



ES9800071



Ciemat

Centro de
Investigaciones Energéticas,
Medioambientales
y Tecnológicas

Miner[□]

Efectos del campo eléctrico radial sobre el confinamiento y atrapamiento de electrones no colisionales en el TJ-II

J. Guasp
M. Liniers

29 - 17

Informes Técnicos Ciemat

2

843
marzo 1998

Efectos del campo eléctrico
radial sobre el confinamiento
y atrapamiento de electrones
no colisionales en el TJ-II

J. Guasp
M. Liniers

La

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 46

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

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 Thesaurus 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

700380, 700412

PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATIONS; ELECTRIC FIELD;
PARTICLE LOSSES; BEAM INJECTION; NUMERICAL ANALYSIS; TOKAMAK DEVICES.

Efectos del campo eléctrico radial sobre el confinamiento y atrapamiento de electrones no colisionales en el TJ-II.

Guasp, J.; Liniers, M.
39 pp. 21 figs. 8 refs.

Resumen:

Se analizan las modificaciones que el campo eléctrico radial introduce en las tasas de pérdidas no colisionales, en las asimetrías de las fugas, tanto a la salida del plasma como sobre la cámara de vacío y en las fracciones de atrapamiento para electrones de energías 0.1 a 1 keV en el TJ-II. Este estudio complementa otros ya publicados para el caso de iones por lo que se discuten, fundamentalmente, las diferencias principales.

Buena parte de los efectos que el campo eléctrico produce en las propiedades mencionadas resultan ser similares tanto en el caso de los electrones como en el de los iones, principalmente el decrecimiento drástico de las fugas en el HC, su modificación en el sentido de la rotación poloidal inducida, análogas distribuciones angulares de atrapamiento, etc.

Sin embargo también aparecen importantes diferencias que pueden atribuirse, en la mayor parte de los casos, a la mayor movilidad de los electrones. En especial conviene señalar una mucha mayor sensibilidad al potencial eléctrico, tanto a su magnitud como a su signo, produciendo una caída de las pérdidas electrónicas, con potencial positivo, mucho más rápida y una mayor asimetría con respecto al signo del campo.

La mayor parte de esas pérdidas electrónicas emergen por la parte superior del plasma al contrario que en los iones. Su concentración sobre el HC tiene lugar, preferentemente, en la placa PL-1 (la que queda arriba para ángulo toroidal $\Phi=0^\circ$) en lugar de la PL-2 para los iones. Finalmente, para las energías consideradas, no existe variación de las tasas de atrapamiento electrónicas con el potencial ni tampoco aparecen efectos resonantes.

Effects of the radial electric field on confinement and trapping for non collisional electrons in TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
39 pp. 21 figs. 8 refs.

Abstract:

The effects of radial electric fields on the non collisional losses, asymmetries at plasma border and on the Vacuum Vessel and trapping fractions for 0.1 to 1keV electrons in TJ-II are analysed. This study complements a series, already published, for ions, therefore only the main differences are stressed.

Many of these effects are similar for electrons and ions, mainly the drastic decrease of losses with the electric field, the increasing peripheral loss concentration, the strong accumulation on the Hard Core (HC), the modification in the direction of the induced poloidal rotation, similar angular distributions for trapped particles, etc.

Nevertheless, there appear also important differences, that in many cases are originated by the higher electron mobility, in particular a higher sensitivity to the electric field, as well to the intensity as to the sign, producing a faster drop in electron losses for positive potential and a higher asymmetry in the sign dependence.

Most of these electron losses exit through the upper side of the plasma, the opposite happens for ions. The strong concentration on the HC appears, mainly, on the PL-1 plate (the one that is placed upside for toroidal angle $\Phi=0^\circ$), instead of the opposite PL-2 plate for ions. Finally, for the analysed energy range, there is no variation of electron trapping with the potential nor resonant effects.

INDICE

1. Introducción

1.1 Método de cálculo

1.2 Diferencias con los iones.

2. Pérdidas globales.

3. Asimetrías a la salida del Plasma.

4. Asimetrías sobre la cámara de vacío.

5. Efectos sobre el atrapamiento.

6. Conclusiones.

Referencias

Lista de figuras

1. Introducción

En este estudio se analizan los efectos que el campo eléctrico radial produce en las propiedades de atrapamiento y fugas de electrones de energías bajas o intermedias (0.1 - 1. keV) en el TJ-II. Complementa otros ya publicados ([1] a [4]) para el caso de iones y, al igual que en ellos, sólo se analizan las pérdidas directas, no colisionales. Además, por el momento, sólo se ha considerado la configuración de referencia del TJ-II, la extensión a otras configuraciones se llevará a cabo próximamente.

Muchos de los comportamientos resultan ser similares para electrones e iones, por lo que, en este estudio, nos limitaremos principalmente a discutir las diferencias más importantes.

1.1 Método de Cálculo

Al igual que en [1] - [4] se siguen las trayectorias de partículas de energía baja o intermedia (0.1 - 1 keV), esta vez electrones, en la aproximación Centro Guía [5], en coordenadas de Boozer [6] hasta la salida del plasma, a partir de ahí se siguen en el espacio real, ya sin campo eléctrico, hasta interceptar la cámara de vacío [7].

Aunque los códigos utilizados permiten la introducción de perfiles radiales para el potencial eléctrico muy generales, en estos estudios nos hemos limitado a considerar un perfil radial puramente parabólico, nulo en el borde del plasma y máximo (o mínimo, según su signo) en el eje magnético, es decir un perfil radial análogo a los de la temperatura electrónica del plasma.

De esta forma el campo eléctrico crece linealmente desde un valor nulo en el eje hasta su máxima intensidad en el borde. Por consiguiente con este criterio un potencial central positivo da lugar también a un campo positivo, dirigido hacia el exterior del plasma. Para esta configuración magnética (la de Referencia: REF2, 18 cm de radio medio) un valor central del potencial de +1000 Volt. produce un campo eléctrico en el borde de unos +111 Volt./cm. La intensidad del potencial central se ha variado desde -2 hasta +2 veces la energía cinética (en eV).

Se observa que los resultados son poco dependientes de la forma radial de ese potencial.

1.2 Diferencias con los iones

Como es lógico la diferencia de masa y de signo de la carga entre electrones e iones produce diferencias en las trayectorias que conviene tener presentes.

1.2.1 Velocidad de deriva

En primer lugar la velocidad de deriva viene dada ([1] o bien [10] fórmula (3.64) p. 57) por:

$$\mathbf{V}_d = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B} + (1 + \gamma^2) \frac{T}{qB} \frac{[\mathbf{n} \times \mathbf{b}]}{R}$$

en donde \mathbf{b} y \mathbf{n} son los vectores unitarios tangente y normal (exterior) a las líneas del campo, B el módulo del campo magnético, R el radio local de curvatura de la línea, T la energía cinética, q la carga de la partícula (con su signo), γ el parámetro de *pitch* (v_{\parallel} / v) y \mathbf{E} el vector campo eléctrico.

Estas fórmulas indican que, para iones, sin campo eléctrico, la velocidad de deriva posee sentido opuesto a la binormal de las líneas de campo, que su magnitud crece con la energía cinética, con el parámetro de *pitch* y decrece con la intensidad del campo magnético. Además para electrones posee sentido opuesto al de los iones, aunque con magnitud equivalente para la misma energía. Esto puede comprobarse comparando la Fig.1.1, que muestra la dirección de las derivas para electrones de 0.5 keV en dos cortes toroidales con la Fig.1.2 correspondiente a iones H.

Por lo tanto, en ausencia de campo eléctrico, la dirección en que tienden a salir los electrones va a ser opuesta a la correspondiente a los iones y cabe prever que la parte del *Hard Core* (HC) más afectada vaya a ser, para electrones, la PL-1 (la placa lateral del HC que queda arriba para ángulo toroidal $\Phi = 0^\circ$, abajo para $\Phi = 45^\circ$), en lugar de la PL-2 como sucedía con los iones, lo que efectivamente confirman los cálculos (§4). Además, según se observa en esas Fig., las derivas para los electrones tienden a llevarlos directamente al HC para $\Phi = 22.5^\circ$ (Fig.1.1a) y a alejarlos de él para $\Phi = 67.5^\circ$ (Fig.1.1b), esto va a favorecer una mayor concentración de electrones en el primer octante de la cámara de vacío (VV, cf.§4), lo contrario de lo que sucedía para los iones [2].

Por su parte la aportación del campo eléctrico tiene dirección preferentemente poloidal (perpendicular al campo magnético y situada sobre las superficies de flujo), es independiente de la carga y decrece con la intensidad del campo magnético. Aquí no hay inversión de sentido, la rotación poloidal inducida por el campo va a ser igual en ambos casos.

1.2.2 Tiempo de cálculo

Sin embargo, debido a la disparidad de las masas, la velocidad de recorrido de los electrones a lo largo de las líneas de campo será unas 43 veces superior $(m_p/m_e)^{1/2}$. Así, si bien el *tiempo de deriva*, tiempo que tardaría una partícula que se moviera en línea recta con la velocidad de deriva en recorrer una distancia del orden del radio del plasma, es el mismo para electrones que para iones, la distancia recorrida en ese tiempo a lo largo del campo sería unas 43 veces mayor. Esta mayor *movilidad* de los electrones tiene una incidencia inmediata en el tiempo de cálculo pues el paso espacial con que se calculan las trayectorias debe ser inferior a las longitudes características de variación del campo magnético (unos pocos cm en el TJ-II), por lo tanto el número de pasos de integración necesarios para seguir un electrón durante el mismo tiempo de recorrido que un ion de la misma energía también será unas 43 veces mayor, con una incidencia similar en el tiempo de cálculo.

En nuestro caso, tanto las trayectorias de los electrones como las de los iones se han seguido durante un tiempo equivalente a 6 velocidades de deriva, ésto corresponde, para partículas de energía 0.5 keV, a unos 1800 μ s que equivalen a unas 60 vueltas al toro en el caso de iones y a 2500 para electrones. En consecuencia, para evitar tiempos de cálculo prohibitivos en el caso de electrones, el número total de partículas seguidas se ha limitado a unas 5500, en lugar de las 32000 que se utilizaron para iones. Por lo tanto cabe esperar ahora un error estadístico algo mayor.

Con ésto los tiempos de cálculo en la Cray-T3E del CIEMAT se sitúan entre 3 y 4 horas para electrones, utilizando 28 procesadores, frente a 1-1.5 horas, con 16 procesadores, para iones.

1.2.3 Condiciones de atrapamiento

En lo que concierne a las condiciones de atrapamiento, como se analizó en [1] y [3], pueden explicarse mediante los fenómenos de aparición y desaparición de barreras magnéticas [1]. Según esto la ley de conservación de la energía total y la invariancia adiabática del momento magnético conducen a que en las zonas permitidas para el movimiento de una partícula, aquellas en donde la energía cinética paralela al campo magnético T_{\parallel} es no negativa, se verifica la desigualdad:

$$T_i - q(V - V_i) > \mu B \quad (1.1)$$

siendo

$$\mu = T_{\perp}/B = (1 - \gamma_i^2) T_i/B_i$$

el momento magnético de la partícula, que es un invariante adiabático [8] y es una medida de la energía cinética transversal T_{\perp} , mientras que

$$E \equiv T_i + q V_i \quad (1.2)$$

es la energía total, un invariante exacto, V el potencial eléctrico, mientras que T_i , B_i , γ_i y V_i son los valores iniciales de las magnitudes correspondientes.

Las zonas en que no se verifica la desigualdad (1.1) son zonas prohibidas por las leyes de conservación, una partícula que alcanzara el borde de una zona prohibida está atrapada.

Como se observa de la ecuaciones (1.1) y (1.2), en ausencia de derivas, las condiciones de atrapamiento son idénticas para electrones y para iones de la misma energía total y *pitch*, sin más que cambiar el signo del potencial eléctrico. La presencia de derivas introduce diferencias, aunque no sustanciales, como se comprobará en §5.

Sin embargo, aunque las condiciones de atrapamiento sean similares, el tiempo de recorrido en el interior de los pozos magnéticos (*bouncing time*) será unas 43 veces inferior para los electrones (cf. [8], fórmula (3.118) p.69). Por la misma causa también el apartamiento de las partículas atrapadas de su superficie magnética inicial, la anchura de las *banana* (cf. [8], fórmula (3.100) p.65), será mucho menor.

1.2.4 Desplazamiento lateral (*shift*)

Análogamente el desplazamiento lateral de la proyección de las trayectorias de las partículas pasantes (*shift*) tiene por expresión [4]:

$$\Delta_0 = + (1+\gamma^2)/(2\gamma) \cdot (2mT)^{1/2} / (qtB) \quad (1.4)$$

siendo t la transformada rotacional. Para iones, en el TJ-2, este desplazamiento tiene signo positivo para *pitch* positivo: los iones pasantes que van en la misma dirección que el campo magnético se desplazan hacia el exterior del toro y los que van en sentido contrario lo hacen hacia el interior. Para electrones ese desplazamiento está invertido y, para la misma energía y *pitch*, sería 43 veces menor. Además ese desplazamiento crece con la energía cinética como $T^{1/2}$.

Por lo tanto cabe esperar que las pérdidas de partículas pasantes (normalmente periféricas) se encuentren muy reducidas en el caso de electrones. Efectivamente, para las energías analizadas aquí, los cálculos (cf. §2) predicen la ausencia de este tipo de pérdidas, todos los electrones pasantes de estas energías (0.1-1 keV) se encuentran confinados.

1.2.5 Resonancias

Por último, como se analizó en [4], la resonancia de orden N aparece para un potencial dado aproximadamente por:

$$V_{0,N} \text{ (kVolt.)} = 3.73 (N+t) \gamma [T(\text{keV})]^{1/2} (m_p/m_e)^{1/2}$$

en donde t es la transformada rotacional (-1.47 para la configuración de referencia). Con esto es evidente que los potenciales de resonancia para electrones serían unas 43 veces más elevados que los de los iones y mantendrían el mismo signo.

Por ejemplo la resonancia importante más baja (la $N=-2$), que para iones aparece a potenciales de unos -1010 V (con $\gamma=+0.9$, [4]), en el caso de electrones se encontraría situada hacia -43 kV, un potencial eléctrico totalmente inverosímil para el TJ-II.

En consecuencia cabe esperar que para electrones de las energías aquí consideradas no aparezcan efectos de resonancias del campo eléctrico.

2. Pérdidas globales

Al igual que en el caso de iones [2], el efecto principal del campo eléctrico es la disminución drástica de las pérdidas globales. Esto puede comprobarse en la Fig.2.1a, que muestra la tasa de pérdidas para electrones a varias energías y debe compararse con la correspondiente a la de iones (Fig.2.1b), mientras que en la Fig.2.2a se superponen las pérdidas de ambos para energía de 0.5 keV.

De la observación de estas Fig. se deduce lo siguiente:

a) La caída de las pérdidas electrónicas con el potencial es mucho más rápida que la correspondiente a los iones. Así para electrones de 0.5 keV la tasa global de pérdidas pasa de un 29% a potencial nulo a solamente 4% para +100 V, mientras que para iones pasaba de 32% a un 25%. Los electrones muestran más sensibilidad al campo eléctrico, una consecuencia de su mayor movilidad.

b) Para potencial nulo las pérdidas electrónicas son algo menores que las iónicas, una consecuencia de la menor anchura de las trayectorias atrapadas y del menor valor del *shift* (cf.§§ 1.2.3, 1.2.4).

c) La sensibilidad de las pérdidas electrónicas a la energía *inicial* es mucho menor que para los iones. Esa menor dependencia de las tasas de pérdidas con la energía cinética T para la misma relación potencial/energía, es debida tanto a la diferencia de movilidad como, para potenciales elevados, a la ausencia de efectos resonantes en los electrones de estas energías (cf.§1.2.5).

d) La influencia del signo del campo eléctrico es muchísimo mayor para electrones. Como ya se discutió en [2] esta asimetría proviene de la ganancia de energía cinética que se produce por la diferencia de potencial entre la posición de nacimiento y el punto de salida. Para electrones, potenciales positivos (campo dirigido hacia fuera), darán lugar a pérdida de energía a lo largo de la trayectoria y, por lo tanto, a menores derivas y a una menor tasa de fugas. Este efecto, que no debe confundirse con la dependencia con la energía inicial, también está presente en el caso de los iones, aunque, como es evidente, tiene allí efecto inverso y mucho más mitigado.

e) Hasta energías de 1 keV no se observan pérdidas en los electrones pasantes, ni siquiera para los muy periféricos, al contrario de lo que sucedía con los iones. Por su parte las partículas atrapadas muestran un

comportamiento análogo al de las pérdidas totales, su tasa parcial de confinamiento aparece en la Fig.2.2b, que como es lógico tiene forma complementaria a la de las Figs.2.1, con tendencias similares (mayor asimetría y sensibilidad al campo para los electrones, etc.). Así, para potencial nulo y energía 0.5 keV, un 20% de los electrones atrapados (que constituyen el 36% de toda la población) se confinan, mientras que para iones se confinan solo un 11% (y también constituyen un 36% del total).

f) Por último, se observará que para potenciales negativos pequeños las pérdidas electrónicas crecen ligeramente. Esto no parece ser un efecto debido a estadística más pobre que en los iones, ya que es sistemático para todas las energías consideradas, se trata más bien de un efecto real, que tiene lugar, preferentemente, en las zonas intermedias y periféricas del plasma (cf. Fig.2.3a) y es debido a la extrema complejidad de las trayectorias en esas zonas.

Los perfiles radiales de pérdidas, para varios potenciales, aparecen en la Fig.2.3. Se observa claramente la progresiva concentración de pérdidas hacia la periferia del plasma a medida que el potencial crece. La mayor sensibilidad de los electrones al signo del campo es patente en la Fig.2.4 que compara los perfiles radiales para electrones e iones de 0.5 keV y un potencial de 200 V con ambos signos.

Esa progresiva concentración hacia la periferia se observa también en la Fig.2.5 que muestra el radio medio inicial de las partículas que se pierden. Para campos positivos muy moderados ($V_0 > +200$ Volt., Fig.2.5b) las pérdidas de los electrones se concentran ya en la periferia extrema del plasma ($s > 0.95$), mientras que para campo negativo, o para iones, esto sólo sucede para potenciales considerables (> 1000 Volt.).

El radio inicial a partir del cual las pérdidas comienzan a ser apreciables ($> 10\%$) aparece en la Fig.2.6, tanto para electrones (Fig. superior), como para iones (Fig. inferior). Se observará que para campos reducidos ($V_0/T < 0.2$) esa cota de 10% de pérdidas se alcanza ya en el propio eje magnético a todas las energías consideradas. La mayor variación de este parámetro se produce para relaciones potencial/energía situadas entre 0.2 y 1, a partir de ese valor la variación se hace mucho más lenta, situándose en radios de alrededor de $s=0.8$, salvo para electrones con potencial positivo en que alcanzan valores superiores a 0.95

3. Asimetrías a la salida del plasma

Como ya se indicó en §1.2.1 cabe esperar que los electrones salgan, preferentemente, por la parte superior del plasma. Esto se confirma en la Fig.3.1a que muestra que, para todos los potenciales eléctricos considerados, la proporción de electrones que emergen por la parte inferior es sólo del orden del 25%, el resto, la inmensa mayoría, emergen hacia arriba, una situación opuesta a la que se daba para los iones (Fig.3.1b, [2]).

Por el contrario la asimetría dentro/fuera es similar a la que tiene lugar con los iones, por las mismas razones que fueron discutidas en [1] y [2] las derivas predominan en la parte externa del plasma, aunque son fuertemente modificadas por el campo eléctrico.

La distribución de pérdidas en los cuatro cuadrantes del ángulo poloidal (Fig. 3.2) ayuda a comprender esos comportamientos que, al igual que en el caso de los iones, corresponde a un arrastre de las pérdidas en la dirección de la rotación poloidal inducida por el campo, que para potenciales positivos (campo eléctrico dirigido hacia fuera) tiene lugar en la dirección de ángulo poloidal decreciente (en el espacio real), tanto para electrones como para iones. Efecto que es bien visible en la Fig.3.3

También es patente este comportamiento en los mapas angulares de las Fig.3.4 a 3.6 que representan la distribución de pérdidas a la salida del plasma (normalizada a 100% en cada caso) para electrones de 0.5 keV y potenciales eléctricos correspondientes a -100, 0 y +50 Volt. en función de los ángulos toroidal y poloidal (definidos en el espacio real). En ellos se observa la alteración de los puntos de acumulación de pérdidas debida a la rotación poloidal (desplazamiento hacia abajo y hacia la derecha en el caso $V_0 = +50$ Volt., Fig.3.6, con respecto al de 0 Volt. de la Fig.3.5), así como la fuerte concentración en los huecos de las bobinas TF. Estas Fig. deben compararse con las análogas para el caso de iones (Figs.3.5 a 3.7 en [2]) que poseen tendencia idéntica. Sin embargo, como ya se ha indicado, en el caso de los electrones, las concentraciones mayores tienen lugar en la parte opuesta del HC (línea diagonal descendente) y en el primer octante.

Los flujos de partículas de estas pérdidas directas en el borde del plasma alcanzan valores de $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en media ($10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ máximo) para el caso de potencial nulo (electrones de 0.5 keV con perfil radial de densidad parabólico, densidad central $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y distribución de energía uniforme, situación típica para 800 kW de ECRH), frente a $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ y $1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, respectivamente, para iones [2].

Por su parte los flujos de potencia son muy pequeños: 6 W/cm^2 en media (100 W/cm^2 máxima) para electrones de 0.5 keV con distribución de energía uniforme, frente a 7 W/cm^2 y 150 W/cm^2 , respectivamente, para iones. La fortísima disminución de la tasa de pérdidas con el campo eléctrico reduce todavía más estos valores.

4. Asimetrías en la Cámara de Vacío

Las asimetrías de las partículas que inciden sobre la cámara de vacío (VV) son consecuencia directa de las que tienen lugar a la salida del plasma.

Al igual que en el caso de los iones [2] la inmensa mayoría de los electrones van a parar al Hard Core (Fig.4.1), una tendencia que se acentúa ligeramente al crecer la energía. Sin embargo, conforme a lo indicado en §1.2.1 y §3, es la placa PL-1, en lugar de la PL-2, la que recibe la mayor parte de las pérdidas, con una ligera tendencia a la modificación con el campo eléctrico en la dirección de la rotación poloidal inducida.

Este efecto puede comprobarse en los mapas angulares de las Fig.4.2 a 4.4, análogos a los de las Figs.3.4 a 3.6 pero, esta vez, sobre la VV. Vuelven a aparecer ahora los mismos efectos que se discutieron allí: desplazamiento hacia abajo y hacia la derecha, concentración preferente (mucho más acentuada ahora) en los huecos situados entre las bobinas TF y fortísima concentración sobre la placa PL-1 del HC, por debajo de la diagonal descendente, con preferencia por el primer octante. Estas figuras deben compararse con las 4.3 a 4.5 de [2] correspondientes a los iones.

Las densidades de potencia que estas pérdidas directas producen sobre la VV son muy débiles: máximo de unos 70 W/cm^2 sin campo eléctrico para electrones de 0.5 keV y condiciones similares a las mencionadas al final del §3 (perfil radial de densidad parabólico con densidad central $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y distribución de energía uniforme), frente a 90 W/cm^2 para los iones [2], estas cargas decrecen fuertemente con el potencial. Su bajo valor y fuerte concentración en la zona del HC hace problemática su medida experimental.

5. Efectos sobre el atrapamiento

La ausencia de efectos resonantes (§1.2.5) para electrones de las energías consideradas aquí hace que no aparezca modificación en las tasas de atrapamiento con el potencial. La Fig.5.1 muestra esa tasa en función del cociente potencial/energía para varias energías, así como la correspondiente a iones de 0.5 keV (línea de puntos). Mientras los iones presentan un claro aumento de la tasa de atrapamiento con el potencial (lo que ya fué ampliamente discutido y justificado en [3] y [4]), los electrones no exhiben ese efecto.

Esta constancia de las tasas de atrapamiento electrónico con el potencial aparece también en los perfiles radiales (Fig.5.2) en donde se comprueba además que cerca del eje magnético los electrones están algo menos atrapados que los iones, un efecto que debe atribuirse a la menor excursión radial de esas trayectorias (§1.2.3) que reduce las oportunidades de atrapamiento (cf.[3]) y hace que esa tasa sea más similar a la del modelo teórico, para el cual no se tienen en cuenta los efectos de las derivas.

Las mismas razones hacen que la dependencia de la tasa de atrapamiento con los ángulos poloidal y toroidal de Boozer sea también insensible al potencial eléctrico (Fig.5.3), en el caso de la Fig., que corresponde a una superficie magnética más bien periférica ($s=0.75$), las distribuciones para electrones e iones son prácticamente idénticas, algo que cabía esperar del análisis de la Fig.5.2

6. Conclusiones

Buena parte de los efectos que el campo eléctrico produce en las propiedades de atrapamiento, tasas de pérdidas y asimetrías en la distribución de fugas de partículas de energías bajas e intermedias resultan ser similares para electrones e iones, entre esos efectos conviene destacar los siguientes:

- Decrecimiento drástico de las fugas con el campo eléctrico.
- Concentración periférica creciente.
- Fuerte acumulación de las fugas en el HC.
- Modificación de sus zonas de concentración en el sentido de la rotación poloidal inducida.
- Distribuciones angulares de atrapamiento análogas, etc.

Sin embargo también aparecen importantes diferencias que pueden atribuirse, en la mayor parte de los casos, a la mayor movilidad de los electrones. En especial conviene señalar:

- Mucha mayor sensibilidad de los electrones al potencial eléctrico, tanto a su magnitud como a su signo, produciendo una caída de las pérdidas, con potencial positivo, mucho más rápida y una mayor asimetría con respecto al signo del campo.
- La mayor parte de las pérdidas electrónicas emergen por la parte superior del plasma, al contrario que en los iones, una consecuencia de la inversión de la parte no dependiente el campo eléctrico de la velocidad de deriva
- La concentración de esas pérdidas sobre el HC tiene lugar, preferentemente, en la placa PL-1 (la que queda arriba para ángulo total $\Phi=0^\circ$) en lugar de la PL-2 para los iones. Consecuencia directa de lo mencionado anteriormente.

- Esa concentración es mayor en el primer octante del HC que en el segundo, una situación inversa a la de los iones.
- Para las energías consideradas no existe variación de las tasas de atrapamiento electrónico con el potencial, tampoco aparecen efectos resonantes.

Referencias

- [1]. J. Guasp, M.Liniens. "Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT-827. Mayo 1997.
- [2]. J. Guasp. "Influencia del campo eléctrico en las Asimetrías de las pérdidas directas en el TJ-II". Informe CIEMAT-821. Febrero 1997
- [3]. J. Guasp, M.Liniens. "Dependencia de las regiones de atrapamiento con el campo eléctrico radial en el TJ-II". Informe CIEMAT-824. Mayo 1997.
- [4]. J. Guasp, M.Liniens. "Influencia de las resonancias del campo eléctrico radial sobre las órbitas de partículas y los conos de pérdidas en el TJ-II". Informe CIEMAT-832. Julio 1997.
- [5]. A.Teubel, J.Guasp, M.Liniens. "Montecarlo simulations of neutral beam injection into the TJ-II helical axis Stellarator". Report IPP 4/268. IPP Garching. March 1994.
- [6]. A.H.Boozer. Physics Fluids. **23**, 904 (1980).
- [7]. J. Guasp. "Impactos de los iones rápidos en la Cámara de Vacío durante NBI en el TJ-II". Informe CIEMAT-763. Septiembre 1995.
- [8]. K. Miyamoto. "Plasma Physics for Nuclear Fusion". MIT Press. Cambridge. Mass. (1980).

Lista de Figuras

§1

Fig.1.1 Velocidades de deriva en el espacio real sin campo eléctrico, electrones de 0.5 keV para ángulo toroidal, en el espacio real, $\Phi_r = 22.5^\circ$ y 67.5° .

Fig.1.2 Similar a la Fig.1.1 para iones.

§2

Fig. 2.1. Variación de la tasa total de pérdidas directas con la relación potencial eléctrico central/energía cinética (V_0/E) para partículas de 0.1, 0.5 y 1 keV distribuidas inicialmente al azar con perfil radial parabólico.

- a) Electrones.
- b) Iones.

Fig. 2.2a. Variación con el potencial eléctrico central de la tasa de pérdidas directas para electrones (línea continua) e iones (línea de puntos) de 0.5 keV distribuidos inicialmente al azar con perfil radial parabólico.

Fig. 2.2b. Idem. para la tasa de confinamiento de partículas atrapadas

Fig. 2.3. Variación con el campo eléctrico del perfil radial de la tasa de perdidas para electrones de 0.5 keV con distribución radial inicial uniforme. x/a es la *distancia horizontal normalizada* ([3], p.4):

- a) Potenciales centrales $V_0 = -100, 0$ y $+50$ Volt.
- b) Id. $-100, 0$ y $+100$ Volt.
- c) Id. $-200, 0$ y $+200$ Volt.

Fig. 2.4. Variación con el campo eléctrico del perfil radial de la tasa de perdidas para partículas de 0.5 keV con distribución radial inicial uniforme para potenciales centrales $V_0 = -200, 0$ y $+200$ Volt

- a) Electrones.
- b) Iones.

Fig. 2.5. Radio medio inicial (normalizado a 1) de las partículas perdidas distribuidas inicialmente al azar con perfil radial parabólico.

- a) Electrones de 0.1, 0.5 y 1 keV
- b) Electrones (línea continua) e iones (línea de puntos) de 0.5 keV

Fig. 2.6. Radio a partir del cual la tasa de pérdidas local supera el 10%.

- a) Electrones de 0.1, 0.5 y 1 keV
- b) Iones de 0.1, 0.5 y 1 keV

§3

Fig. 3.1. Variación de la asimetría ABAJO/ARRIBA (líneas continuas) y FUERA/DENTRO (líneas de puntos) con el potencial eléctrico para las pérdidas directas en el borde del plasma producidas por partículas de 0.5 keV distribuidas inicialmente al azar con perfil radial parabólico.

- a) Electrones
- b) Iones

Fig. 3.2. Distribución en cuadrantes de ángulo poloidal (espacio real). Caso de la **Fig. 3.1**, (0.5 keV),

- a) Electrones
- b) Iones

Fig. 3.3. Distribución angular poloidal (espacio real) de la tasa de pérdidas. Caso de la **Fig. 3.1**, (0.5 keV).

- a) Electrones. Potenciales centrales $V_0 = -100, 0, +50$ Volt.
- b) Iones. Potenciales centrales $V_0 = -200, 0, +200$ Volt.

Fig. 3.4. Mapa angular para las pérdidas directas en el borde del plasma para electrones de 0.5 keV y $V_0 = -100$ Volt. Caso de la **Fig. 3.1**.

Fig. 3.5. Idem. para $V_0 = 0$ Volt.

Fig. 3.6. Idem. para $V_0 = +50$ Volt.

§4

Fig. 4.1. Asimetría de la distribución de pérdidas directas sobre la cámara de vacío. Distribución sobre el HC. Caso de la Fig. 3.1.

- b) Electrones de 0.5 keV.
- b) Iones de 0.5 keV.

Fig. 4.2. Mapa angular para las pérdidas directas sobre la cámara de vacío para electrones de 0.5 keV y $V_0 = -100$ Volt. Caso de la Fig. 3.1.

Fig. 4.3. Idem. para $V_0 = 0$ Volt.

Fig. 4.4. Idem. para $V_0 = +50$ Volt.

§5

Fig. 5.1. Variación de la tasa total de atrapamiento con la relación potencial eléctrico central/energía cinética (V_0/E) para electrones de 0.1, 0.5 y 1 keV e iones de 0.5 keV (línea de puntos), distribuidos inicialmente al azar con perfil radial parabólico.

Fig. 5.2 Perfiles radiales, en función de la *distancia horizontal normalizada* (x/a , [3] p.4), para:

- a) Tasa media de atrapamiento teórica ideal (línea continua delgada) tasa real para electrones (línea gruesa) e iones (línea de puntos), potencial nulo.
- b) Tasa real para electrones de 0.5 keV. Potencial central $V_0 = -1000, 0$ y $+1000$ Volt..

Fig. 5.3 Perfiles angulares poloidales (arriba) y toroidales (abajo) de las fracciones de atrapamiento teórica y real para electrones e iones de 0.5 keV, sin campo eléctrico, sobre la superficie magnética $s=0.75$, (ángulos de Boozer).

**Electrons
0.5 keV**

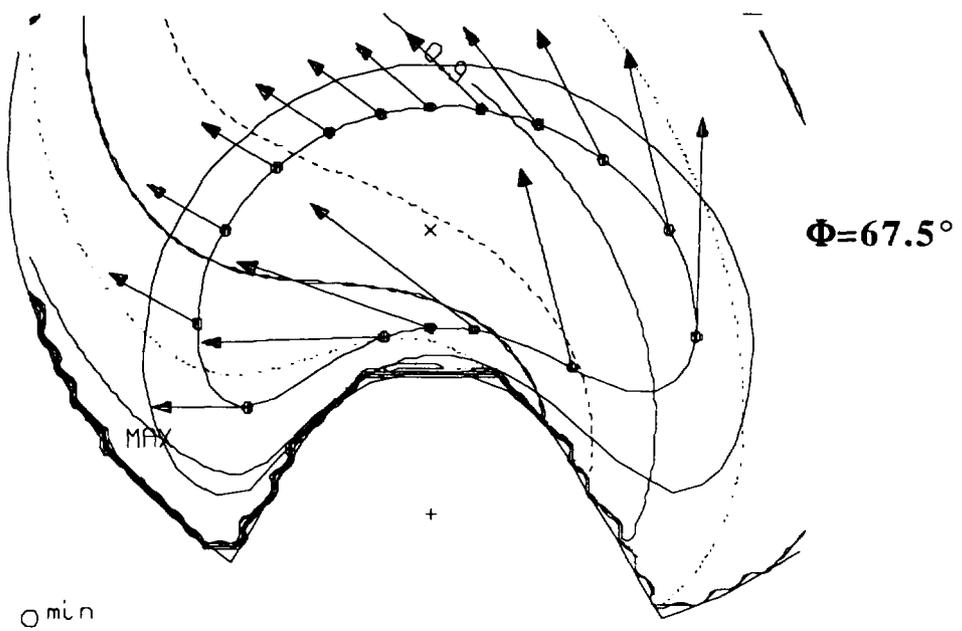
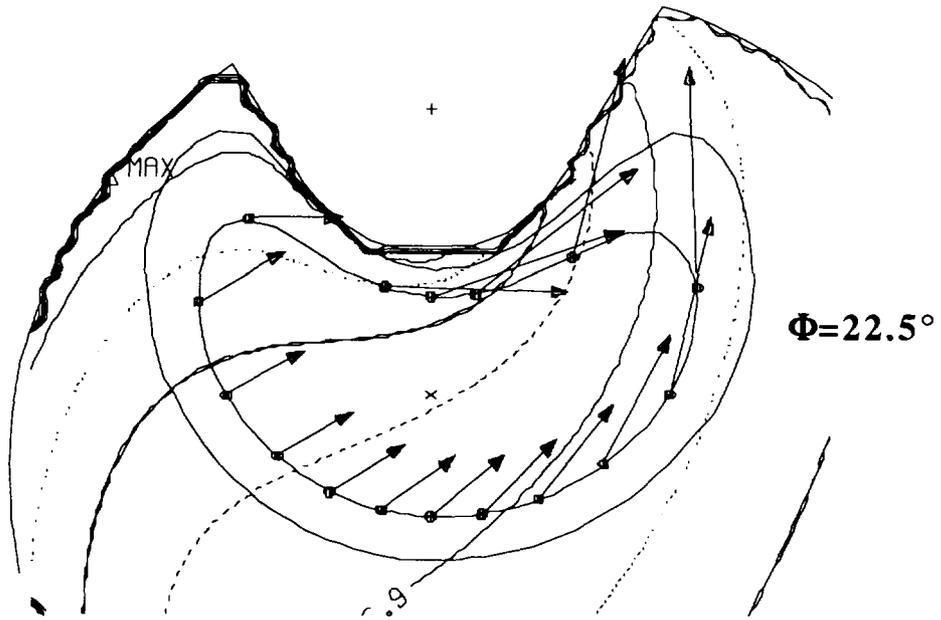


Fig.1.1

Ions
0.5 keV

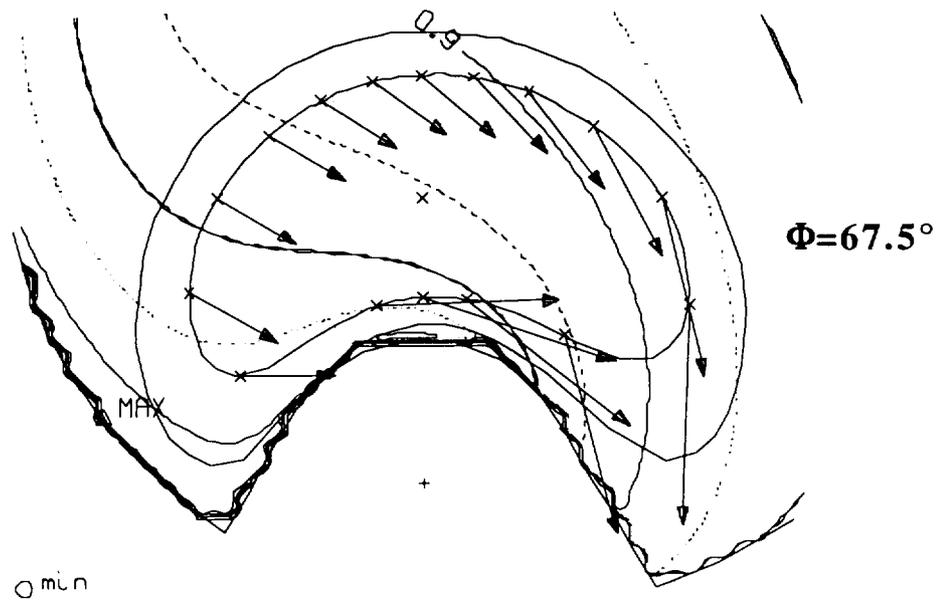
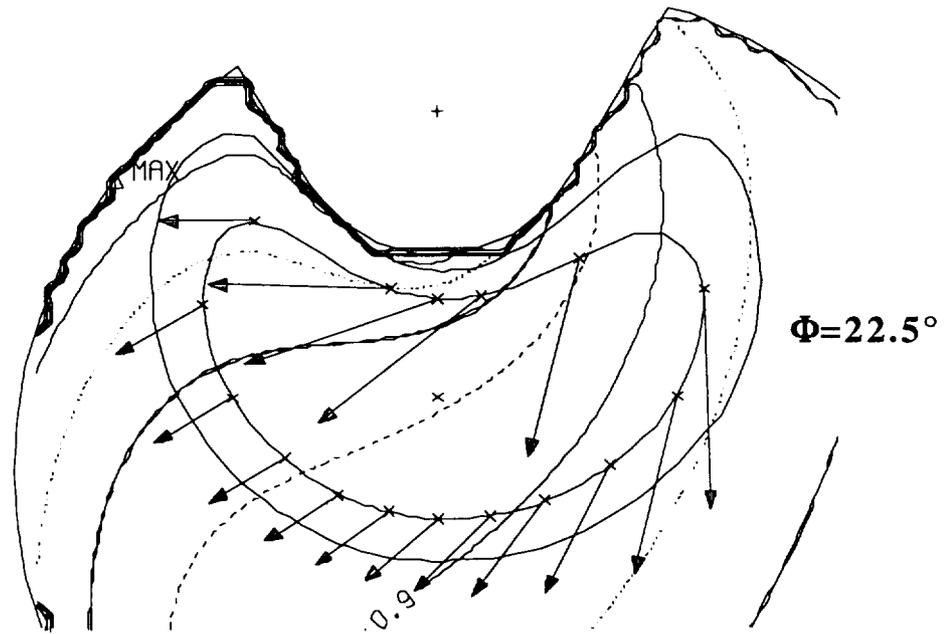
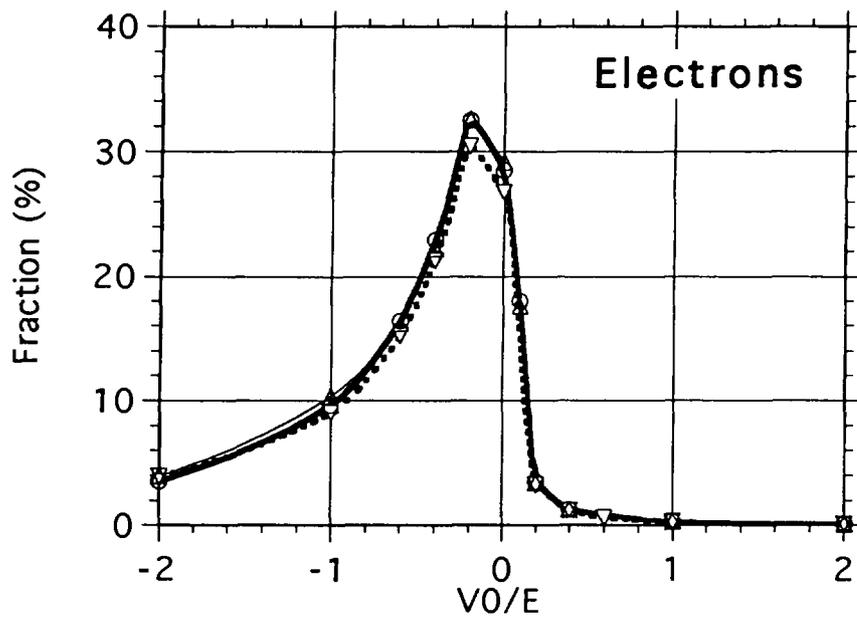


Fig.1.2

All Losses, Random Parabolic profile

---▽--- LostTot (0.1 keV)
 —○— LostTot (0.5 keV)
 —△— LostTot (1 keV)



All Losses, Random Parabolic profile

---▽--- 0.1 keV
 —○— 0.5 keV (ions)
 —△— 1 keV

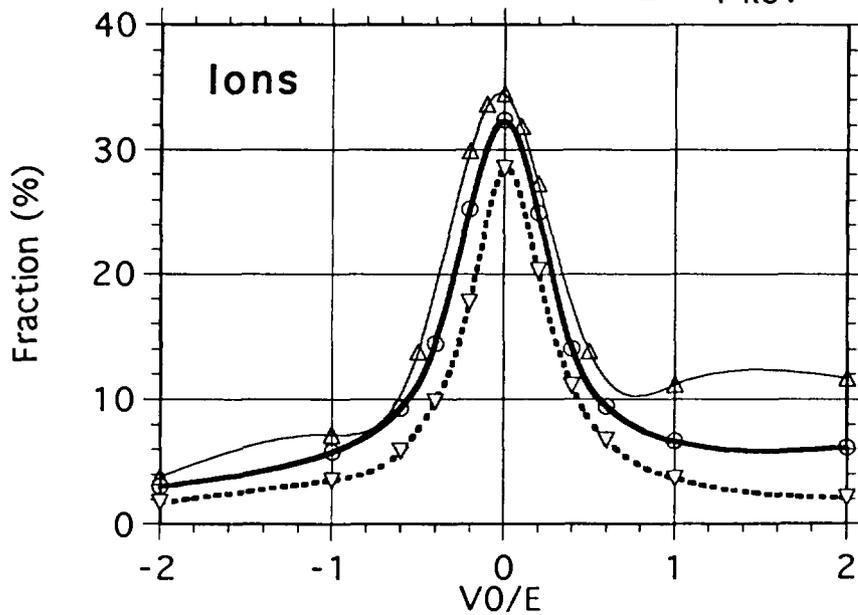
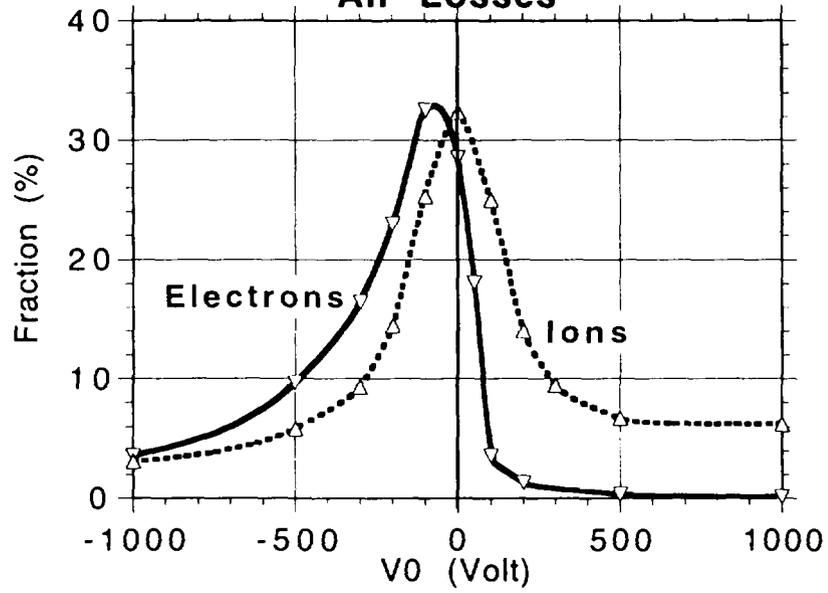


Fig.2.1

**E = 0.5 keV, Random
Parabolic profile
All Losses**



**Trapped confined
E = 0.5 keV**

—▽— Trapp.Conf.(electr.)
- - -△- - Trapp.Conf.(Ions)

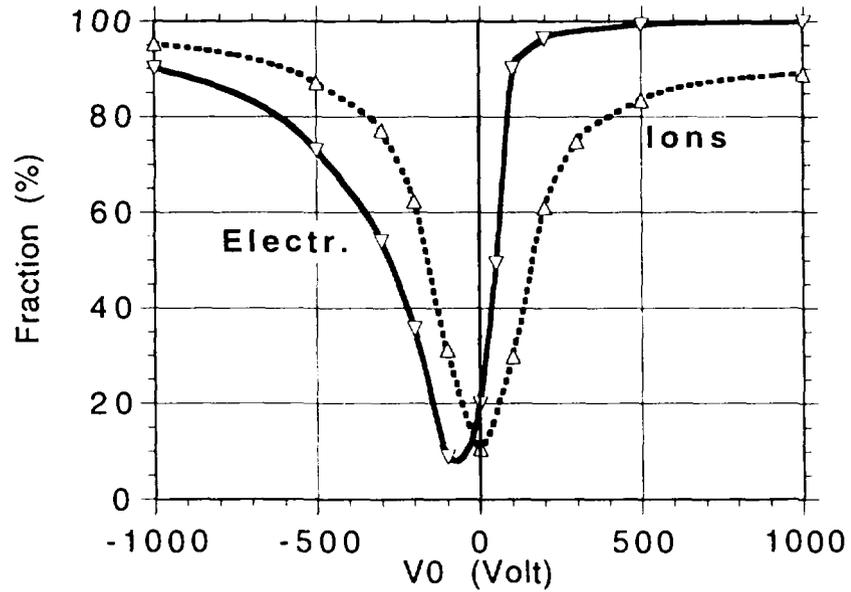


Fig.2.2

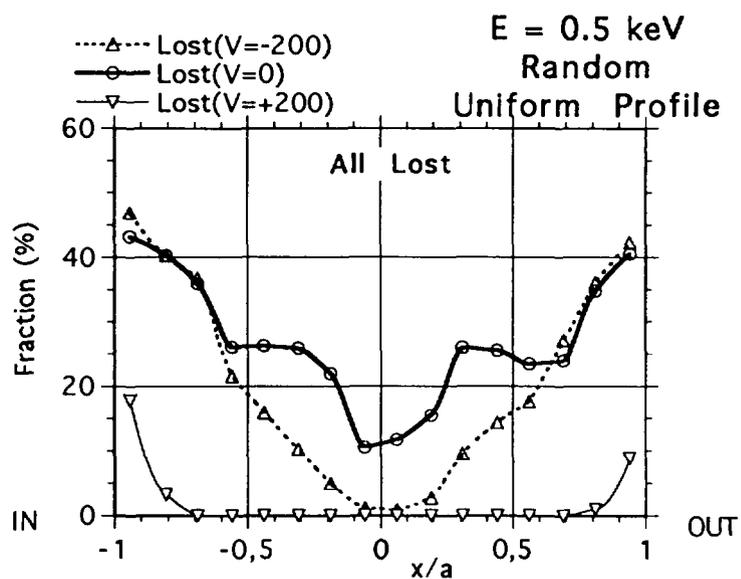
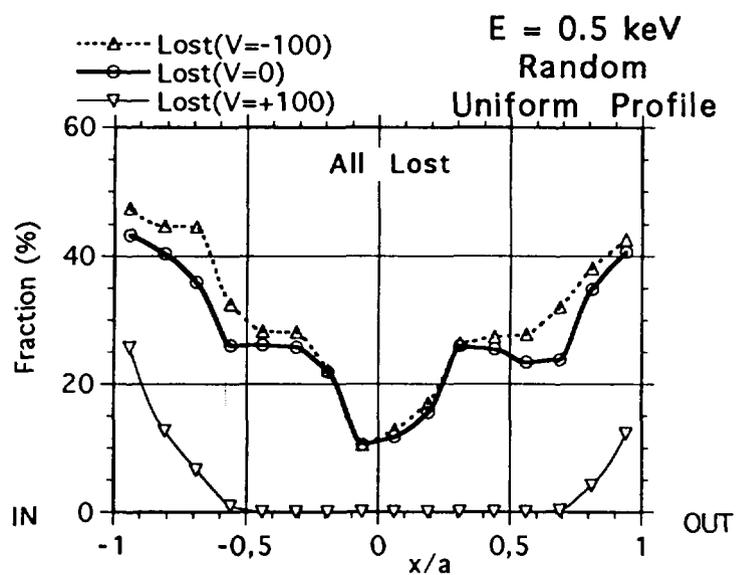
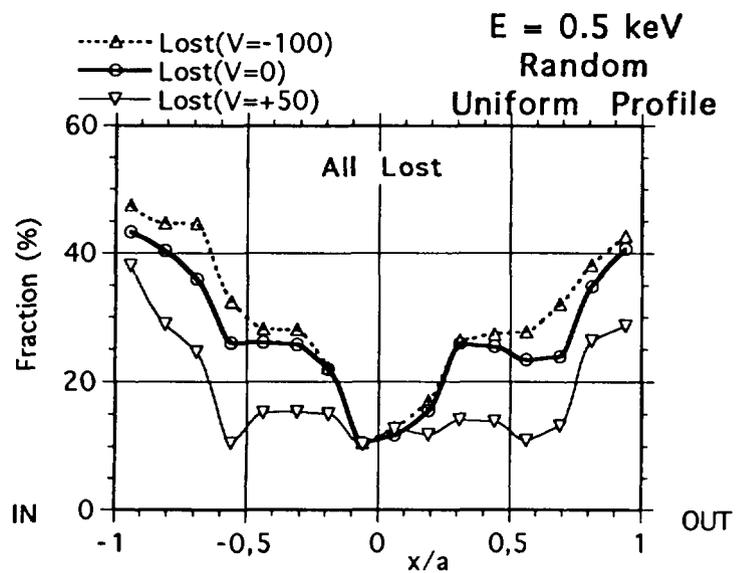


Fig.2.3

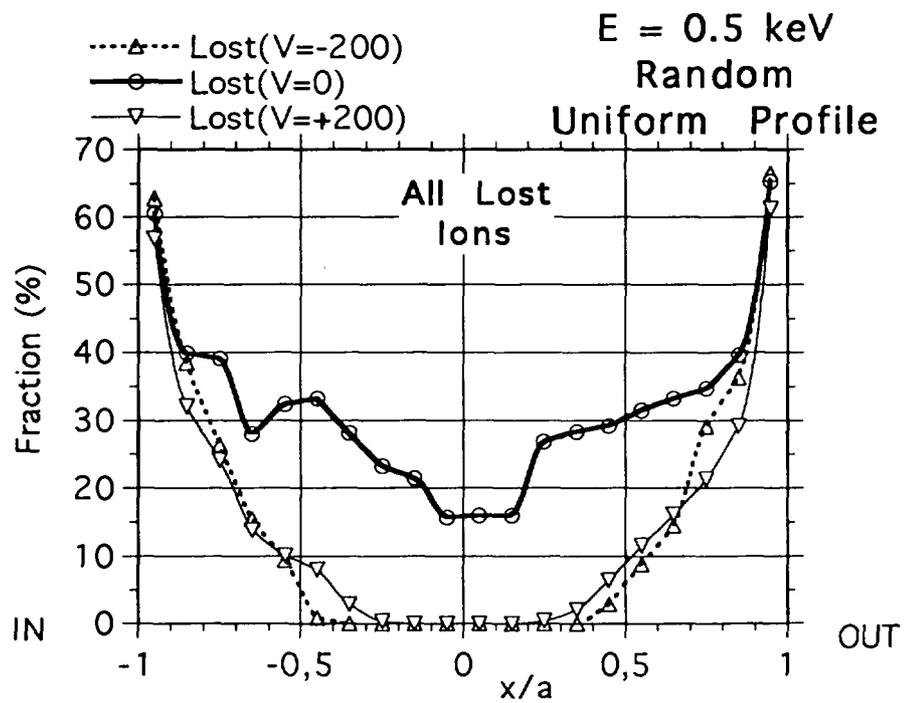
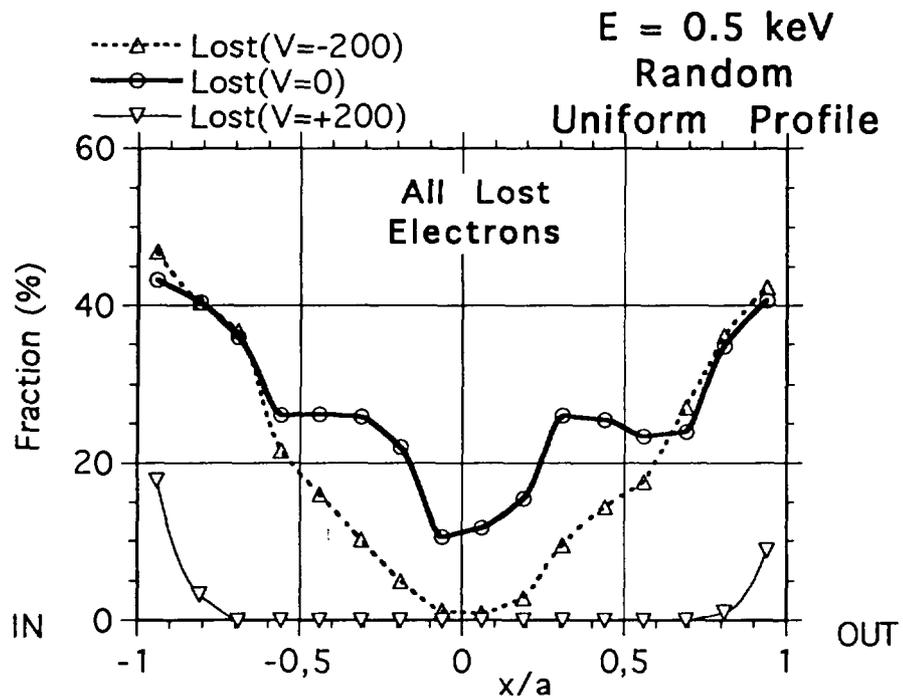


Fig.2.4

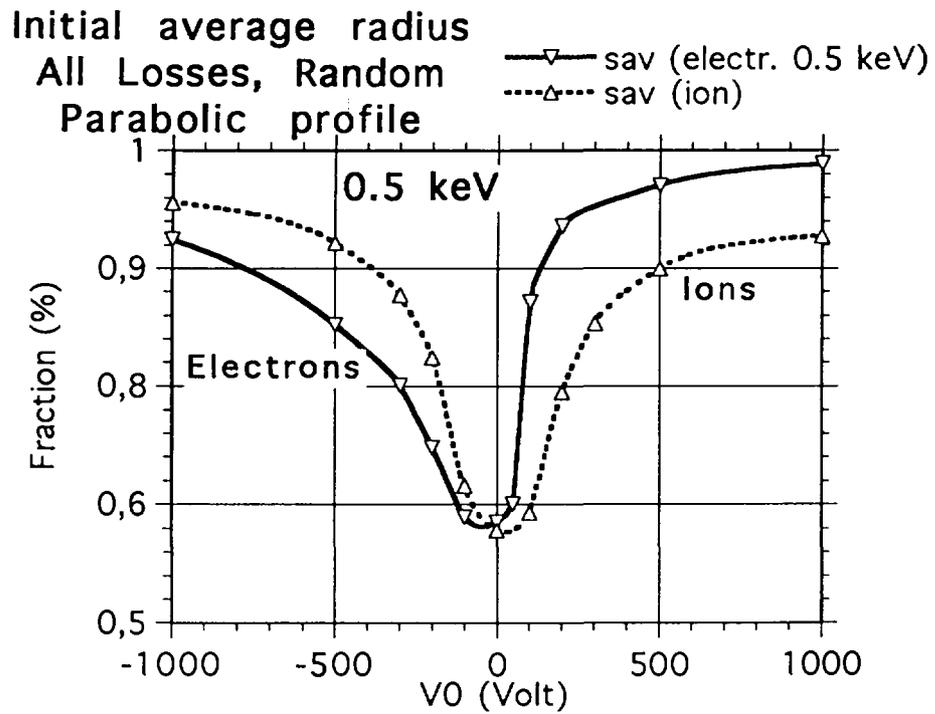
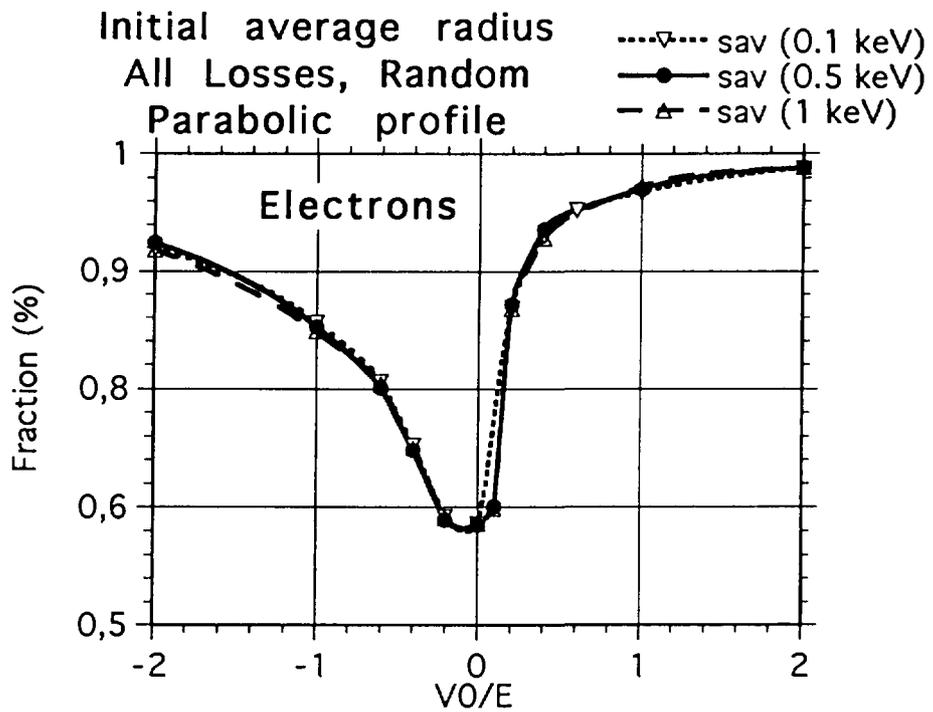
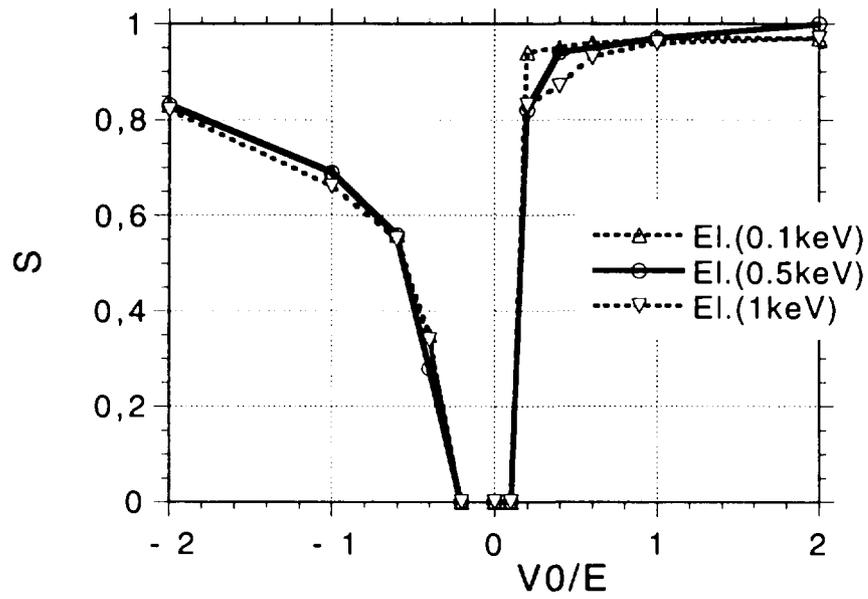


Fig.2.5

**Radio para perdidas > 10%
TJ-II, Electrones**



**Radio para perdidas > 10%
TJ-II, Iones H**

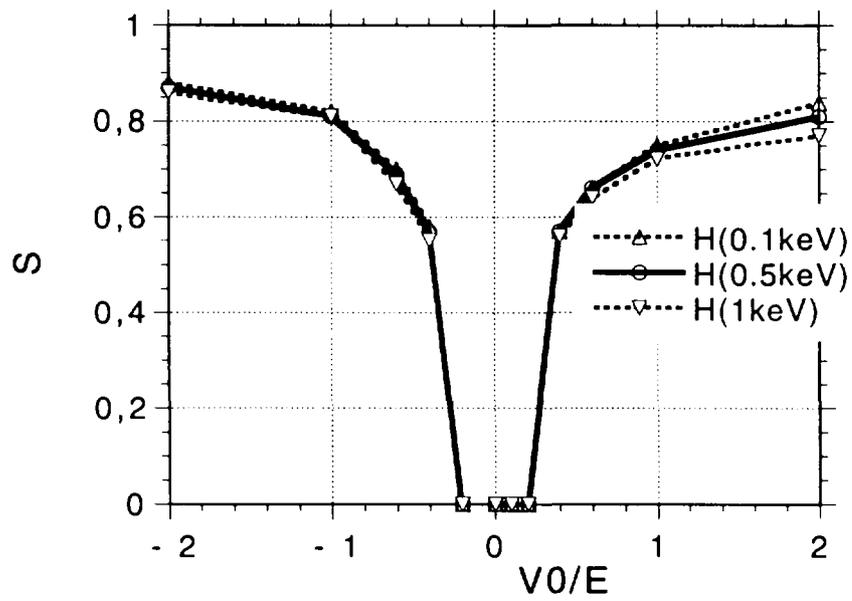


Fig.2.6

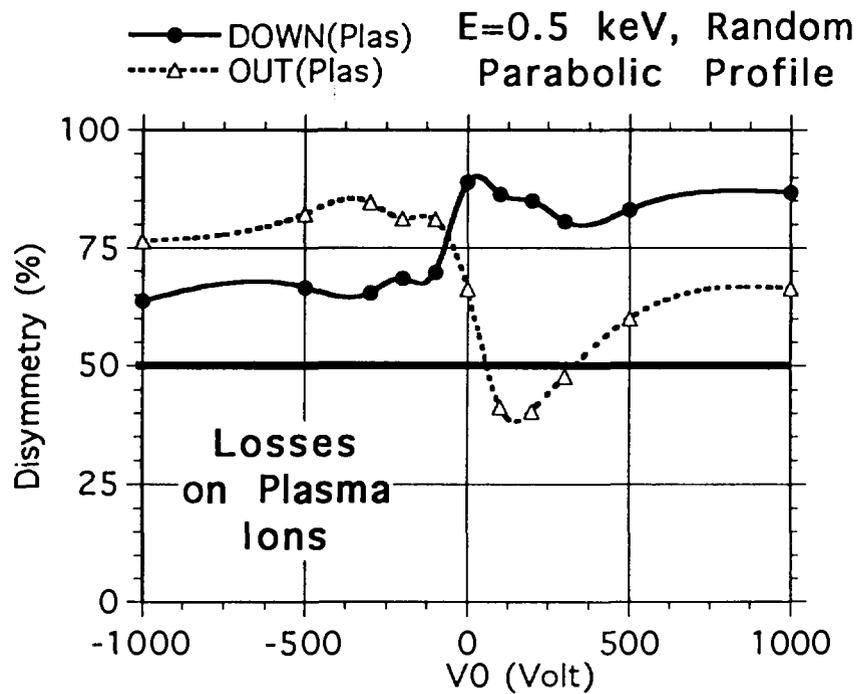
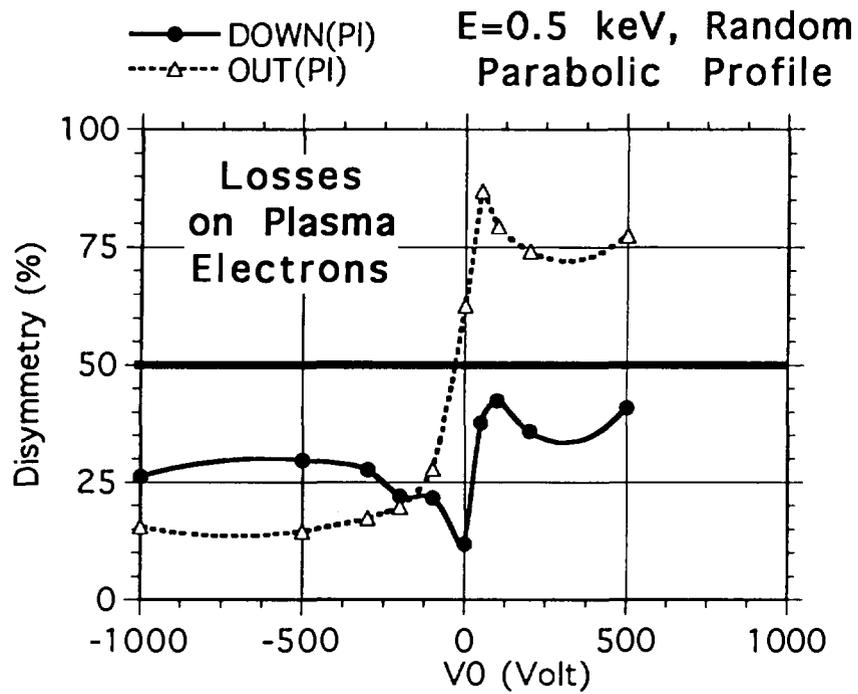


Fig.3.1

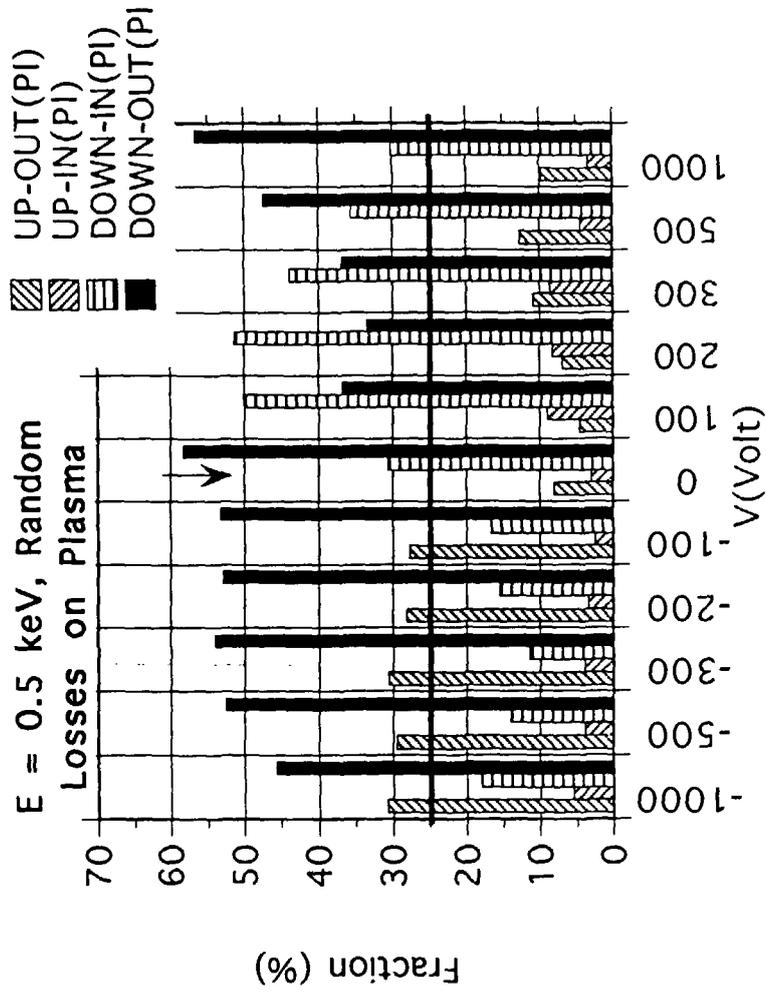
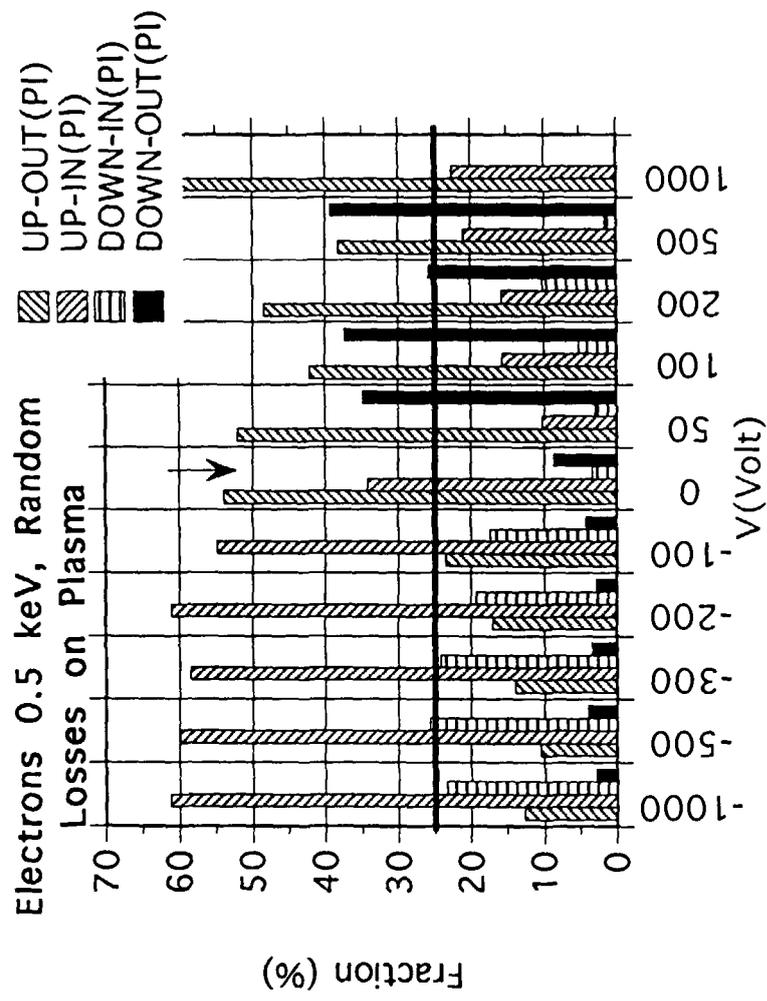


Fig.3.2

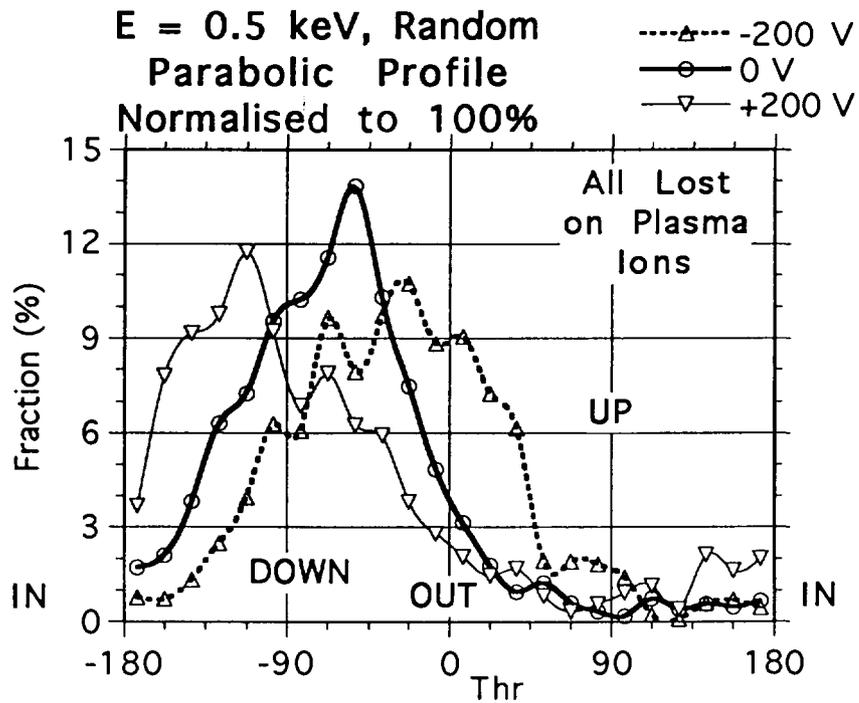
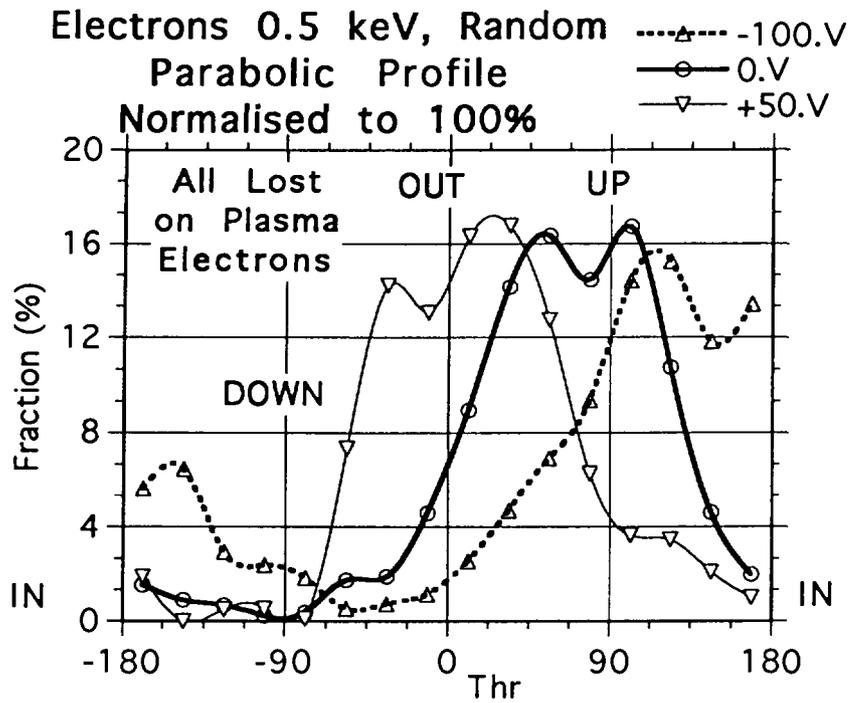


Fig.3.3

Random, Parab. Prof., E(keV) = 0.5000, Electrons

Random,
Max. = 3.57 en Phi, Th = 4.22 157.50
Min. = 0.00 en Phi, Th = 1.41 -142.50
VO=-100.V 0.13 % (Average)

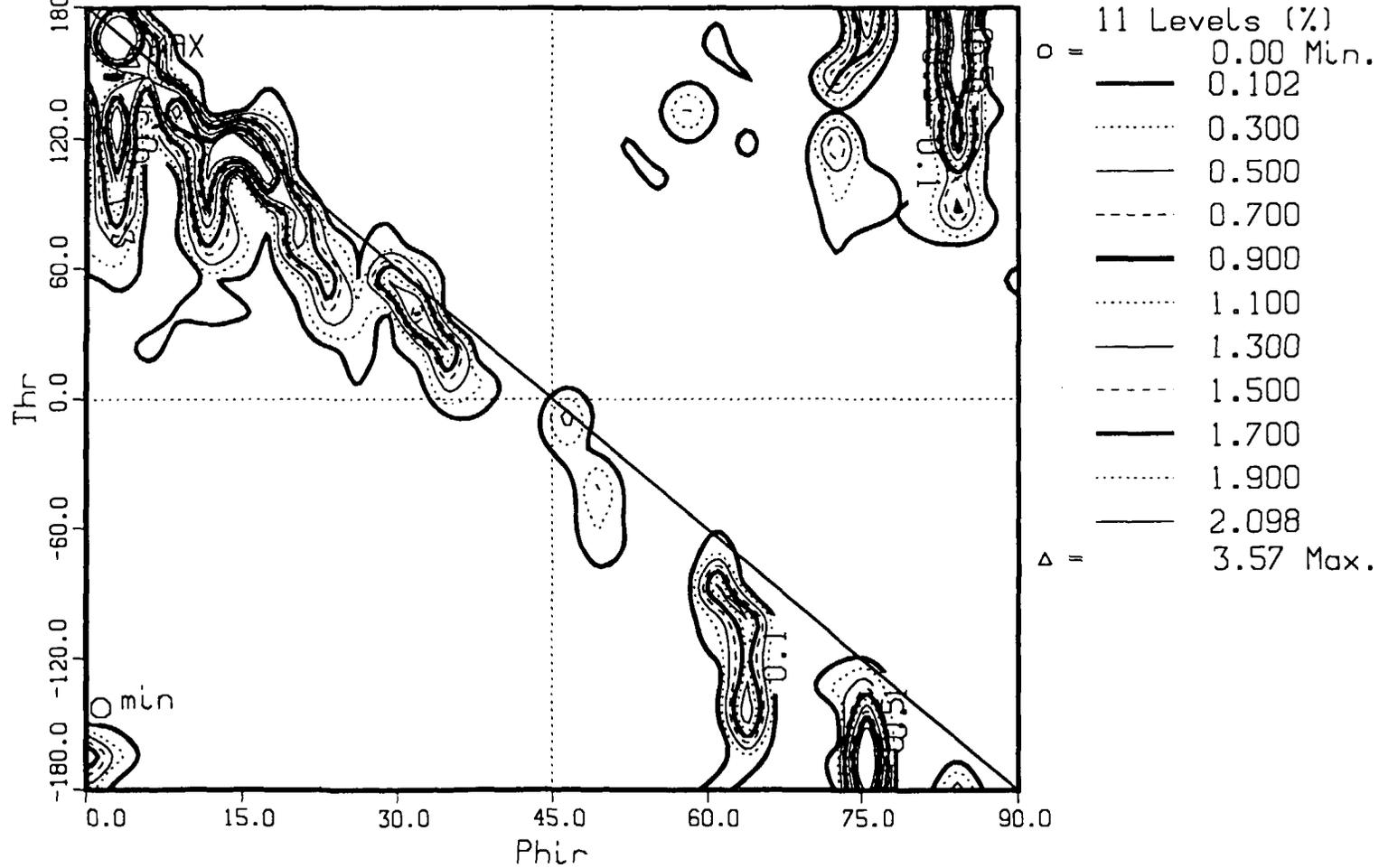


Fig.3.4

Random, Parab. Prof., E(keV) = 0.5000, Electrons

Parab.
Max. = 1.89 en Phi, Th = 23.91 52.50
Min. = 0.00 en Phi, Th = 1.41 -172.50
V0=0.V 0.13 % (Average)

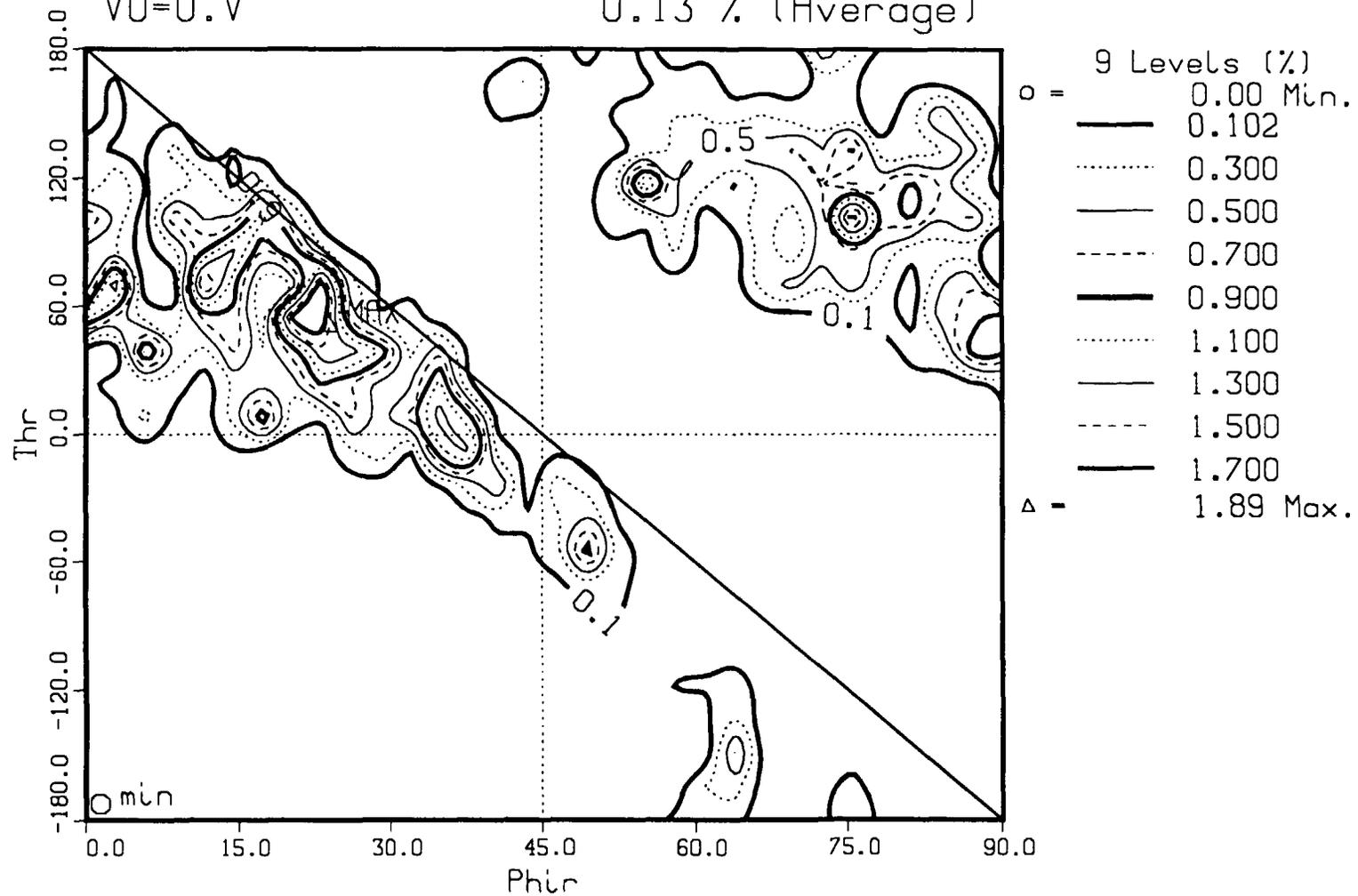


Fig.3.5

Random, Parab. Prof., $E(\text{keV}) = 0.5000$, Electrons

Parab.
 Max. = 3.11 en Φ , Th = 7.03 22.50
 Min. = 0.00 en Φ , Th = 1.41 -172.50
 V0=50.V 0.13 % (Average)

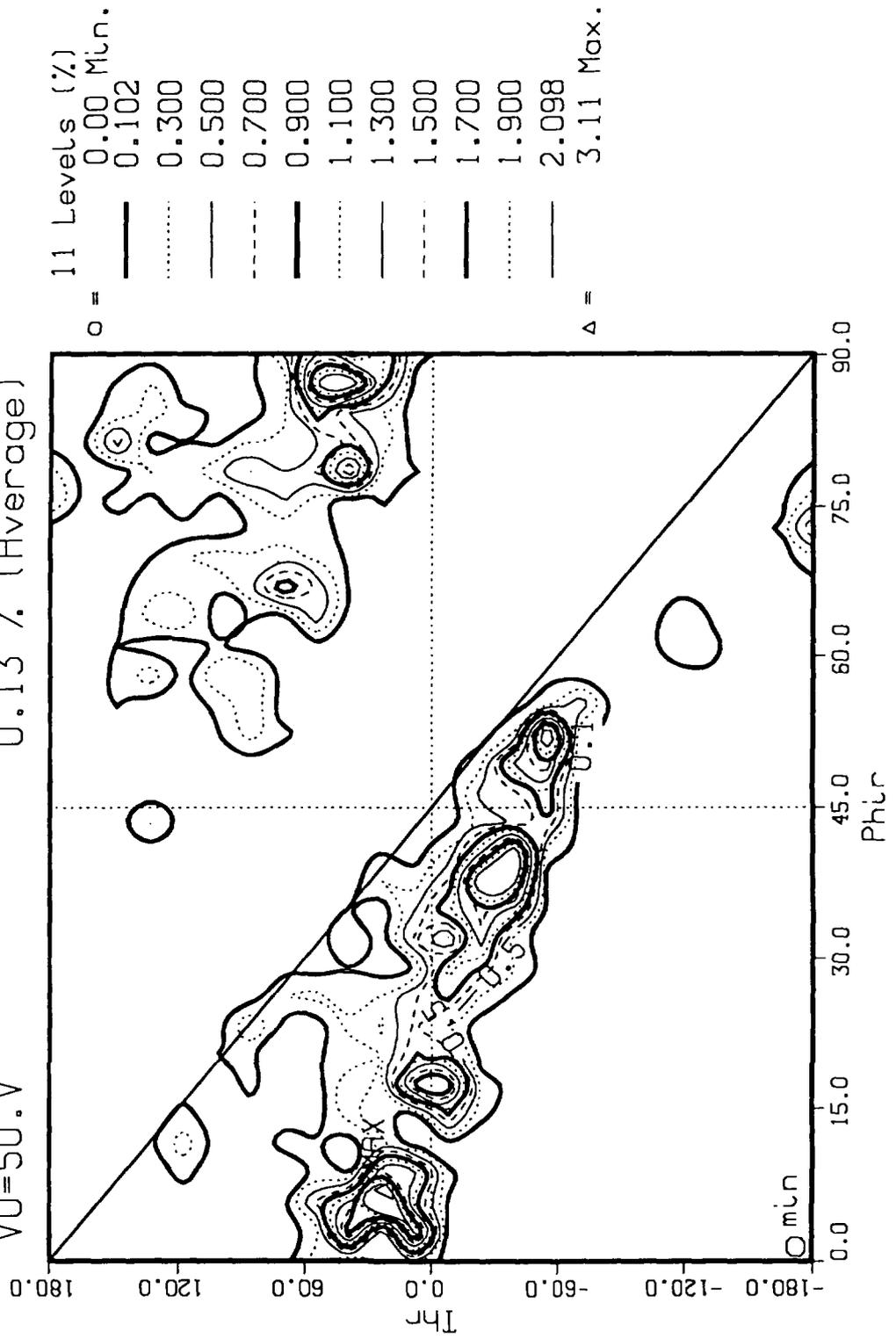


Fig.3.6

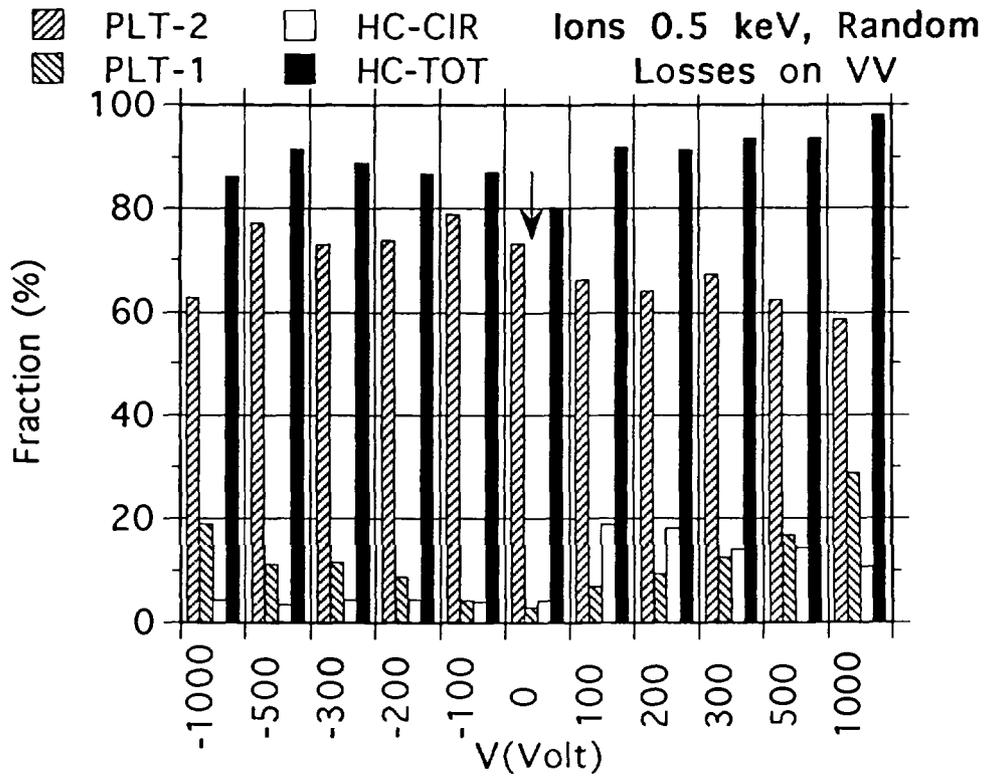
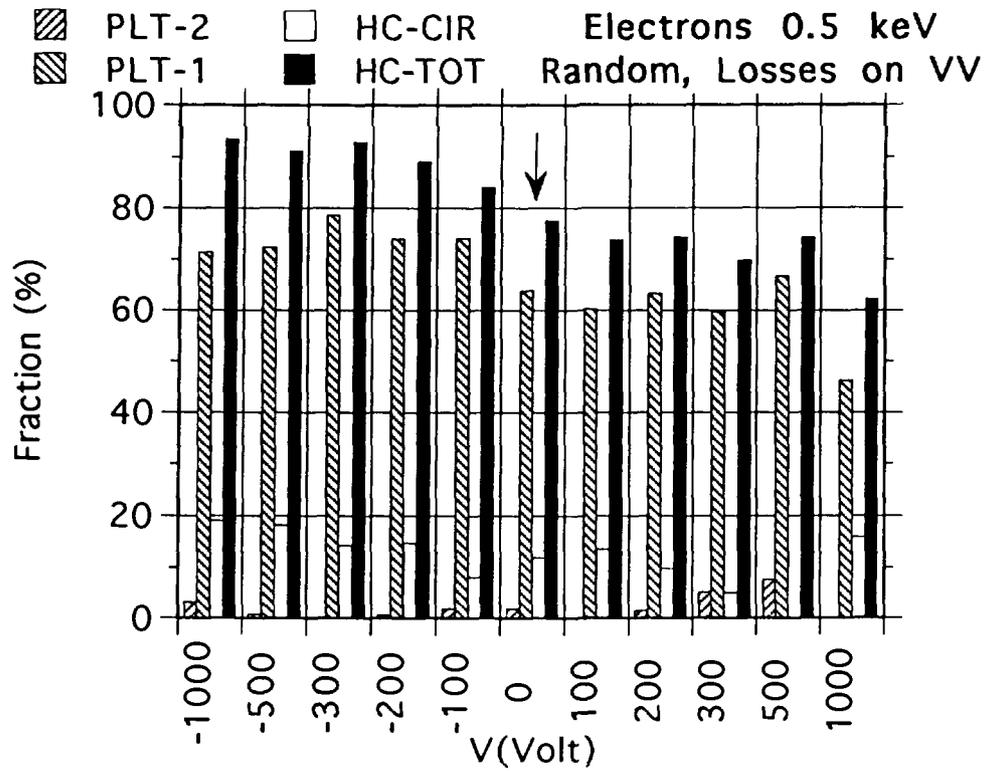


Fig.4.1

Random, Parab. Prof., E(keV) = 0.5000, Electrons, VV

Random,
Max. = 7.80 en Phi, Th = 82.97 172.50
Min. = 0.00 en Phi, Th = 1.41 -142.50
VO=-100.V 0.13 % (Average)

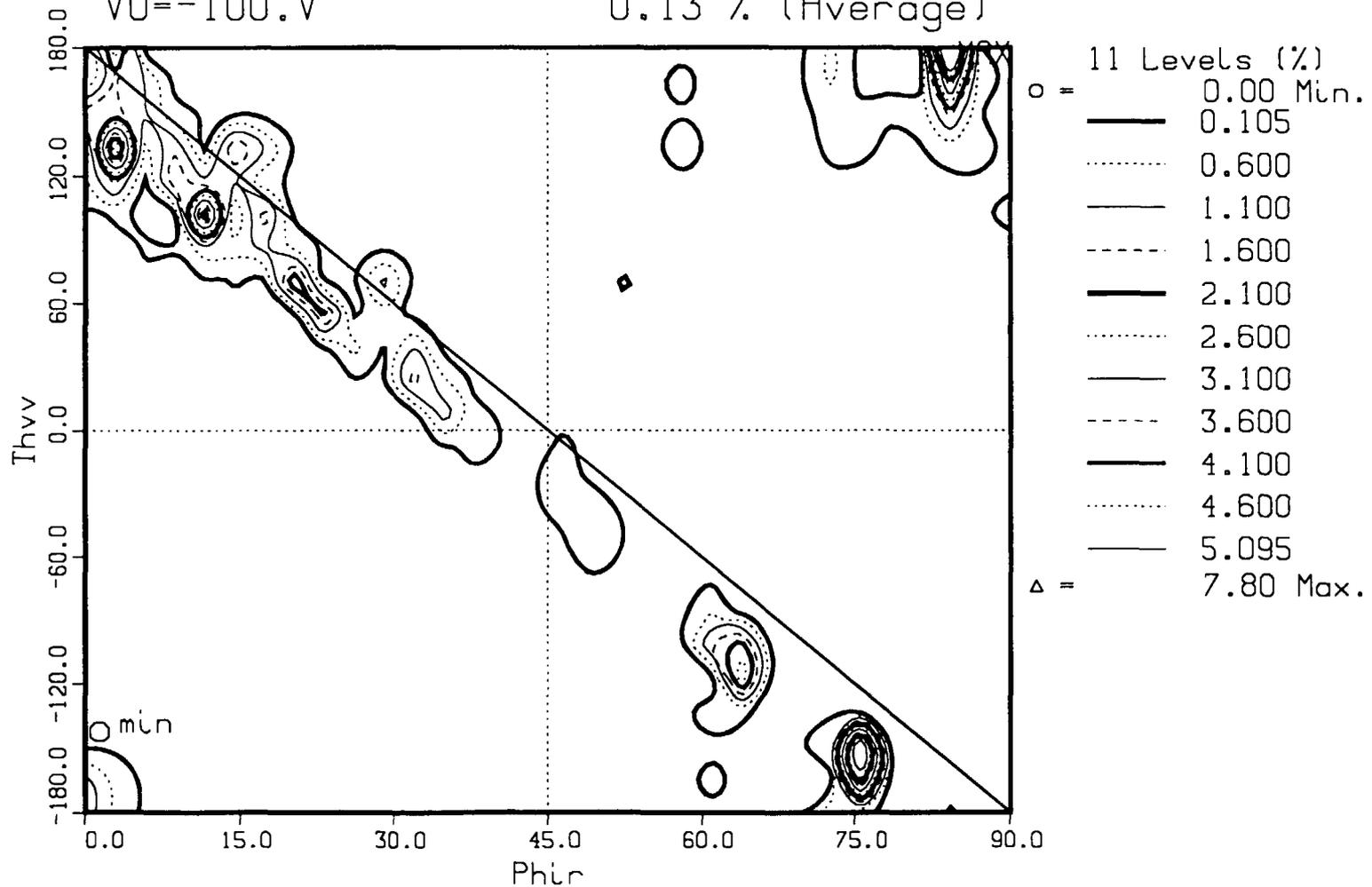


Fig.4.2

Random, Parab. Prof., E(keV) = 0.5000, Electrons, VV

Parab.
Max. = 4.57 en Phi, Th = 23.91 52.50
Min. = 0.00 en Phi, Th = 1.41 -172.50
V0=0.V 0.13 % (Average)

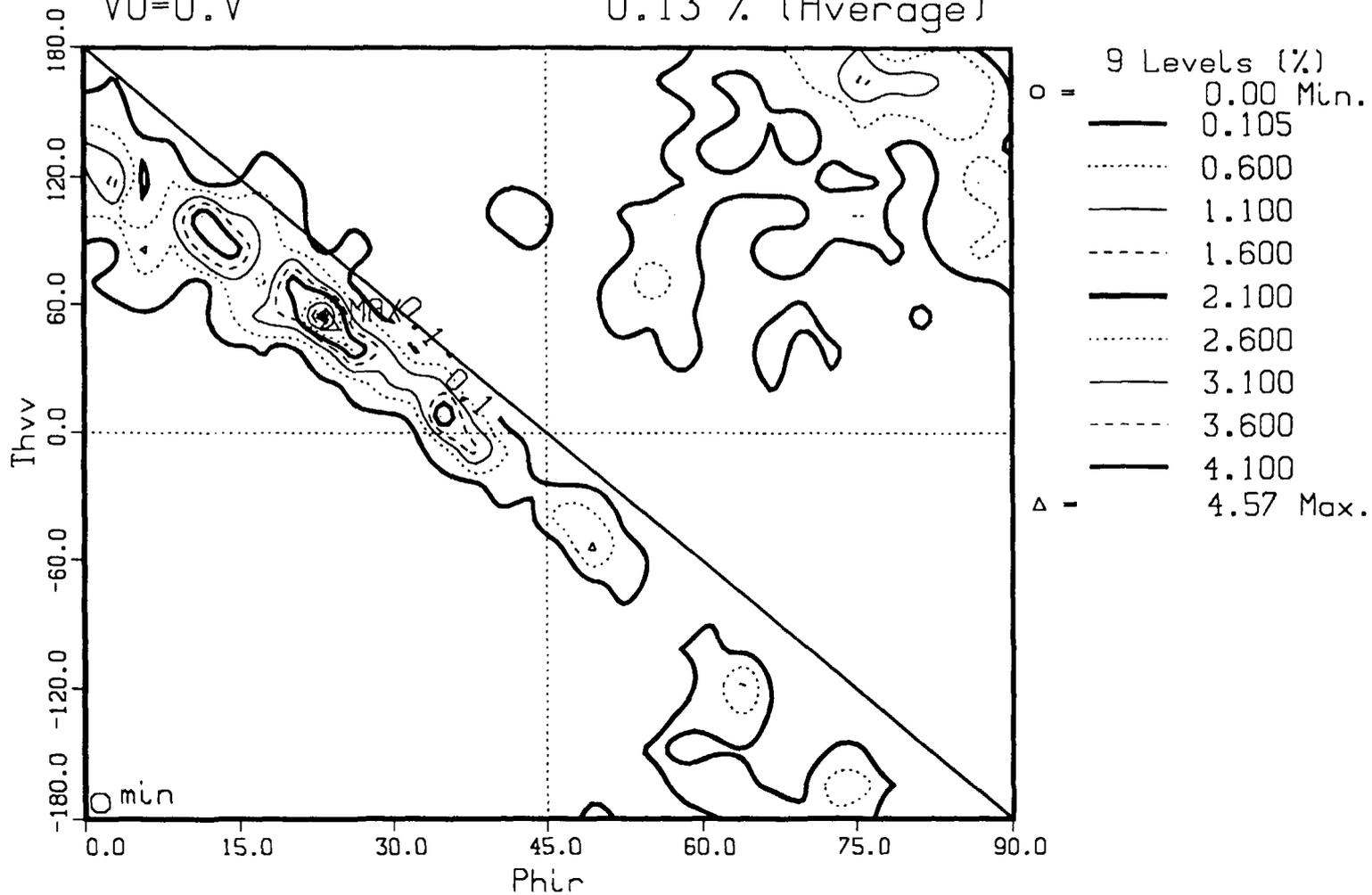


Fig.4.3

Random, Parab. Prof., E(keV) = 0.5000, Electrons, VV

Parab.
Max. = 4.27 en Phi, Th = 37.97 -7.50
Min. = 0.00 en Phi, Th = 1.41 -172.50
VO=50.V 0.13 % (Average)

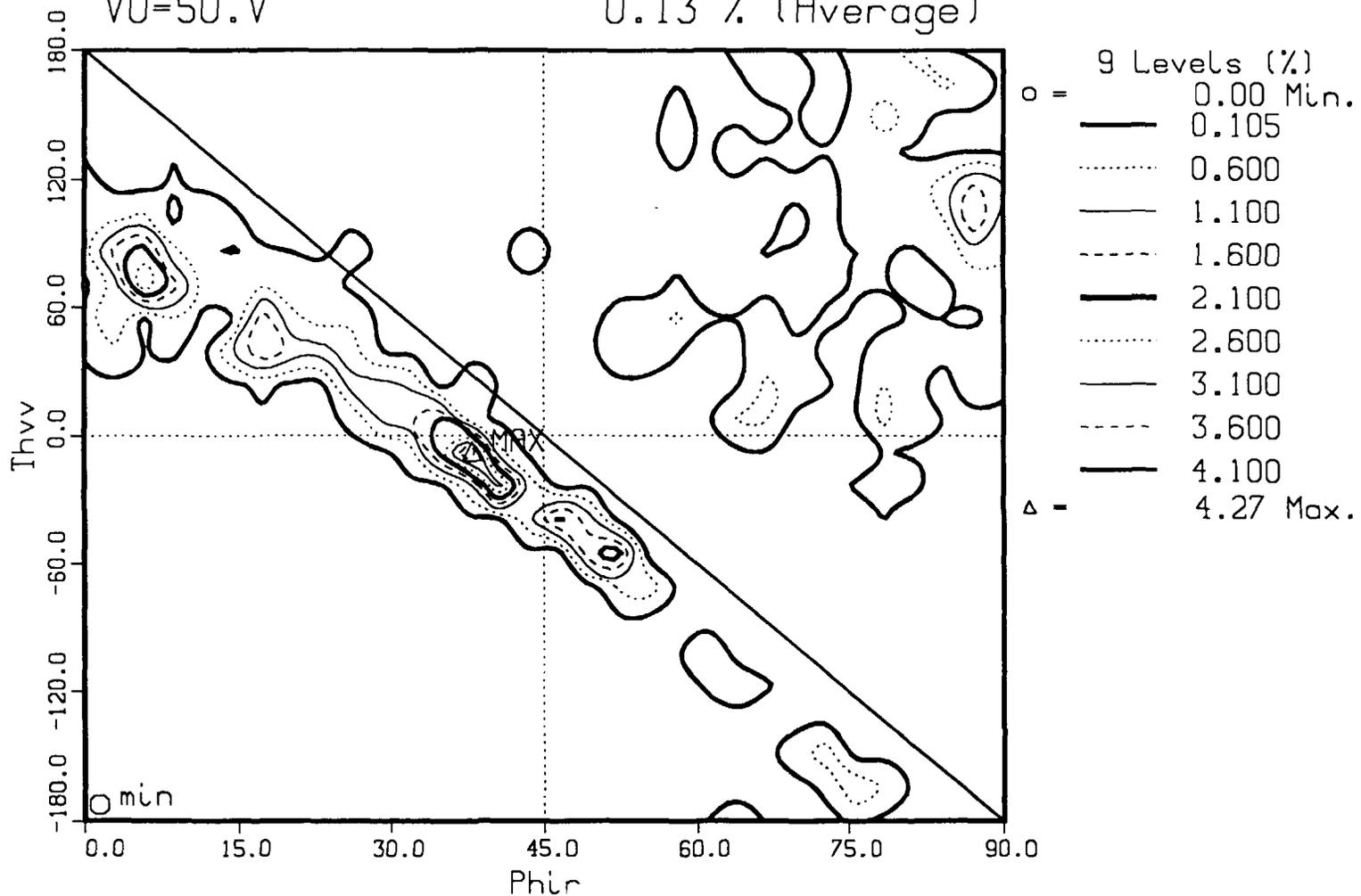


Fig.4.4

Random
Parabolic profile

- ▽--- Trapped (0.1 keV) (Electr.)
- Trapped (0.5 keV) (Electr.)
- △— Trapped (1 keV) (Electr.)
- Trapp. (0.5 keV)(Ions)

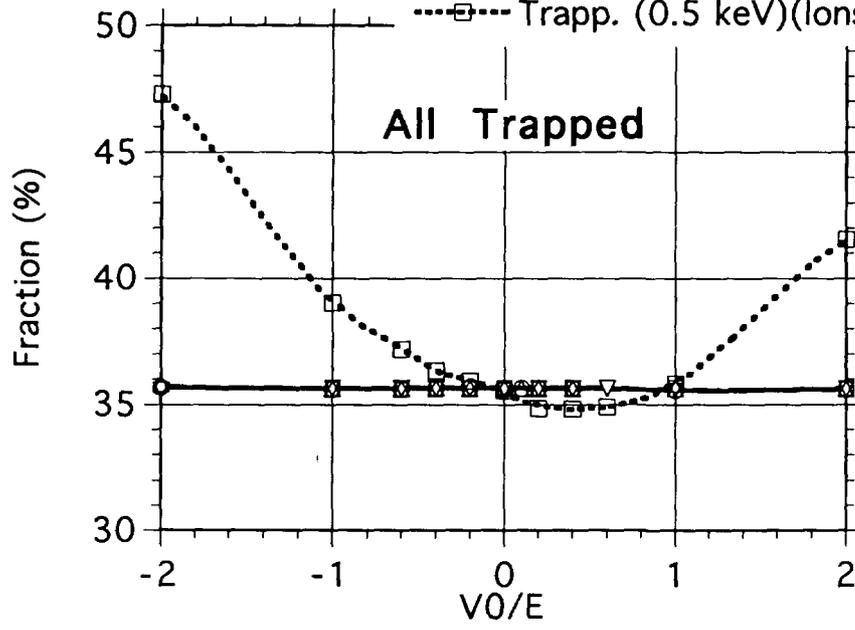


Fig.5.1

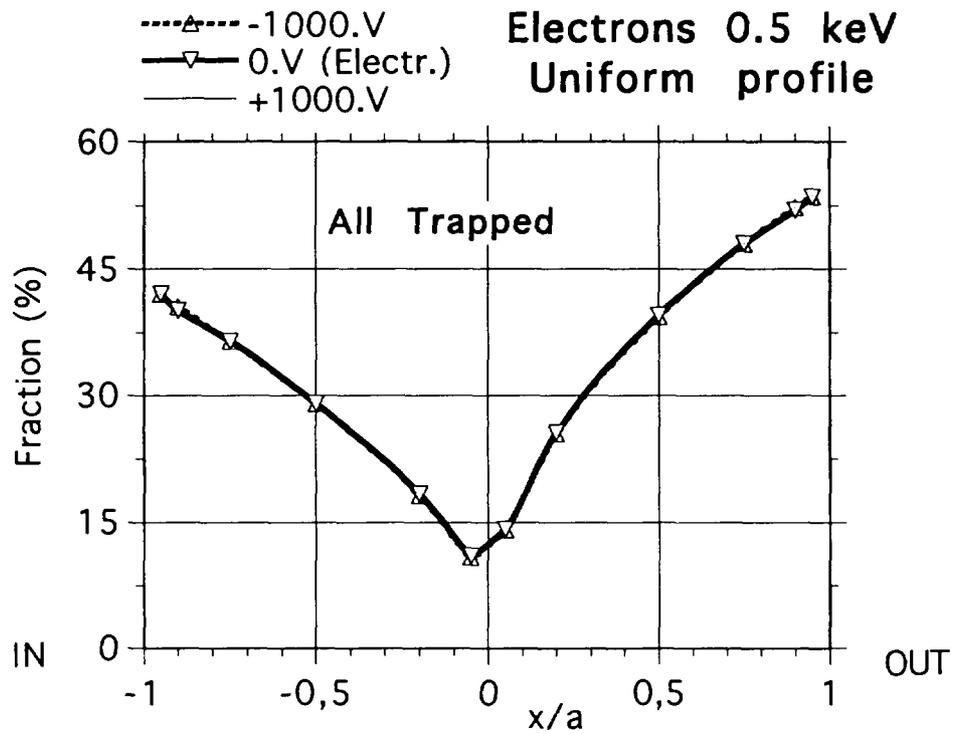
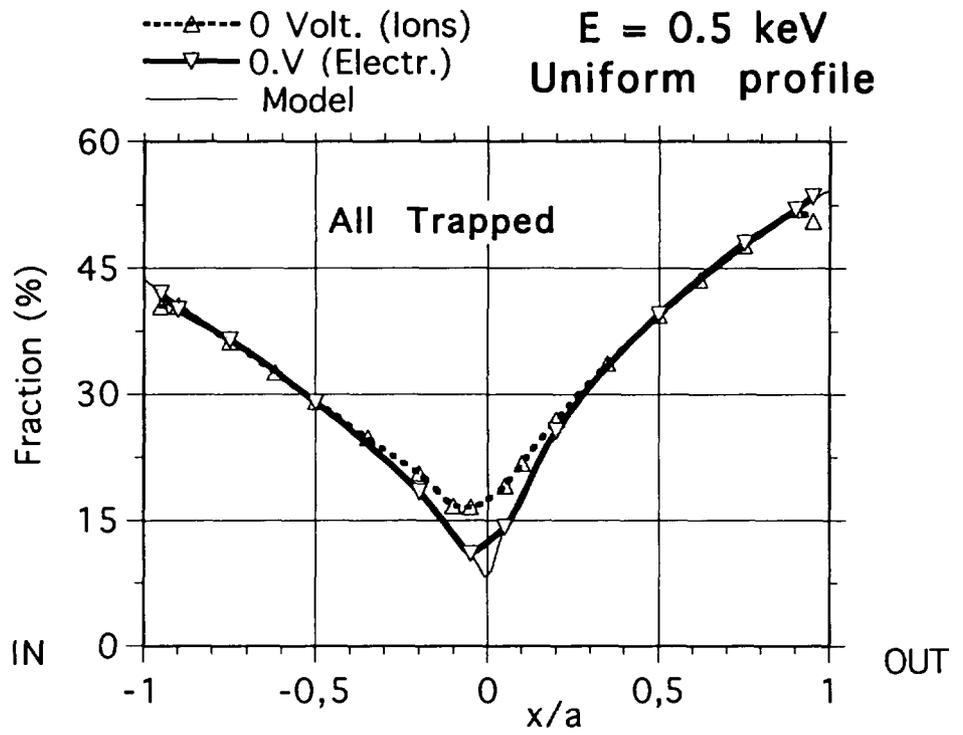


Fig.5.2

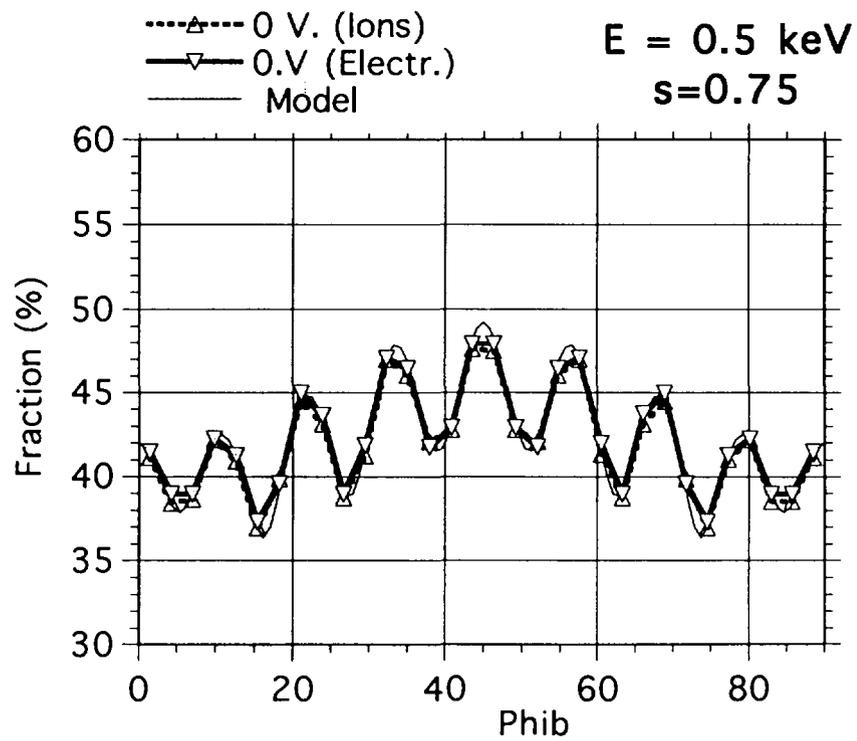
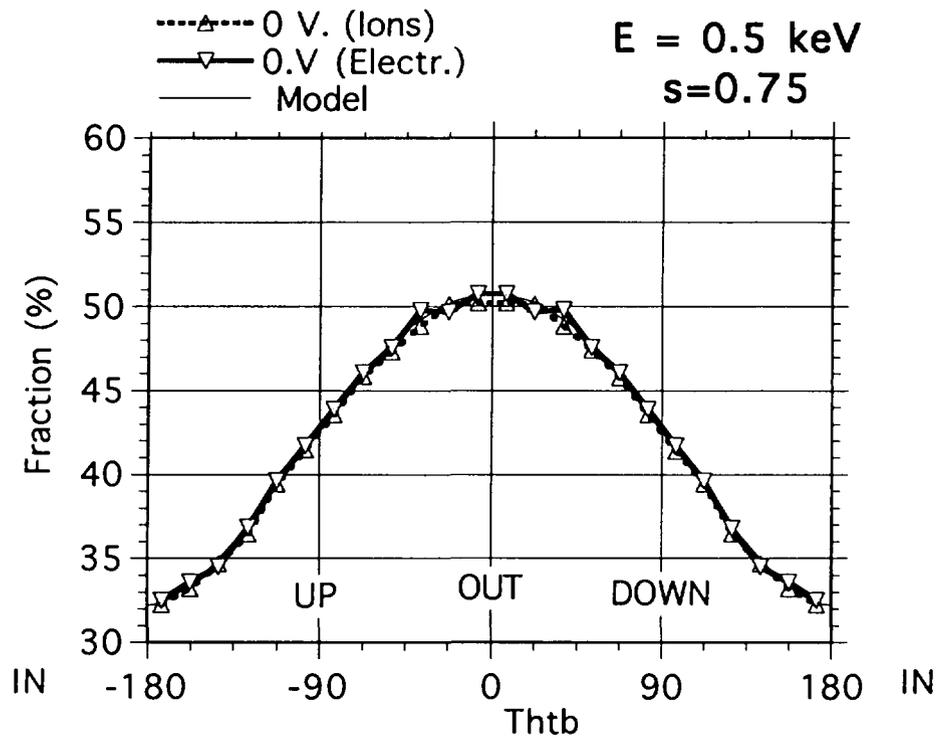


Fig.5.3