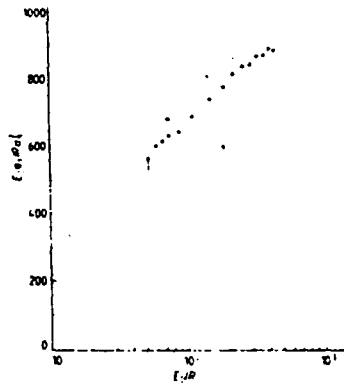
On the other hand, the agreement between the present measurements and the total cross sections obtained by applying the optical theorem on calculations of elastic scattering is significant. The theoretical total cross sections obtained by Dewangan and Walters (1977) for Ne using the DWSBA (distorted-wave second Born approximation) method, shown in table 1, agree with the present experimental results. The calculation at 700 eV of Byron and Joachain (1977), based on the optical model, is also in agreement. Joachain *et al* (1977) have carried out calculations for Ar over the energy range 100–1000 eV by employing two optical model methods (labelled by them as methods I and II). As can be seen from table 2, the agreement with the measurements of the present work is excellent.



18001  
18002  
18003

8

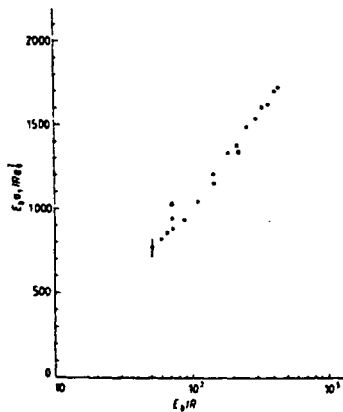
G Garcia, F Arqueros and J Campos



18007  
18008  
18009  
18010

Figure 5. As figure 4 but for Ar.  $\square$ , optical model  $\sigma_{opt}$  (Joachain *et al* 1977) plus Born-Bethe  $\sigma_{Born-Bethe}$ ; other symbols as in figure 4.

18011



18012  
18013  
18014

Figure 6. As figure 4 but for Kr.  $\Delta$ , static-potential  $\sigma_{stat}$  (Fink and Yates 1970) plus Born-Bethe  $\sigma_{Born-Bethe}$ ; other symbols as in figure 4.

18016  
18017  
18018  
18019  
18020  
18021

In summary, total cross sections for electron scattering by Ne, Ar and Kr have been measured over the energy range 700-6000 eV. Measurements obtained for energies below 3000 eV are in general in good agreement with previous experimental and semi-empirical results. Total cross sections obtained by adding Born-Bethe values for  $\sigma_{Born-Bethe}$  and elaborate determinations of  $\sigma_{opt}$  give account of the present experimental

19004  
19003

## Cross sections for electron scattering from Ne, Ar and Kr

9

19008  
19007  
19006  
19005  
19004  
19003

results. Independent calculations based on the optical theorem are also in agreement without measurements. Nevertheless, accurate experimental and theoretical data over a broader range for  $\sigma_{el}$  would be very useful for obtaining inelastic cross sections from the total ones, allowing comparison with the corresponding Born-Bethe values. Likewise, optical theorem calculations of total cross sections at higher energies are necessary.

19012

## Acknowledgment

19013  
19014

This work was performed under partial financial support from the Spanish CAICYT (project 1402/82).

19015

## References

19016  
19017  
19018  
19019  
19020  
19021  
19022  
19023  
19024  
19025  
19026  
19027  
19028  
19029  
19030  
19031  
19032  
19033  
19034  
19035  
19036  
19037  
19038  
19039  
19040  
19041  
19042  
19043  
19044  
19045  
19046

- Bederson B and Kieffer L J 1971 *Rev. Mod. Phys.* **43** 601  
 Blaauw H J, Wagenaar R W, Barends D H and de Heer F J 1980 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 359  
 Bransden B H and McDowell M R C 1969 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **2** 1187  
 Byron F W and Joachain C J 1977 *Phys. Rev.* **15** 128  
 Dalba G, Fornasini P, Lazzizzera I, Ranieri G and Zecca A 1979 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **12** 3787  
 Dewangan D P and Walters H R J 1977 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **10** 637  
 Fink M and Yates A C 1970 *Atom. Data* **1** 385  
 Floeder K, Fromme D, Raith W, Schwab A and Sinapius G 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** 3347  
 Gerjuoy E and Krall N A 1960 *Phys. Rev.* **119** 705  
 de Heer F J, Jansen R H J and Van der Kaay W 1979 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **12** 979  
 Inokuti M 1971  
 Inokuti M, Dehmer J L, Baer T and Hanson J D 1981 *Phys. Rev.* **e3** 95  
 Inokuti M and McDowell M R C 1974 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **7** 2382  
 Inokuti M, Saxon R P and Dehmer J L 1975 *Int. J. Radiat. Phys. Chem.* **7** 109  
 Jansen R H J and de Heer F J 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9** 213  
 Jansen R H J, de Heer F J, Luyken H J, Van Wingerden B and Blaauw H J 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9** 185  
 Joachain C J, Vandepoorten R, Winters K H and Byron F W Jr 1977 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **10** 227  
 Jones R K and Bonham R A 1982 *Aust. J. Phys.* **35** 559  
 Jost K, Bialing P G F, Eschen F, Felsmann M and Walter L 1982 *Proc. 13th Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions (Berlin)* ed J Eichler et al (Amsterdam: North-Holland) p 91  
 Kauppila W E, Stein T S, Smart J H, Dababneh M S, Ho Y K, Downing J P and Pol V 1981 *Phys. Rev.* **24** 725  
 McCarthy I E, Noble C J, Phillips B A and Turnbull A D 1977 *Phys. Rev.* **15** 2173  
 Massey H S W and Burhop E H S 1969 *Electronic and Ionic Impact Phenomena vol 1* (Oxford: Clarendon)  
 Nickel J C, Imre K, Register D F and Trajmar S 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** 125  
 Nogueira J C, Ione Igo and Lee Mu-Too 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15** 2539  
 Ramsauer C 1921a *Ann. Phys., Lpz* **64** 513  
 ——— 1921b *Ann. Phys., Lpz* **66** 546  
 Wagenaar R W and de Heer F J 1980 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 3855  
 ——— 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** 2021

19048  
19049