



ES9800401



Ciemat

Centro de
Investigaciones Energéticas,
Medioambientales
y Tecnológicas

Miner

Desarrollo y Puesta a Punto de Técnicas de Diagnóstico de Borde del Plasma por Haces Atómicas en los Dispositivos de Fusión del CIEMAT

D. Tafalla
F. L. Tabarés
P. Ortiz
V. J. Herrero
I. Tanarro

29 - 52

R

Informes Técnicos Ciemat

862

octubre, 1998

Desarrollo y Puesta a Punto de
Técnicas de Diagnóstico de
Borde del Plasma por Haces
Atómicos en los Dispositivos
de Fusión del CIEMAT

D. Tafalla
F. L. Tabarés
P. Ortiz
V. J. Herrero
I. Tanarro

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Depósito Legal: M-14226-1995

NIPO: 238-98-002-5

ISSN: 1135-9420

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700320

PLASMA DIAGNOSTICS; ATOMIC BEAMS; TOKAMAK DEVICES; TORSATRON
STELLARATORS; TJ-IU TORSATRON; EURATOM

Desarrollo y Puesta a Punto de Técnicas de Diagnóstico de Borde del Plasma por Haces Atómicos en los Dispositivos de Fusión del CIEMAT

Tafalla, D.; Tabarés, F. L.; Ortiz, P.; (CIEMAT)
Herrero, V. J.; Tanarro, I.; (CSIC)
33 pp. 10 figs. 17 refs.

Resumen:

En el presente informe se describen los trabajos realizados en el Instituto de Estructura de la Materia (CSIC) para el desarrollo de diagnósticos del borde basados en la utilización de haces atómicos, así como los resultados de su instalación y primeras pruebas en el dispositivo de fusión TJ-IU del CIEMAT. Los diagnósticos desarrollados son: un haz de Li efusivo y un haz supersónico pulsado de He.

Este trabajo ha sido realizado en colaboración entre los organismos mencionados y financiado parcialmente por EURATOM.

Development and Testing of Atomic Beam-Based Plasma Edge Diagnostics in the CIEMAT Fusion Devices

Tafalla, D.; Tabarés, F. L.; Ortiz, P.; (CIEMAT)
Herrero, V. J.; Tanarro, I.; (CSIC)
33 pp. 10 figs. 17 refs.

Abstract:

In this report, the development of plasma edge diagnostics based on atomic beam techniques for their application in the CIEMAT fusion devices is described. The characterisation of the beams in laboratory experiments at the CSIC, together with first results in the Torsatron TJ-IU are reported. Two types of beam diagnostics have been developed: a thermal (effusive) Li and a supersonic, pulsed He beams.

This work has been carried out in collaboration between the institutions mentioned above under partial financial support by EURATOM.

con movimiento tridimensional a vacío para la válvula pulsada. El volumen libre, V , en el interior de esta cámara es de aproximadamente 3 l, con lo que la constante de tiempo para el bombeo es $t = (V/Z) \approx 12$ ms.

Se seleccionó una válvula pulsada comercial (Láser Technics LPV) de mecanismo piezoeléctrico en lugar de las más corrientes y compactas de mecanismo solenoidal con el fin de evitar problemas de interacción con los elevados campos magnéticos del dispositivo de fusión. Esta válvula se cierra mediante un émbolo cilíndrico, uno de cuyos extremos sella el orificio de salida del gas (tobera) desde la pared interior; el otro extremo del émbolo está pegado a un cristal piezoeléctrico bimorfo. Al aplicar un voltaje al piezoeléctrico este se curva haciendo que el émbolo se retire de la pared y abra. Las toberas correspondientes a esta válvula están fabricadas en una pieza separada en forma de tapón roscado que se ajusta al cuerpo principal de la válvula y sella a vacío mediante una junta tórica. Esto permite intercambiar muy fácilmente una tobera por otra de forma diferente o de distinto tamaño de orificio. El ajuste de las distintas toberas se realiza roscando lentamente la pieza que contiene la tobera hasta conseguir que en la posición "cerrado" del controlador de la válvula no salga gas por el orificio. Es preciso conseguir el punto justo de cierre y no apretar demasiado para no dañar el cristal piezoeléctrico. En nuestros trabajos se ha utilizado una tobera circular de 0,03 cm de diámetro nominal. Esta válvula puede usarse como fuente de haces continuos o pulsados y su apertura efectiva, determinada por el movimiento del émbolo, puede variarse en función de la señal eléctrica aplicada. Con frecuencia, el área de apertura máxima efectiva de las válvulas pulsadas es inferior al área nominal, debido fundamentalmente al hecho de que el émbolo de cierre no se retira lo suficiente. Este fenómeno es más acusado en las válvulas de mecanismo piezoeléctrico que las de solenoide {and85}, {aba95} debido a la dificultad para conseguir grandes deformaciones del cristal.

Pulsos de gas y diámetro efectivo de la tobera

El campo de flujo hidrodinámico del que se extraen los haces supersónicos se caracteriza mediante el número de Mach (M) que, en primera aproximación, solo es función de una longitud característica y del cociente de capacidades caloríficas del gas que se expande {mil88}. Cuando la expansión se produce a través de un orificio circular se utiliza el diámetro de éste como longitud característica del campo. En el caso de la válvula descrita, se puede definir un diámetro efectivo, relacionado con la apertura real determinada a partir de medidas de flujo de gas a través de la tobera.

Para haces pulsados es preciso además determinar la forma temporal del pulso de gas, {aba95}. Medidas de la forma del pulso se llevaron a cabo en otra cámara de expansión de

mayor volumen (≈ 50 l) que la destinada al TJ1, utilizando un detector rápido de ionización (ver mas adelante) fabricado en nuestro laboratorio {aba95}, situado frente a la tobera a ≈ 1 cm de distancia de la misma. Se estudiaron pulsos de 0,5, 1 y 2 ms de duración, con valores de la presión en la válvula (P_0) de hasta 2 bar y se observó que estos pulsos, a la salida de la válvula (i.e antes de pasar por el skimmer) tenían una forma temporal aproximadamente cuadrada, i.e. tras una subida rápida alcanzaban una zona sin grandes variaciones de intensidad (meseta) seguida de una caída también rápida. Para todos los valores de P_0 de interés en nuestros experimentos el diámetro efectivo fue de aproximadamente 0.025 cm (frente al nominal de 0.03). Los diámetros efectivos dependen algo del ajuste mecánico entre la tobera y el émbolo de cierre mencionado anteriormente y pueden variar ligeramente (10%) de una vez a otra. También pueden depender de la presión del gas en la válvula (P_0), pero para las presiones a utilizar en nuestros experimentos (menores de 2 bar) el diámetro efectivo permanece prácticamente constante.

CARACTERIZACION DE LOS HACES PULSADOS

Detectores y sistema de análisis

Las características de los haces moleculares (intensidad, divergencia, distribución de velocidades) vienen dadas tanto por las propiedades del chorro supersónico original como por la presión en la cámara de expansión y por la interacción del chorro o del haz con el skimmer. Para determinar estas propiedades se llevaron a cabo una serie de medidas del haz utilizando dos detectores: un espectrometro de masas cuadrupolar, (Extrel 7-324-9) situado a 92 cm del skimmer tras dos etapas de bombeo diferencial, que se utilizó para la obtención de intensidades y distribuciones de velocidad, y el detector rápido de ionización, mencionado anteriormente, destinado a la estimación de la divergencia del haz y del efecto que causa tras el skimmer el aumento temporal de la presión en la cámara de expansión después de la introducción del pulso de gas. El detector de ionización es similar a un tubo Bayard-Alper abierto y esta basado en un diseño de Gentry y Giese {gen78} modificado {aba85}. En nuestro caso la electrónica del detector está fuera de la cámara de vacío y el tiempo de subida (del orden de 5 μ s) es algo mayor que el del diseño original. Este tiempo de subida es perfectamente adecuado para la caracterización de pulsos del orden del milisegundo y el hecho de que la electrónica esté fuera de la cámara la hace menos sensible al calentamiento producido por el filamento incandescente del propio detector y menos vulnerable a la posible acción del plasma. Se probaron varias configuraciones de este detector en un intento de adaptarlo a las condiciones geométricas del TJ-1U. El detector instalado finalmente consta de un filamento de W de 0,130 mm de diámetro y unos 5 cm de longitud, enrollado en espiral, una rejilla aceleradora de los electrones con forma cilíndrica y un colector formado por un hilo de Cu de 0,5 mm de diámetro, situado en el eje de la rejilla cilíndrica. Para la alimentación del

filamento se utilizó una fuente de 3 A y 5 V. La corriente de alimentación óptima se busca observando en un osciloscopio la señal de salida continua del preamplificador a presión residual y cuidando de que no se produzca la saturación del mismo, y de que la contribución de ruido (principalmente de 50 Hz) sea poco significativa. La corriente utilizada en nuestro caso, del orden de 2,2 A, es suficiente para poner incandescente, con un color blanco muy brillante, el filamento. En la rejilla se utilizó un potencial positivo de 100 V.

Este detector va montado sobre un soporte móvil a vacío que permite buscar la alineación óptima y retirar el detector del camino del haz una vez caracterizado éste. Dispone además de una lámina de acero perforada con unos orificios en línea recta de 2 mm de diámetro, equiespaciados, que, iluminados por la luz del filamento, pueden servir como referencia en el TJ-IU para alinear de modo aproximado el sistema de colección de luz para los experimentos de fluorescencia.

Además de los detectores descritos, el sistema de análisis de los haces incluye un chopper para medidas de tiempo de vuelo y un haz efusivo para calibrado de intensidades absolutas, que se describen en los apartados siguientes.

Perfil temporal y divergencia de los haces atómicos pulsados

La distancia entre la tobera y el skimmer se optimizó buscando la máxima señal en el espectrómetro cuadrupolar. Para las presiones en la fuente estudiadas ($P_0=0,5-2$ bar) se obtuvo una distancia óptima de aproximadamente 1,5 cm. A distancias más cortas el haz pulsado comenzaba a deshacerse por interacción con el skimmer, de forma que para distancias tobera skimmer menores de 0,5 cm la destrucción del haz era prácticamente total. A distancias mayores de 2 cm se hacían notar los efectos de la atenuación del haz por colisiones con el gas residual en la cámara. La atenuación de los haces pulsados depende de la evolución temporal de la presión en la cámara de expansión, apenas afecta al comienzo del pulso de gas y es máxima al final. La disminución de intensidad por este efecto es sin embargo más gradual y no tan crítico como el de destrucción en el skimmer. Un ejemplo típico de atenuación del pulso puede verse en la Fig.3.a; los pulsos al otro lado del skimmer ya no presentan una forma cuadrada con una meseta plana sino que muestran una disminución de intensidad desde el principio al final del pulso. Este efecto es particularmente apreciable en los pulsos más largos y para las presiones más altas estudiadas. Para pulsos de 2 ms correspondientes a una presión de 2 bar en la fuente, la intensidad al final de los mismos es un 35% de la intensidad al comienzo. La señal del pulso del haz supersónico va acompañada de otra debida a la entrada de gas residual desde la cámara de expansión a través del skimmer (véase la Fig.3.b). Este gas residual está formado fundamentalmente por los átomos de He liberados a la cámara de expansión durante el tiempo de apertura y aún no bombeados por la bomba turbomolecular. En este aspecto toda la cámara de expansión se comporta durante un tiempo como fuente de

un haz aproximadamente efusivo de He que fluye a través del skimmer. La mayor parte del gas residual entra después del pulso correspondiente al haz supersónico. La introducción de un bombeo diferencial entre la cámara de expansión y la detección debería disminuir sensiblemente esta entrada de gas residual.

La distribución angular de los haces supersónicos, especialmente de los de gases monoatómicos, es más direccional que la distribución coseno de los haces efusivos, pero en las condiciones de nuestro experimento (y del diagnóstico) prevalecen las limitaciones puramente geométricas impuestas por la colimación del skimmer. Para un skimmer de 0.05 cm de diámetro situado a una distancia de 1.5 cm de la tobera (distancia para intensidad óptima como se indicó más arriba), la divergencia geométrica es de aproximadamente un grado y se puede considerar que la intensidad del haz es la misma en cualquier punto de la circunferencia del skimmer. A 30 cm de la tobera la proyección del skimmer corresponde a un círculo de aproximadamente 1 cm de diámetro. Con el detector rápido mencionado anteriormente, instalado sobre un soporte móvil a una distancia de 33 cm de la tobera, (i.e. aproximadamente a la distancia que interesa para el diagnóstico del plasma) se obtuvo la distribución angular que se muestra en la Fig. 3c. Esta distribución tiene una anchura a media altura de unos 8 mm (la anchura real del haz es algo menor ya que las medidas están convolucionadas con la respuesta geométrica del detector que tiene un diseño totalmente abierto). Para reducir aún más la divergencia es posible colocar un colimador detrás del skimmer, aunque ello puede hacer más difícil el proceso de alineamiento del haz.

Distribuciones de velocidad

La distribución de velocidades de los haces supersónicos de He se obtuvo mediante la técnica del tiempo de vuelo {aue88, aba95}. El haz de He se corta mediante un chopper que gira a 11280 r.p.m, provisto de ranuras de 1 mm de anchura. Después se registra en el osciloscopio la distribución de tiempos de llegada de los átomos de He al espectrometro de masas. La distancia de vuelo fue de 60 cm y la función "puerta" del chopper, de forma aproximadamente gaussiana, tiene una anchura a media altura de 23 μ s. La distribución de velocidades en la dirección de propagación del haz se suele caracterizar por dos parámetros {mill88}: la velocidad del flujo, u , y el cociente entre la velocidad del flujo y la velocidad térmica más probable, α . Este cociente de velocidades ("speed ratio"), $S=u/\alpha$, está relacionado con la temperatura translacional, T , que mide el enfriamiento alcanzado en la expansión supersónica que da origen a los haces. Elevados valores de S corresponden a distribuciones de velocidad muy estrechas y a bajas temperaturas translacionales. En un momento dado de la expansión, y en cualquier caso tras el skimmer, las colisiones entre las moléculas del gas cesan y la expansión termina. Los valores de u , S y T quedan congelados y se denominan valores terminales (u_∞ , S_∞ , T_∞) y son estos valores terminales los que se encuentran en el haz y los que se determinan en las medidas de tiempo de vuelo. Los valores de u_∞ y S_∞ obtenidos en nuestro caso se representan en los dos paneles superiores de la Fig.4

junto con los valores límite esperados para u_∞ en una expansión iséntropica y los dados para S_∞ por el modelo de Beijerinck y Verster {bei81}. Puede verse que las velocidades terminales u_∞ se aproximan en todos los casos al valor máximo permitido por la conservación de la energía, que es ligeramente superior al correspondiente a un haz efusivo a la misma temperatura, y que los 'speed ratios' terminales se alejan del valor predicho por el modelo a medida que aumenta la presión en la fuente, debido al incremento de las distorsiones del haz a causa del creciente número de colisiones con átomos del gas residual o con moléculas rebotadas en el skimmer o en las paredes de la cámara. A pesar de todo, los valores de S_∞ obtenidos son siempre mayores de 10 y corresponden a haces con distribuciones de energía cinética mucho más estrechas que las obtenidas con fuentes de tipo efusivo multicanal {hin95}.

Calibrado de intensidades absolutas

Dada la dificultad que existe en general (mil88) para estimar cuantitativamente los efectos de atenuación e interacción con el skimmer descritos en el apartado anterior, ha sido preciso instalar un sistema de calibrado para determinar la intensidad absoluta de los haces supersónicos de He. Para ello, se ha instalado un haz efusivo de He que nos permite determinar la sensibilidad absoluta del espectrómetro cuadrupolar para dicha especie. Este haz efusivo, cuyas propiedades se pueden calcular con bastante precisión, {pau88} se forma por expansión de una presión muy pequeña de He (menor de 1 mbar) a través de un orificio circular de 250 mm de diámetro. La fuente del haz efusivo está instalada en una cámara previa a la del espectrómetro y montada en un soporte móvil a vacío que incluye un pequeño chopper para modular la señal del haz y eliminar ruido, mediante detección en fase. El haz efusivo se enfrenta al espectrómetro mediante este sistema móvil para realizar el calibrado y se retira a continuación para dejar pasar el haz supersónico a calibrar. La presión en la cámara de formación del haz efusivo es siempre inferior a $2 \cdot 10^{-5}$ mbar y en la cámara del detector es un orden de magnitud menor.

El haz efusivo recorre desde su formación hasta su detección una distancia de 23 cm y apenas sufre atenuación. Mediante el sistema descrito se determinan las intensidades absolutas de los haces supersónicos de He en el espectrómetro (a 93.5 cm de la tobera) y a partir de estos valores, teniendo en cuenta que tras el skimmer ya no hay atenuación apreciable y que la densidad disminuye con el cuadrado de la distancia al origen, es fácil obtener la intensidad axial en cualquier punto. Concretamente a 30 cm, que es la distancia de interés para los diagnósticos del borde del plasma en la máquina TJ-IU, las densidades obtenidas se muestran en el panel inferior de la Fig 4. Junto a los valores medidos se representa con línea continua el resultado de un modelo sencillo (véase {mil88,}{die97} y las referencias allí citadas) de interacción con el skimmer que tiene en cuenta el 'apantallamiento' geométrico causado por la relación entre el diafragma del skimmer y la distribución de velocidades, pero no la distorsión producida por colisiones con átomos rebotados o con el gas residual. Las densidades medidas

son sensiblemente inferiores a las dadas por el modelo, lo que indica que los efectos no considerados son importantes en nuestro caso. Las intensidades de los haces pueden aumentarse sensiblemente aumentando el tamaño de la cámara de expansión (y de la correspondiente bomba). De hecho con una cámara de 50 l y una bomba de 2500 l/s hemos obtenido intensidades entre cinco y siete veces mayores; no obstante las posibles ventajas asociadas con este aumento de tamaño del diagnóstico no siempre compensan las dificultades prácticas de instalación y el incremento del coste. Las densidades obtenidas con nuestro sistema en la zona de observación alcanzan valores de $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Este valor representa aproximadamente la mitad de la densidad reportada en el diagnóstico basado en un haz efusivo multicanal instalado en el dispositivo TEXTOR{pos89}, pero como se verá a continuación es una densidad suficiente para nuestros propósitos.

PRUEBAS DE LA FUENTE DE HACES DE HELIO EN EL TORSATRÓN TJ-IU

La fuente de haces pulsados descrita en los párrafos anteriores se instaló en el TJ-IU del CIEMAT {asc95}. Este dispositivo es un torsatrón $l=1$, $m=6$, con un radio mayor de $R=0.6$ m y un radio menor de $a=0.1$ m. El campo magnético en el eje es de 0.5-0.7 T. Los plasmas ECH se generan y calientan por medio de un girotrón de 37.5 GHz (modo X, segundo armónico, $P=90$ -250 kW, duración del pulso 20 ms). Habitualmente se obtienen densidades electrónicas promediadas a lo largo de una línea de unos $(0.2-0.5) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas en la zona de 100-200 eV. Las medidas de parámetros del borde del plasma realizadas con sondas de Langmuir cerca de la última superficie magnética cerrada dan valores de $T_e(a) \approx 10$ -15 eV y $n_e(a) \approx (0.5-1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Para el acceso al plasma existen 18 bridas 250 ISO K. La fuente de los haces se acopla a una brida ecuatorial por medio de una brida 35 CF (véase la figura 2). Para la detección de la emisión del haz de He se utilizó una ventana inferior desplazada 20° en la dirección toroidal con respecto al haz de He. Esto permitió una observación casi tangencial de la periferia del plasma. La luz del plasma se recogió mediante un conjunto de dos espejos y se enfocó mediante una lente ($f=25$ cm, $\Phi=50$ mm) sobre dos detectores formados por filtros de interferencia acoplados a un fotomultiplicador (PMT Hamamatsu R3896). Se empleó un separador de haz del 50% para el registro simultáneo de las dos líneas de emisión del He (706.5 y 728.1 nm) utilizadas para la medida de temperaturas. Se alcanza una resolución espacial de unos 4 mm en la dirección paralela a la del haz de He colocando un colimador a la entrada del fotomultiplicador. La anchura total del haz determina la resolución poloidal y toroidal. Para el calibrado del sistema se usó el cociente de las líneas mencionadas en una descarga luminiscente de He, utilizada como procedimiento rutinario para acondicionar la pared del TJ-IU.

En la Fig. 5 se muestra un perfil típico de las intensidades de emisión de las líneas del He durante un disparo del plasma. Puede verse que se produce un aumento casi instantáneo de estas señales tras la inyección del haz pulsado en el plasma, lo que favorece mucho la relación señal/ruido. Dentro de las incertidumbres de la aplicación del modelo colisional-radiativo a las

condiciones del TJ-IU, las temperaturas electrónicas deducidas de los cocientes de intensidades de líneas varían desde 10 eV ($r=a$) hasta 40-50 eV ($r/a=0.45$). Como ya se dijo, los valores de las sondas de Langmuir en la periferia ($r\approx a$) son del orden de $T_e=10-15$ eV. Para las regiones más internas no se dispone de datos de ningún otro diagnóstico. En la figura también se muestra la evolución de una impureza intrínseca (carbono V) relacionada estrechamente con la radiación total del plasma. Tal y como cabe esperar, el pequeño flujo de He correspondiente al haz pulsado no produce perturbaciones apreciables.

HACES EFUSIVOS CONTINUOS DE LI

Para el desarrollo del presente diagnóstico, se tomaron como referencia los trabajos sobre haces efusivos continuos de Li generados a partir de una aleación de Al/Li, que se han usado en el dispositivo de fusión TEXTOR {pop89}{scho89}; pero finalmente se prefirió el empleo de Li puro porque proporciona haces atómicos con mucha mayor densidad.

Horno para la producción de haces de Li

Un esquema del horno para la producción de haces de Li se muestra en la Fig. 6. El horno está fabricado a partir de una pieza cilíndrica de acero inoxidable de baja permeabilidad magnética, de 4 cm de diámetro interior y 0.2 cm de espesor de pared. Este cilindro está cerrado en un extremo y tiene una longitud total de 11 cm. A 7 cm del fondo hay un resalte en forma de corona circular provisto de taladros roscados, donde se coloca un disco de acero inoxidable con un diafragma central intercambiable, con diámetros entre 2 y 5 mm, que actúa de orificio de salida para los átomos de litio. El receptáculo comprendido entre este disco y el extremo cerrado del tubo constituye propiamente el horno. El extremo abierto del tubo lleva una brida 40 CF. Entre el alojamiento del diafragma y la brida de conexión existe una tubuladura lateral terminada en una brida 16KF para evacuar el horno cada vez que sea necesario efectuar la recarga del mismo y antes de ponerlo en comunicación con el dispositivo de fusión. La dirección de propagación del haz de litio corresponde al eje del tubo cilíndrico sobre el que está construido el horno.

Como calefacción se utiliza una resistencia de 700 W alojada en los canales de una mufla cilíndrica de cerámica, en cuyo centro se sitúa el horno. Dichos canales están dispuestos paralelamente al eje de simetría del cilindro y en número par (8), a fin de eliminar los posibles efectos de inducción magnética a que daría lugar un arrollamiento en espiral. Esta geometría hace aconsejable el funcionamiento del horno en posición horizontal para asegurar la uniformidad del proceso de calentamiento y prolongar la vida útil de la resistencia. Los orificios exteriores de los canales se aíslan térmicamente con fibra de vidrio; la parte exterior del cilindro de cerámica, así como el fondo del horno, se recubre con una gruesa capa del mismo material y una lámina reflectora de aluminio. En la parte central del horno, y bajo la mufla que soporta la resistencia, se coloca un termopar de cromel-alumel, en un alojamiento destinado a esta función, el cual sirve de referencia al controlador programable (Conatec 4100) con que se alimenta la resistencia. Dicho controlador es del tipo PID, con salida mediante relé. A la salida del relé se ha instalado un interruptor triodo de doble sentido (triac), para eliminar ruidos eléctricos de corte.

Pruebas de calentamiento del horno

Para comprobar el buen funcionamiento del sistema se procedió a calentar el horno, tras conectarlo a una cámara de vacío, dotada del sistema de detección de Li que se describirá en el siguiente apartado. Previamente se calibró el medidor y controlador de temperatura entre 25 y 700°C por medio de otro termopar de cromel/alumel similar al primero y un microvoltímetro, tomando como referencia una masa de hielo fundente. Dentro de los márgenes de error de tales medidas (2° C), se comprobó que la lectura del controlador era correcta. La temperatura se midió en varios puntos, y en particular en el interior de la pared del horno (T_1) y junto al diafragma de salida del haz (T_2). En la Fig (7) se muestran las dos curvas de calentamiento T_1 y T_2 en función del tiempo. Puede observarse que las temperaturas en ambos puntos siguen curvas paralelas y que, una vez alcanzado el equilibrio, la diferencia entre ambas, que es de ≈ 40 °C para $T_1 = 630$ °C, se mantiene constante. Otra serie de medidas tomada con un termopar alojado en el fondo del horno, indicó una temperatura estacionaria de unos 20 °C superior a T_1 , con $T_1 = 630$ °C. La temperatura en la superficie exterior del aislamiento del mismo se estabiliza a unos 240°C para estas condiciones.

Para calentar el horno desde temperatura ambiente hasta 630°C se requiere aproximadamente media hora. En las pruebas de detección de Li que posteriormente se realizaron (ver apartados siguientes), se observó que el haz de Li alcanza su emisión máxima aproximadamente 5 o 10 minutos después de estabilizarse la temperatura del horno. En general, durante las pruebas con haces de Li, la temperatura se controló mediante el termopar T_1 , teniendo en cuenta que la temperatura relevante para el control de la densidad del haz de Li es la del diafragma, de ≈ 590 °C. La elección de T_1 en lugar de T_2 para realizar este control esta motivada por el hecho de que el termopar colocado en el diafragma interrumpiría parcialmente la emisión de litio.

Detector de Li por ionización superficial

Con objeto de detectar el Li que fluye del horno, se construyó un detector de tipo Lagmuir-Taylor por ionización superficial (SID), consistente en un filamento de wolframio de 0,130 mm de diámetro y aproximadamente 10 cm de longitud, en forma de espiral, y un hilo de cobre de 0,5 mm de diámetro paralelo al filamento, a unos 5 mm de distancia de éste. Dicho hilo se somete a una tensión negativa (72 V, proporcionado por un conjunto de pilas de 9 V) y actúa como colector de los iones de Li formados en contacto con el filamento incandescente, los cuales, al atravesar una resistencia de 10 kohm en serie, con uno de sus extremos conectado a tierra, proporcionan la señal de voltaje.

Para que el wolframio, que en estado puro tiene una función de trabajo de aproximadamente 4,5 eV, presente un valor mayor a la energía de ionización del Li (5,3 eV), resulta necesario proporcionarle un pequeño flujo directo de O₂. Con ello su función de trabajo se eleva a unos 6 eV. Para lograr una eficiencia óptima de detección se comprobó que la corriente que atraviesa el filamento debe ser de aproximadamente 1 A, adquiriendo éste un color amarillo-anaranjado, poco brillante. Dicha corriente era proporcionada por una fuente de alimentación continua, estabilizada, de 2 A, 10 V, construida en el laboratorio (JR1). Dos curvas de variación de la eficiencia de detección del dispositivo en función de la intensidad de corriente del filamento pueden observarse en la fig. 6,b; e implican un margen relativamente estrecho de funcionamiento, en el que además, la localización del máximo varía paulatinamente al envejecer el filamento y aumentar su resistencia interna.

Pruebas con Li metálico y con una aleación de Al/Li

En las pruebas de formación de haces se seleccionó casi siempre un orificio de salida de 3 mm de diámetro. Para evitar el manejo directo de Li, que puede resultar engorroso, se empleó inicialmente una aleación de Al/Li (Alcan) con una concentración de un 2,4% en peso de Li. Esta aleación se adquirió en forma de planchas de 2,5 mm de espesor y se cortó en forma de prismas con 65×7 mm² de base, que se introducían en el horno. Se hicieron también pruebas introduciendo la muestra en forma de virutas a fin de aumentar la superficie de evaporación, y se obtuvieron resultados semejantes. Al calentar, el Li debería fluir hacia la superficie y evaporarse. Si la difusión del litio a la superficie del material fuera suficientemente rápida, de modo que la superficie de la aleación estuviese recubierta a las temperaturas de interés (550-600°C) por varias monocapas de Li (como se sugiere en {pos89}{scho89}), la concentración de Li en el horno en condiciones de equilibrio vendría dada aproximadamente por su presión de vapor para cada temperatura ($P_v = 0,013$ torr a 550°C, $P_v \approx 0.04$ torr a 590 °C, $P_v \approx 0.10$ torr a 630°C). El límite práctico superior de temperatura viene determinado por la fusión de la aleación de Al/Li que, en nuestro caso, debía suceder para temperaturas superiores a ≈ 640 °C. Para las pruebas con Li puro se utilizó litio comercial (Merck) en forma de barras, de las que se partieron los fragmentos adecuados. Las cargas del horno (tanto las de Li como las de Al/Li) se pesaron antes de cada experimento.

La detección de los haces de litio con el detector de ionización superficial, situado a unos 30 cm del horno, se ha realizado modulando el haz con un chopper y aplicando técnicas de detección en fase con un amplificador lock-in. Entre el chopper y el detector de ionización superficial se colocó una pantalla con un diafragma, a modo de colimador. Esta pantalla se había situado inicialmente entre el horno de Li y el chopper pero la luz emitida por el filamento incandescente del detector "cegaba" el fotodiodo que actúa de referencia del chopper y lo desestabilizaba, por lo que fue necesario cambiarlo de posición.

La amplitud de las señales correspondientes a los haces formados para $T_1 \approx 630$ °C, a partir de la aleación de Al/Li, es del orden de cientos de microvoltios, y unas 10 veces mayor para los haces formados con Li puro a la misma temperatura. La relación señal-ruido ha sido siempre mayor que 20. La intensidad registrada en el detector con muestras de Al-Li, una vez estabilizada la temperatura y alcanzado el máximo de señal, disminuye de un modo relativamente lento con el tiempo, y no ha sido posible establecer de manera fehaciente la causa. Es posible que la disminución se deba a una contaminación gradual de la superficie o a efectos de difusión, o bien a una variación paulatina de la eficiencia del detector, cuya intensidad de corriente se ajustaba para dar señal máxima solo al comienzo de cada experimento. La duración de las cargas de litio puro es aproximadamente la que cabe esperar considerando el flujo de masa efusivo correspondiente a la presión de vapor del Li a la temperatura dada. Sin embargo la duración de los haces formados con aleaciones de Al/Li es mucho mayor. En la figura 8 se representa la variación de señal correspondiente a una muestra de Al-Li y a otra de Li puro en función de la temperatura del horno para cada valor de esta una vez alcanzado el régimen estacionario, así como la evolución teórica de la presión del vapor del Li, según la expresión de Antoine (ohe76):

$$\log_{10} P_v(\text{torr}) = 7.86341 - \frac{7918.984}{T(^{\circ}\text{C}) + 263.630}$$

Estos resultados sugieren que los haces formados a partir de Li puro deben tener las características aproximadas de un haz efusivo ideal de este metal a la temperatura dada {pau88}; es decir, para $T_2=590$ °C y un orificio de salida de 3 mm de diámetro se obtendría una velocidad de ≈ 1600 m s⁻¹ y una intensidad axial de $\approx 3 \cdot 10^9$ cm⁻³ a 30 cm de la tobera. Por el contrario, la mayor duración y mucho menor intensidad de los haces formados a partir de la aleación de Al/Li indica que, en contra de lo que se afirma en {pos89} y {scho89}, la difusión del Li en el interior de la aleación podría limitar la concentración del vapor de Li en el horno.

PRUEBAS DE LA FUENTE DE HACES DE LI EN EL TJ-IU

El horno de Li se instaló en el dispositivo TJ-IU en la misma ventana donde se había probado el haz de He. El esquema es similar al de la Fig. 2 sustituyendo la fuente de haces de He por el horno de Li descrito anteriormente. Las primeras pruebas se efectuaron con el horno conectado directamente a la cámara de vacío de TJ-IU (sin bombeo diferencial) y empleando la aleación de Al-Li descrita anteriormente. Al calentar el horno se observó un aumento en el nivel de impurezas del plasma, sobre todo carbono posiblemente proveniente del CO₂ absorbido en la aleación. Para evitarlo se decidió bombear diferencialmente el horno y el tubo de conexión a la máquina. Además, como se ha discutido anteriormente en la descripción de las pruebas del haz, se decidió emplear Li metálico puro en lugar de aleación. En el esquema finalmente empleado el horno queda situado a 50 cm de la ventana de la máquina unido por un tubo de conexión bombeado diferencialmente con una bomba turbomolecular de 150 l/s. La anchura final del haz viene controlada por un colimador de diámetro 5 mm colocado a la entrada de la máquina. El horno fue cargado con Li puro y típicamente se calentó a una temperatura de 600 °C. Antes de abrirlo a la máquina se calentó durante 1h a 400 °C con el fin de bombear la mayor parte de impurezas y evitar la contaminación del plasma. Posteriormente se sube la temperatura a 600 °C y cuando es estable se abre a la cámara suministrando un haz de Li efusivo continuo durante toda la descarga. La carga del horno proporciona Li para varios días de operación siempre que no se superen las temperaturas mencionadas.

La observación de la fluorescencia se realiza de un modo análogo a la del haz de He. Mediante una lente ($f=400$ mm, con una relación objeto-imagen 3:1) se proyecta el haz en un conjunto de 38 fotodiodos de silicio (Hamamatsu S4114-38Q). Un filtro de interferencia centrado en 670.8 nm y situado delante de los fotodiodos nos permite seleccionar la luz procedente de la transición del Li. La señal de los 38 fotodiodos es leída por un multiplexor y enviada al sistema de adquisición de datos de TJ-IU o bien a los módulos rápidos CAMAC. Un barrido completo del sistema se efectúa en 600 ms, de forma que a lo largo de una descarga se obtienen unos 30 barridos permitiendo tener otros tantos perfiles de densidad y poder estudiar su evolución durante la descarga. El alineamiento del sistema óptico se efectuó con ayuda del filamento del detector rápido de ionización empleado en el caso del haz de helio (ver Figura 2). También se probó un esquema alternativo de medida "shot a shot" con el filtro de interferencia y un tubo fotomultiplicador (Hamamatsu R3896) adecuadamente colimados. En este caso en cada descarga del plasma se mide la fluorescencia en un único punto y para obtener un perfil de densidad es necesario realizar varias descargas e ir desplazando el fotomultiplicador a lo largo de la línea del haz. La ventaja de este sistema es que se mide la emisión de forma continua durante toda la descarga y se pueden observar variaciones inducidas por perturbaciones rápidas del plasma.

Con el fin de estimar la anchura del haz de Li en la cámara del TJ-IU se giró el conjunto de fotodiodos colocándolos en posición transversal al haz. De esta manera se tomaron señales durante varias descargas de plasma y se midió la distribución del haz de Li dando una anchura a media altura (FWHM) de aproximadamente 1 cm.

En la Figura 9 se muestra un perfil de la línea de emisión de Li tomado con el conjunto de fotodiodos a lo largo del haz. La Figura 9a representa todos los barridos obtenidos en los 20 ms que dura la descarga y en la 9b se ha representado uno sólo de los barridos. En esta última se pueden distinguir las señales correspondientes a cada uno de los 38 fotodiodos y asignarles su posición en función del radio del plasma gracias al alineamiento realizado. La secuencia de los fotodiodos va desde el borde del plasma hacia el interior. Así puede verse que a medida que el haz penetra en el plasma, los átomos de Li van emitiendo desde su estado excitado (Li^*) al que se excitan por colisiones con los electrones del plasma. Al llegar a una cierta distancia, los átomos acaban siendo ionizados desapareciendo su emisión. En el TJ-IU, cuyos valores de densidad y temperatura son relativamente bajos, hemos comprobado que el haz de Li penetra hasta aproximadamente 5 cm del borde del plasma.

A partir de los perfiles de intensidad de emisión de Li^* se obtienen los perfiles de densidad electrónica aplicando la fórmula simplificada (Pospieszczyk 1989):

$$n_e(r) = 2 \times 10^{12} \frac{I(r)}{\int_0^r I(r') dr'} \quad (\text{cm}^{-3})$$

válida en el caso de haces térmicos de Li a $T \approx 800\text{-}900$ K y donde r es la posición radial, medida desde el centro del plasma, y $I(r)$ es el perfil de emisión. Para realizar una reconstrucción más precisa del perfil de densidad es preciso tener en cuenta el efecto que la ionización selectiva en velocidades tiene sobre la distribución térmica inicial del haz. Para densidades electrónicas de hasta $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, este efecto introduce errores de hasta un 15% en la reconstrucción del perfil. Otros efectos, como la ionización desde el estado excitado (cascada) no son significativos a densidades por debajo del límite mencionado.

En la Figura 10 se muestra el perfil de emisión de Li^* y el perfil de densidad electrónica obtenido en función del radio efectivo del plasma para una descarga del TJ-IU. Se observa como la emisión de Li^* presenta un máximo en el borde del plasma y como se va atenuando el haz a medida que penetra en el plasma alcanzando mayores densidades electrónicas.

Los perfiles de densidad electrónica fueron equivalentes utilizando los dos sistemas de medida: en una sola descarga con el array de fotodiodos o "shot a shot" desplazando la línea de observación del fotomultiplicador. Una mejora que se va a introducir en el sistema es el empleo de un fotomultiplicador multiánodo sin multiplexar que permitirá, en una única descarga, tener la emisión de Li^* durante toda la descarga en diferentes cuerdas. De este modo se podrá estudiar la transmisión de perturbaciones de densidad a lo largo del radio efectivo del plasma.

BIBLIOGRAFIA

- {aba95} L. Abad, D. Bermejo, V. J. Herrero, J. Santos and I. Tanarro, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3826 (1995)
- {and85} P. Andresen, M. Faubel, D. Haeusler, G. Kraft, H. W. Luelf, and J.G. Skofronick, *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 2038, (1985)
- {asc95} E. Ascasibar *et al.* *Trans Fusion Technol.* **27**, 198 (1995)
- {aue88} D. J. Auerbach en {sco88} vol. cap.
- {bei81} H. C. W. Beierinck and N. F. Vertser, *Physica C* **111**, 327 (1981)
- {bro90} B. Brosda and B. Pohlmeier, He-Beam Internal Report, Ruhr-Universität Bochum (1990)
- {die97} T. Diez-Rojo, V. J. Herrero, I Tanarro, F. L. Tabarés and D. Tafalla, *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1997), en prensa
- {gen88} W.R. Gentry and C. F. Giese, *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 585 (1978)
- {hin95} E. Hintz and B. Schweer, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, A87 (1995)
- {mil88} D. R. Miller en {Sco88} vol.1 cap.2
- {paul88} H. Pauly en {Sco88}, vol 1, cap 4
- {pos89} A. Pospieszczyk et al. *J. Nucl. Mater.* **574**, 162 (1989)
- {scho89} R. P. Schorn, E. Hinz, S. Musso and B. Schweer, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3275 (1989)
- {schw92} B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda and B. Pohlmeier, *J. Nucl. Mat.* **174**, 196 (1992).
- {sco88} G. Scoles (ed), "Atomic and Molecular Beam Methods", Oxford, University Press, New York, 1988
- {stan90} P.C. Stangeby and G.M. McCracken, *Nucl.Fus.* **30** (1990) 1225-1379
- {tab97} F.L. Tabarés, D.Tafalla, V.J. Herrero and I. Tanarro. *J. Nucl.Mat.* **241-243** (1997) 1228

Figura 1. Esquema del montaje experimental para la producción y análisis de haces moleculares pulsados. BS, fuente de los haces; PV, válvula pulsada; SK, skimmer; FIG, detector rápido por ionización; CH1, chopper para medidas de tiempo de vuelo; EB, haz efusivo para calibrado; CH2, chopper para modulación del haz efusivo; QMS, espectrómetro de masas cuadrupolar.

Figura 2. Vista esquemática del diagnóstico basado en haces supersónicos de He y de su acoplamiento al TJ-IU. (1) válvula pulsada, (2) skimmer, (3) válvula de aislamiento. (4) detector rápido para alineamiento (5) bobina magnética.

Figura 3. Perfil temporal de un haz pulsado de He correspondiente a $P_0 = 1$ bar, y a un pulso eléctrico de 1 ms, medido con el espectrómetro de masas cuadrupolar separado por dos etapas de bombeo diferencial de la cámara de expansión. (b) Perfil temporal del mismo haz pulsado, registrado con el detector rápido (FIG) en la cámara de vacío contigua a la de expansión. Anchura del haz a una distancia de 30 cm de la tobera medida con el detector rápido.

Figura 4. (a) Velocidades terminales de flujo del haz de He en función de la presión en la fuente. Los círculos corresponden a medidas experimentales y la línea continua corresponde a la velocidad terminal máxima esperada para una expansión iséntropica, suponiendo que el final de la expansión puede calcularse con el modelo de Beijerinck y Verster{bei81}. (b) 'Speed ratios' terminales medidas (O) y predichas por el modelo de Beijrinck y Verster (—){bei81}. (c). Densidades experimentales de los haces atómicos a una distancia de 30 cm del orificio de la tobera (o). La línea continua representa las densidades esperadas a partir de un modelo sencillo {mill88} que tiene en cuenta el apantallamiento (pero no las distorsiones del haz causadas por colisiones) del skimmer.

Figura 5. Evolución de algunas líneas de emisión durante el disparo del plasma. De arriba abajo: líneas de He a 706 y 728 nm para un radio normalizado de $\rho = 0.45$, referencia para el haz pulsado y línea del CV. Los datos no se han corregido con factores de calibración.

Figura 6. (a) Esquema del horno de litio y del sistema experimental utilizado para caracterizarlo. SID, detector de ionización superficial. (b) Curvas de eficiencia del detector en función de la corriente de filamento; la curva (B) fue tomada 5 horas después que la curva (A), en una misma medida de evolución de la intensidad del haz de Li con el tiempo, tras introducir en el horno una muestra de 220 mg de Al-Li, para $T_1 = 600$ °C.

Figura 7. Evolución con el tiempo de la temperatura del horno en los puntos T_1 de la pared y T_2 del diafragma (ver Fig.(6,a)), tras su encendido, con el termopar T_1 conectado al controlador y éste ajustado a una temperatura de 630 °C.

Figura 8. Variación en función de la temperatura, de la intensidad del haz de Li formado con una muestra de Li puro (●) y una de Al-Li (○), en unidades arbitrarias. La línea continua representa la variación de la presión de vapor del Li puro con la temperatura.

Figura 9. Intensidad de emisión de Li^* (670.8 nm) adquirido con un array de fotodiodos multiplexado tal como se indica en el texto. a) Barridos durante toda la descarga. b) Detalle de uno sólo de los barridos donde se pueden observar los 38 fotodiodos.

Figura 10. Perfil de emisión de Li^* a partir del cual se obtiene el de densidad electrónica. Ambos perfiles se representan en función del radio geométrico del plasma.

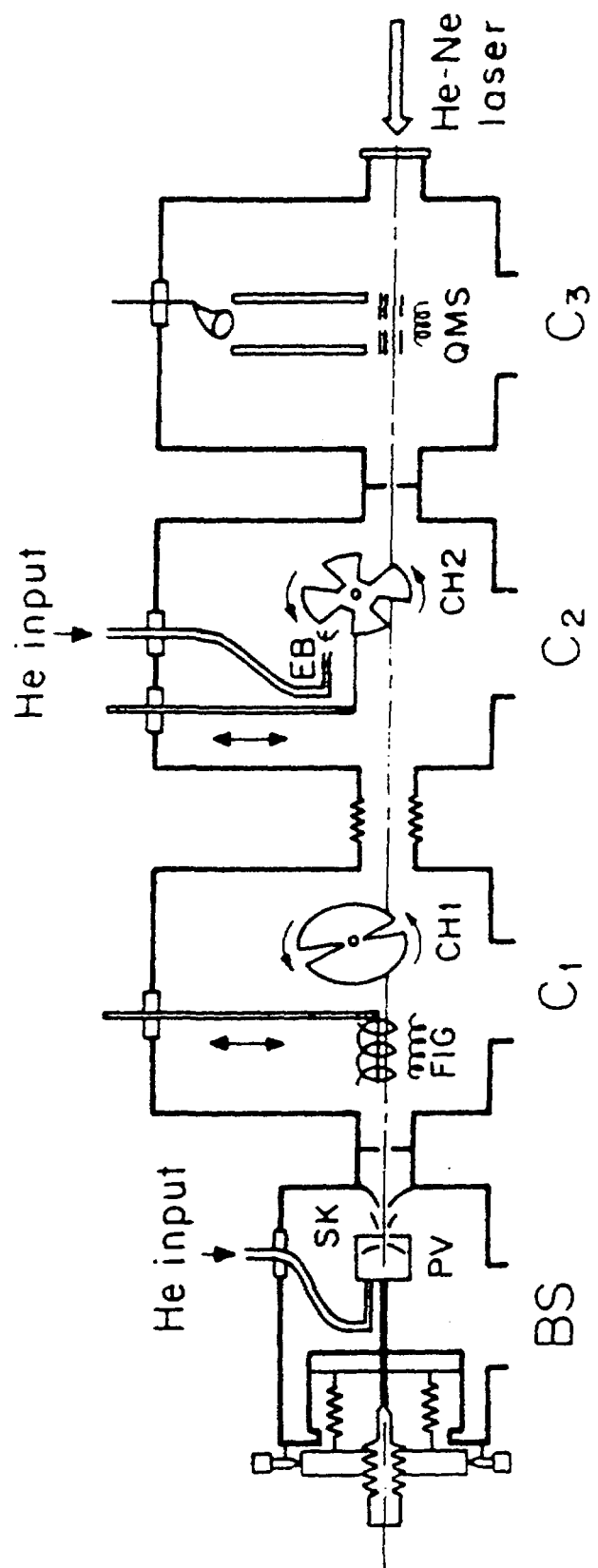


Fig. 4

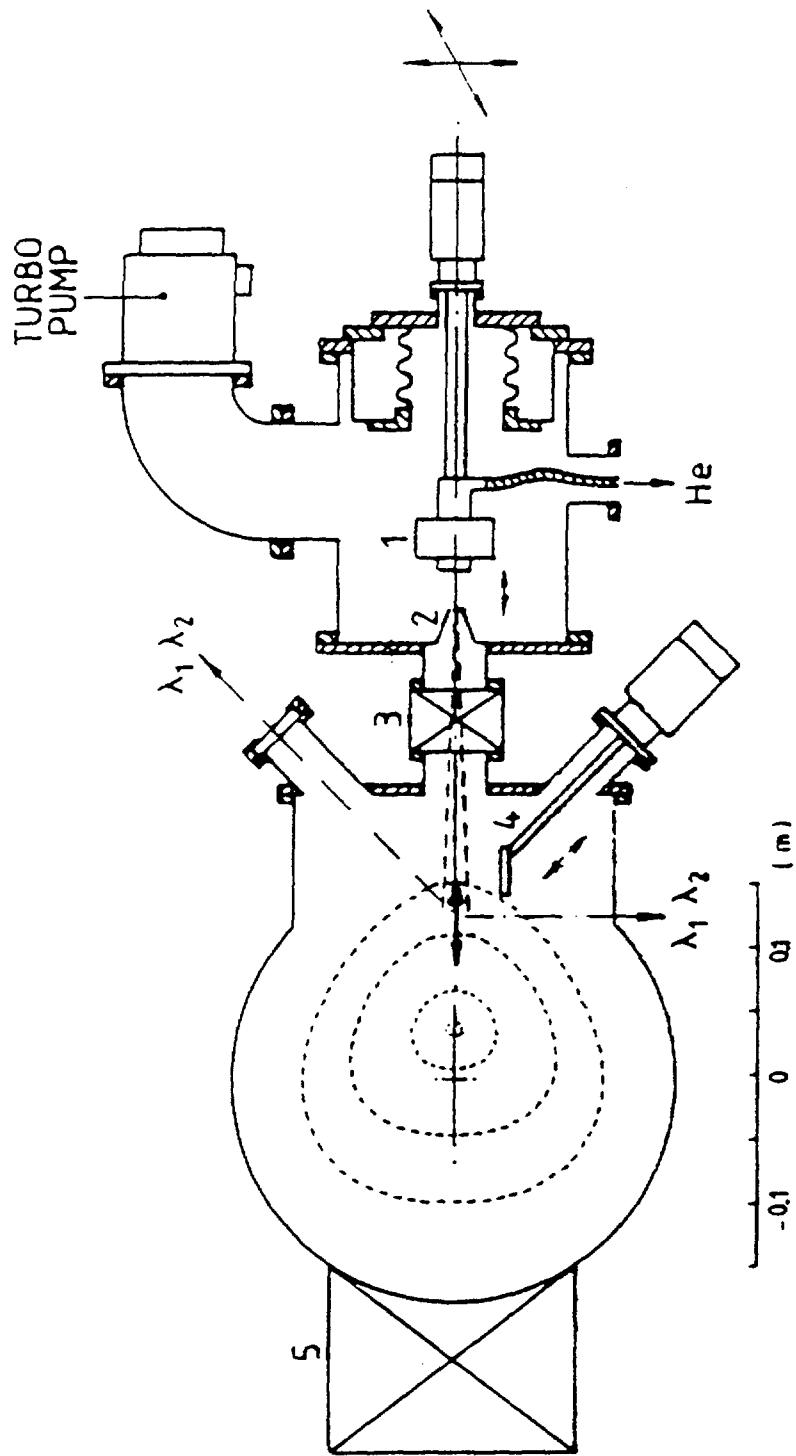


Fig.2

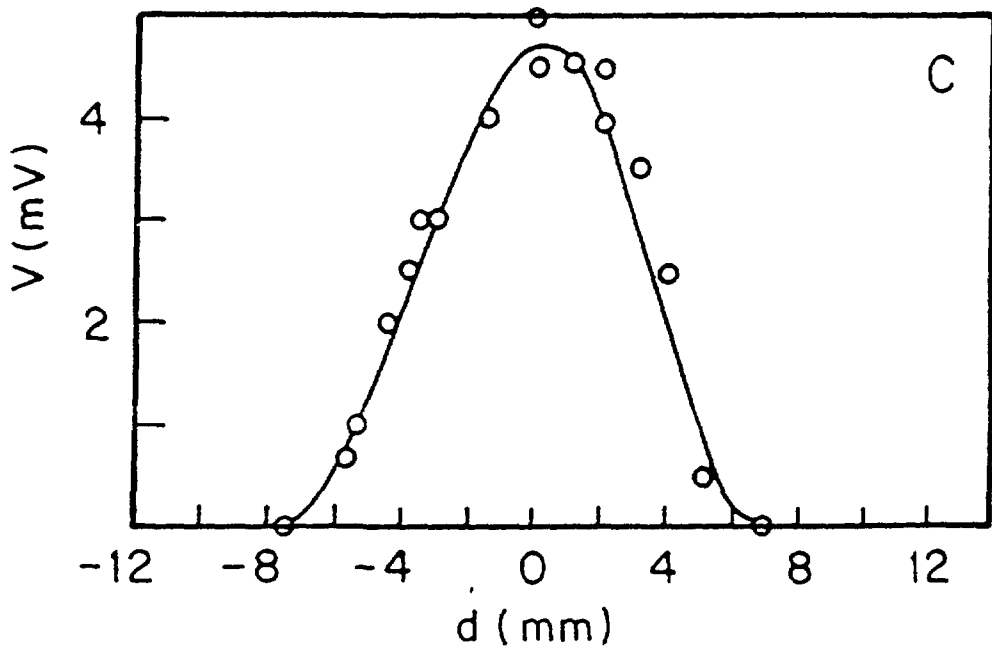
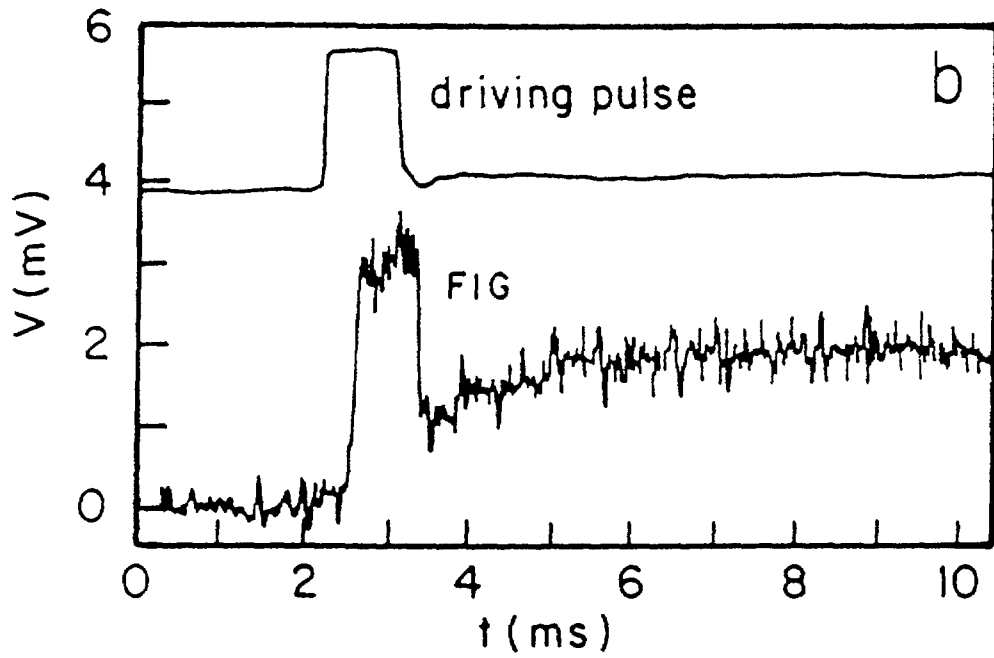
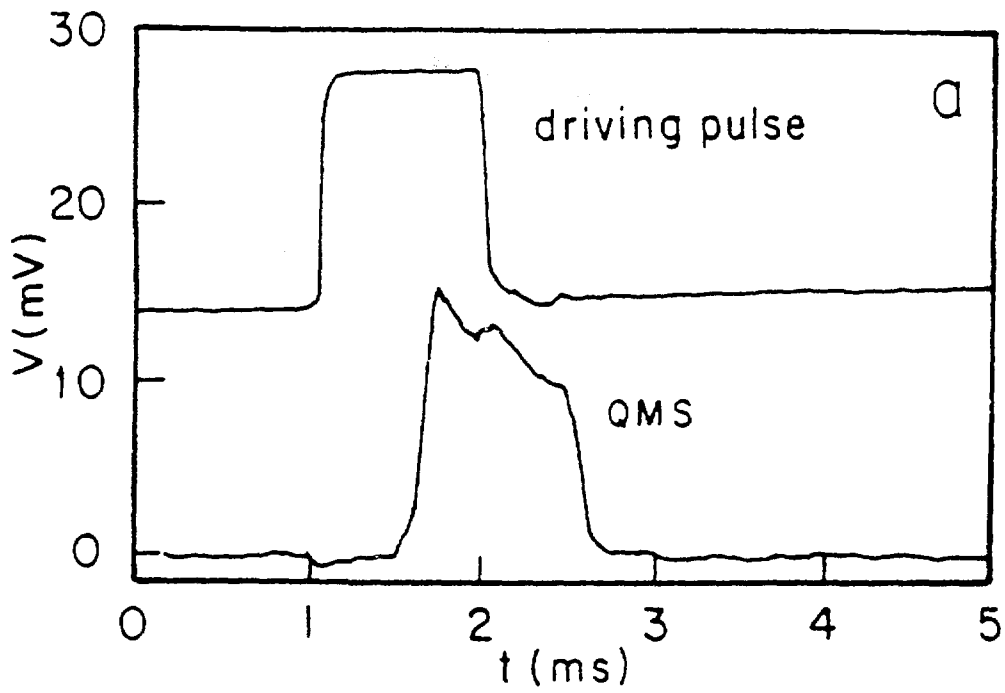


Fig. 3

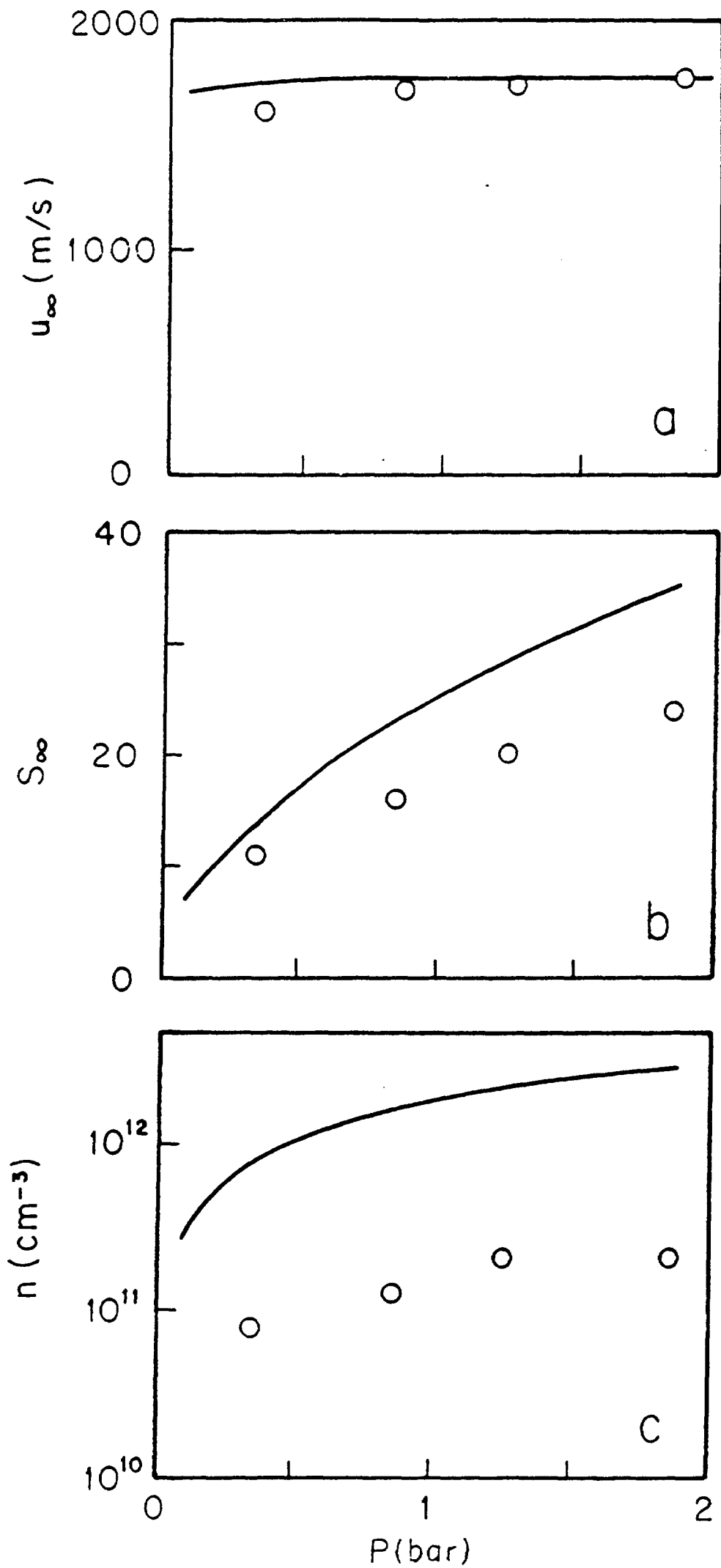


Fig.4

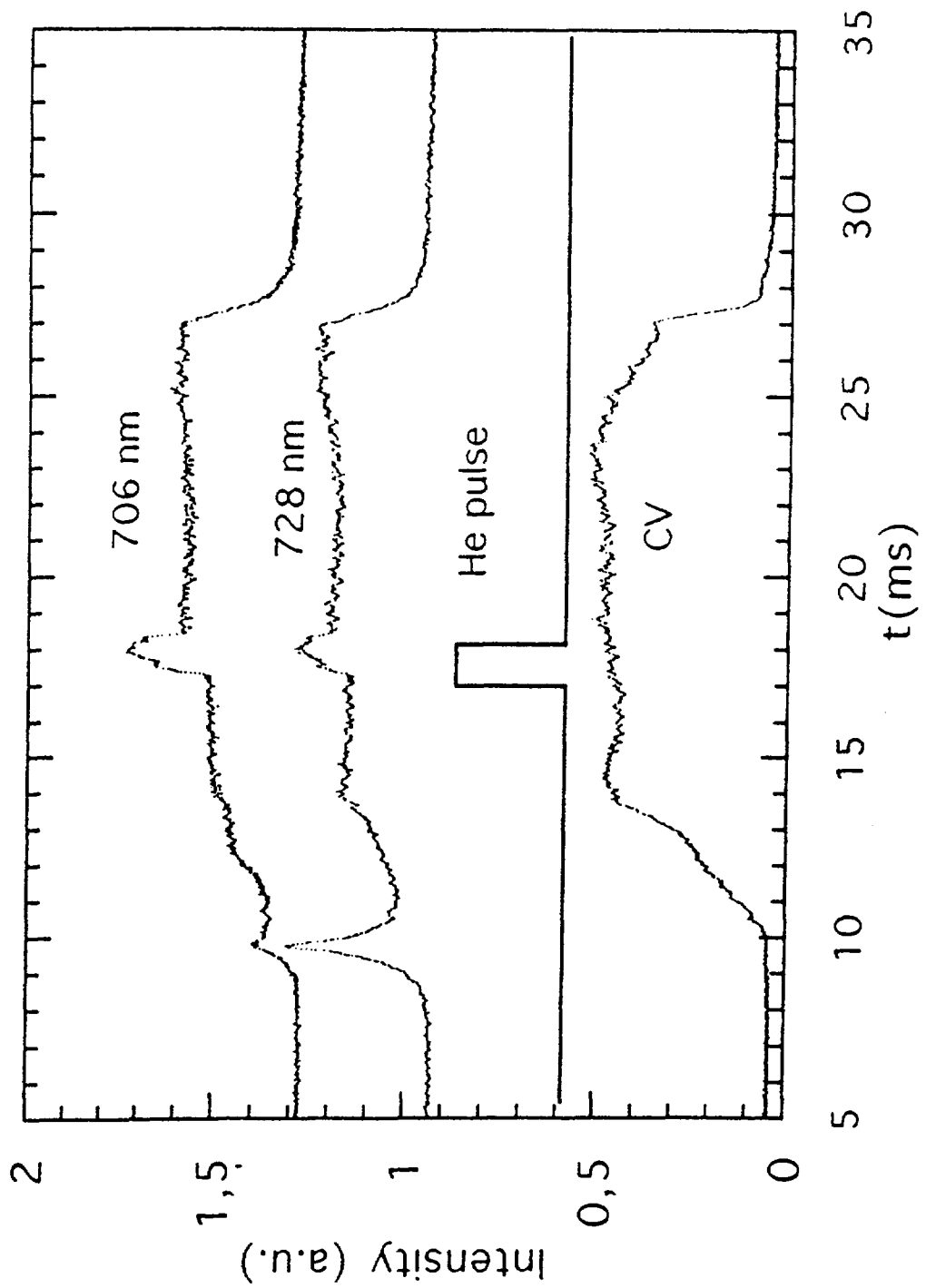
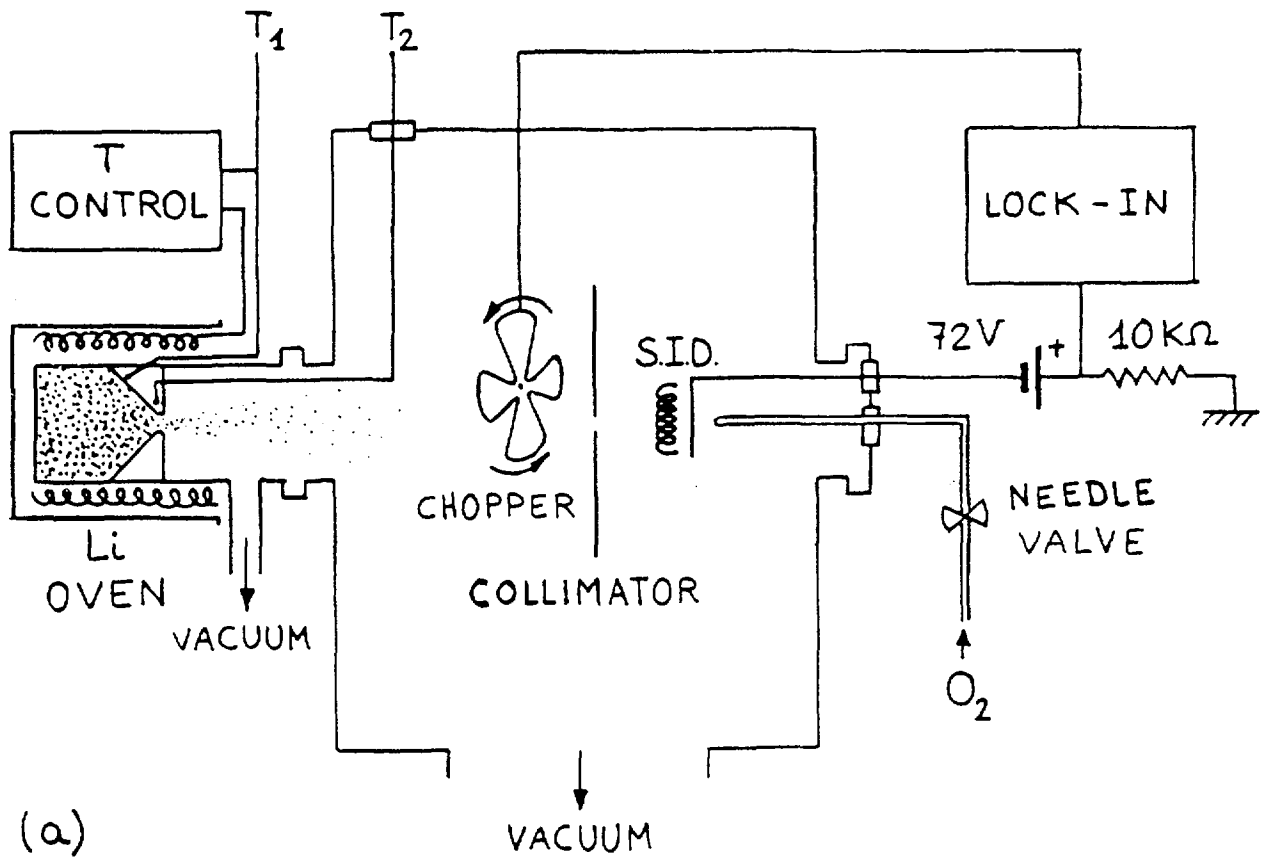
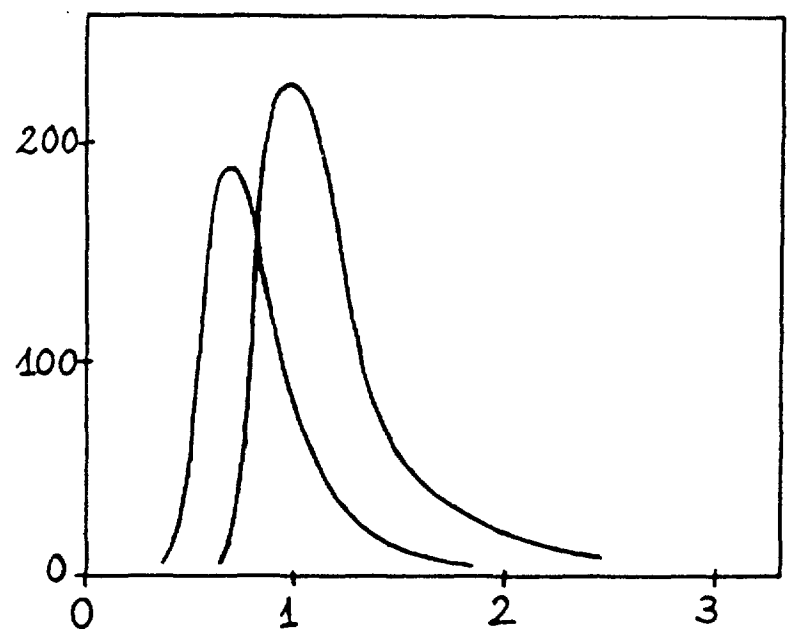


Fig. 5



S.I.D signal (μV)



(b)

filament current (A)

Fig. 6

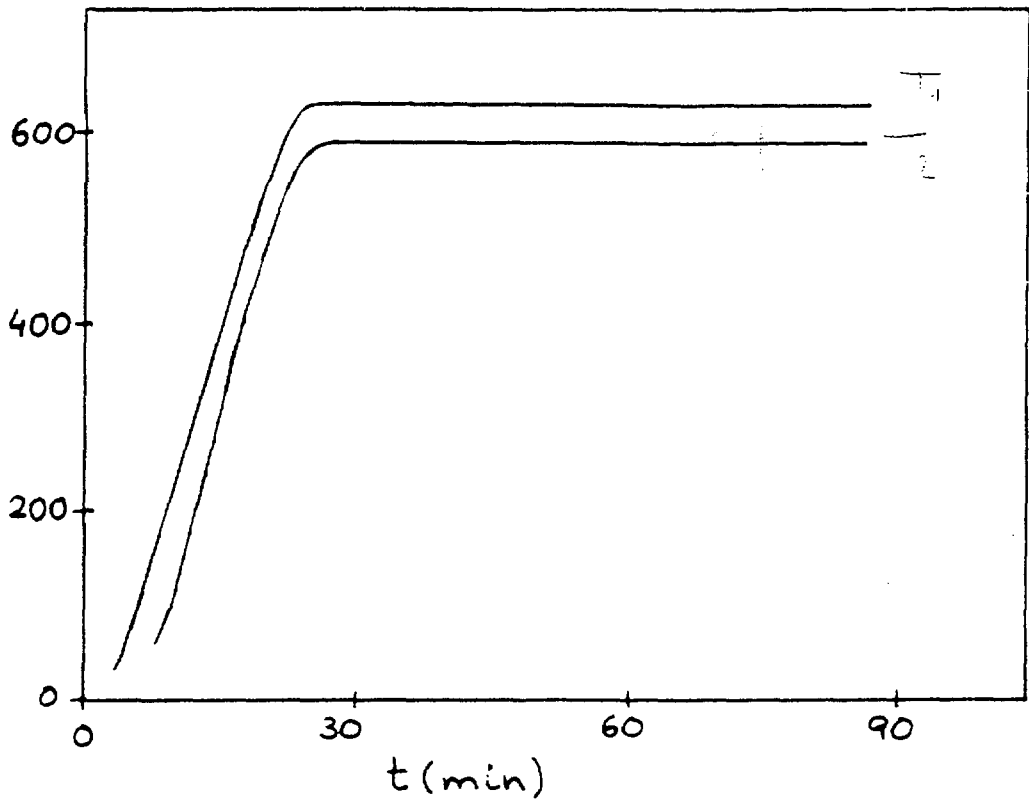


Fig. 7

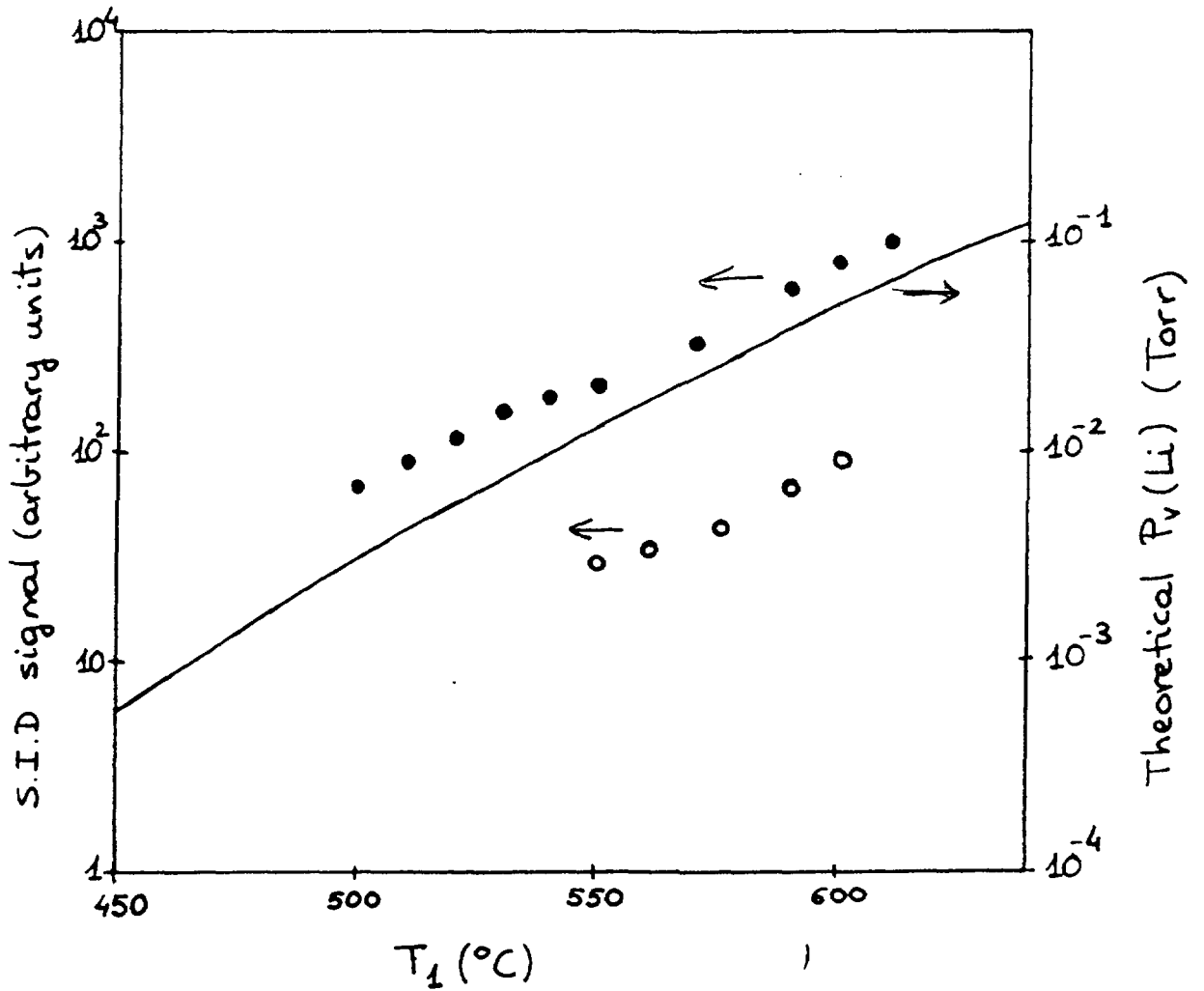


Fig. 8

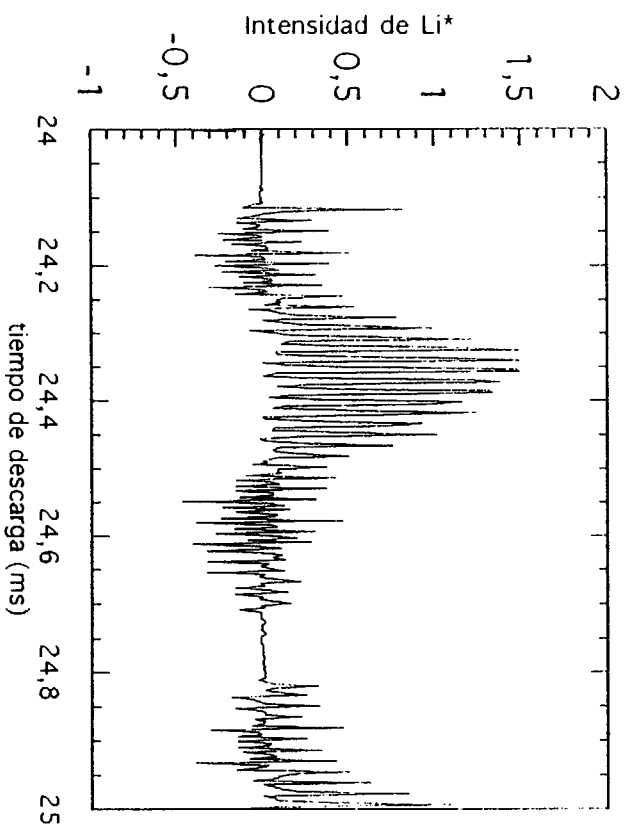
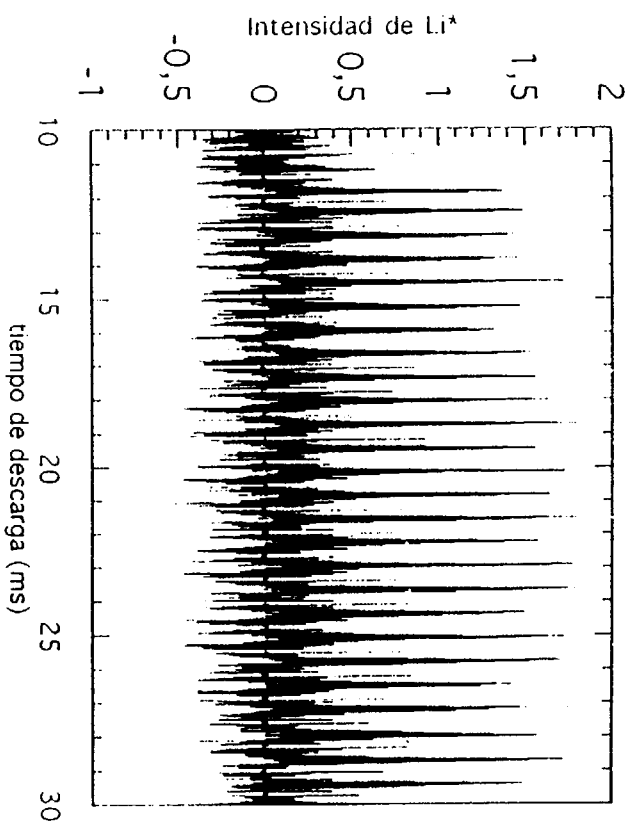


Fig. 9

(1977)

(1977)

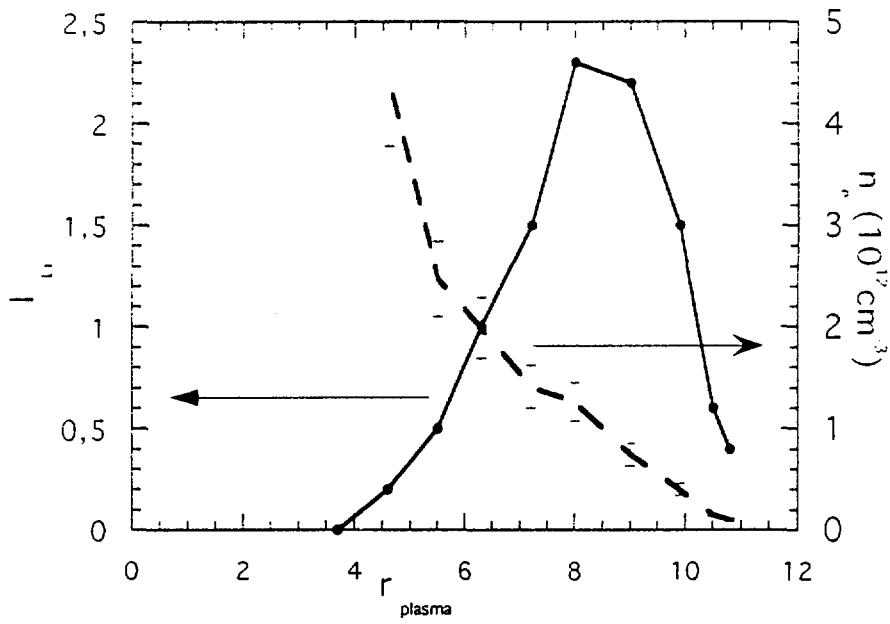


Fig. 10