Informes Técnicos Ciemat

951

diciembre, 2000

Comparación entre las Trayectorias Correspondientes a Resonancias del Campo Eléctrico y las de Superficies Racionales en el TJ-II

J. Guasp
M. Liniers

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 64

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

Toda correspondenica 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 Estdos Unidos.

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

Depósito Legal: M -14226-1995
ISSN: 1135 - 9420
NIPO: 238-00-002-0

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATIONS; PARTICLE LOSSES; NUMERICAL ANALYSIS; ELECTRIC FIELDS; RESONANCE; TOKAMAK DEVICES

Comparación entre las Trayectorias Correspondientes a Resonancias del Campo Eléctrico y las de Superficies Racionales en el TJ-II.

Guasp, J.; Liniers, M.
93 pp. 54 figs. 13 refs.

Resumen:

Tanto el caso de resonancias del campo eléctrico radial como el de superficies magnéticas racionales presentan una serie de comportamientos similares:

a) Fuerte sensibilidad de la tasa de pérdidas de partículas pasantes y, sobre todo, de sus tiempos de fuga a valores racionales de bajo orden de la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal.

b) En ambos casos existen modelos analíticos simples similares que permiten predecir, cualitativamente, las zonas del espacio de fases en que cabe esperar efectos resonantes.

c) Fuerte semejanza en las trayectorias, tanto en los diagramas de Poincaré como en los mapas angulares. Cerca de las zonas resonantes tiene lugar una fuerte minimización de la excursión radial que hace que los diagramas de Poincaré y los mapas angulares presenten un recubrimiento mínimo. A un lado y otro de esa zona aparecen amplias excursiones radiales, dirigidas alternativamente hacia el interior y el exterior del plasma. Lejos de esa zona resonante el recubrimiento de los diagramas vuelve a ser continuo.

d) Todos estos comportamientos son tanto más acusados, y los cambios de topología más bruscos, cuanto menor es el orden de periodicidad de la resonancia, especialemnte en los casos 1/3 y 1/2.

Esta abundancia de comportamientos comunes sugiere un origen único para esos fenómenos, que está ligado a la topología de las trayectorias y será objeto de un próximo estudio.

Comparison Between the Trajectories of Electric Field Resonances and Those of Rational Surfaces in TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
93 pp. 54 figs. 13 refs.

Abstract:

Both the radial electric field resonance case and the corresponding to rational magnetic surfaces, show a number of similar behaviours:

a) Strong sensitivity of the passing particle loss fraction, and mainly of their loss times, to lower order rational values of the ratio between the poloidal and toroidal rotation angular velocities.

b) In both cases there exist similar simple analytical models that allow qualitative predictions for the phase space regions where resonant effects can be expected.

c) Strong similitude of trajectories, as well in the Poincaré diagrams as in the angular maps. Near the resonant regions a extreme minimisation of the radial excursion appears, and both diagrams present a minimum filling. At both sides of these regions there are wide radial excursions, directed alternatively towards the inner and the outer parts of the plasma. Far from these resonant zones the diagram filling comes back to be continuous.

d) All these behaviours are more marked, and the topology change more sudden, the lower is the periodicity order of the resonance, and are extremely clear for the 1/3 and 1/2 cases.

This wealth of similar behaviours suggests a single origin for all these phenomena, linked with the trajectory topology, that will be the subject of a specific study.

INDICE

1. Introducción.

2. Comparación de los resultados globales.

   2.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).
   2.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).

3. Diagramas de Resonancia.

   3.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).
   3.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).
   3.3. Modelo analítico simple para el caso SMR.

4. Diagramas Posición-*Pitch* (x-γ).

   4.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).
   4.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).

5. Análisis de trayectorias en el caso RCE.

   5.1. Resonancia 2/5.
   5.2. Resonancia 1/4.
   5.3. Resonancia 1/3.
   5.4. Resonancia 1/2.

6. Análisis de trayectorias en el caso SMR.

   6.1. Racional 2/5.
   6.2. Racional 1/4.
   6.3. Racional 1/3.
   6.4. Racional 1/2.

7. Conclusiones.

Referencias.

Lista de figuras.

1. Introducción

En este estudio se analizan las numerosas similitudes y también las diferencias que presentan dos fenómenos aparentemente muy distintos. Por un lado el comportamiento de las trayectorias, tasas de pérdidas y de atrapamiento de los iones cerca de los valores resonantes del campo eléctrico radial. Por otro el de las trayectorias cerca de valores racionales de la transformada rotacional, cuando forman superficies racionales e islas magnéticas, en ausencia de campo eléctrico.

El primer caso: cercanías de las resonancias del campo eléctrico (RCE) ha sido ya analizado en diversas ocasiones [1], [2], [3], [4] y solo se recordará aquí lo más esencial. En este estudio nos hemos limitado a la configuración de referencia (Ref2) cuya transformada rotacional se encuentra convenientemente alejada de valores racionales bajos (valor en el eje magnético: $t_0 = -1.47$) y a iones H^+ de 0.5 keV.

Como se indicó en [5], [6] y [2], en este caso las trayectorias se siguen en coordenadas de Boozer [7], en la aproximación Centro Guía [8], mediante una adaptación del código Fafner-2 [9], [10] al TJ-II, incluyendo un potencial eléctrico de perfil radial parabólico del que deriva el campo eléctrico radial.

En el segundo caso: cercanías a valores racionales de bajo orden de la transformada rotacional, que producen superficies magnéticas racionales (SMR), y en ocasiones islas magnéticas, las trayectorias se siguen en el espacio real, también en la aproximación Centro Guía, como ha sido descrito en [11] y, esta vez, sin campo eléctrico radial.

En este estudio hemos limitado la zona de exploración del diagrama de flexibilidad del TJ-II a configuraciones con corriente constante en el conductor circular central (Icc = 10 kA, la serie 100_...), aunque el número total de configuraciones analizadas es ahora mayor que en [11]: 35 frente a 24, con la corriente en el conductor helicoidal Ihc variando entre −1 y +13 kA (configuraciones 100_-10 a 100_130). Esta mayor densidad de configuraciones es importante para poner de manifiesto los efectos de este estudio. También en este caso se han considerado solo iones H^+ de 0.5 keV.

La Fig.1.1 muestra el comportamiento de las magnitudes principales de esas configuraciones en función de la corriente en el conductor helicoidal Ihc. Las líneas verticales corresponden a valores racionales de bajo orden (RBO) para la transformada rotacional en el eje t_0, expresados en vueltas por periodo y tomando el valor positivo, recuérdese que en el TJ-II la transformada rotacional t tiene signo negativo [5]. Así el valor RBO 1/3 (por periodo) corresponde a $t = -4/3 = -1.333$, etc.

Se observarán las fuertes reducciones del radio medio de la configuración y del *ripple* magnético en el borde para valores algo inferiores a los RBO principales (1/3 y 1/2) que, como se indicó en [11], son debidas a la formación de gruesas islas magnéticas en la periferia del plasma, que al ser interceptadas por la cámara de vacío, colapsan la parte central del plasma.

En lo que sigue se discutirán primero (§2) los resultados para las magnitudes globales (tasas de atrapamiento y de pérdidas, tiempos medios de fuga, etc.), comparando ambos casos.

Después (§§3 y 4) se analizarán diversos diagramas de resonancias que permiten situar las zonas del espacio de fases en donde cabe esperar efectos resonantes.

Finalmente (§§5 y 6) se compararán las trayectorias de los iones para los principales RBO. Es aquí donde las analogías entre los dos casos son mayores. La razón última de esos comportamientos comunes reside en los detalles de la topología de las trayectorias, detalles que fueron ya analizados en buena parte en [2], aunque serán objeto de un próximo estudio específico más detallado [12].

2. Comparación de los resultados globales

Se comparan aquí los resultados obtenidos para algunas las magnitudes globales (tasas de atrapamiento y de pérdidas, tiempos medios de fuga, etc.) en ambos casos.

2.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).

Estos resultados fueron ya analizados en detalle en [1] y [2] y solo se recordará aquí lo más esencial. Para obtener estos resultados las partículas (unas 32000) fueron lanzadas con una distribución aleatoria uniforme en ángulos, posición radial y *pitch*, en presencia de un campo eléctrico radial y se simulaba una distribución radial parabólica mediante pesos adecuados.

La Fig.2.1a muestra el comportamiento de la tasa global de atrapamiento, de las pérdidas totales y de las pérdidas correspondientes a partículas pasantes, en función del potencial eléctrico central V_0. Se observan oscilaciones de todas esas magnitudes, más evidentes para los potenciales positivos. Como se indicó en [1] y [2] la aparición de barreras electrostáticas externas para potenciales negativos inhibe fuertemente las fugas, por lo que esas oscilaciones quedan ahí más enmascaradas.

Se observa también que las posiciones de los máximos y mínimos relativos de las tres magnitudes no coinciden y que la tasa de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba), aún situándose en valores muy bajos, inferiores siempre al 5% del total, e incluso por debajo del 1% para $V_0 \leq 0$, muestra oscilaciones más acusadas.

Estas oscilaciones se hacen mucho más patentes cuando, en lugar de las tasas, se analizan los tiempos de fuga (Fig.2.1b), especialmente para las partículas pasantes. Para hacer esto más visible se han representado en la Fig.2.2a junto con su tasa de pérdidas, mientras en la 2.2b se ha reducido el margen de variación de V_0 entre –2000 y +2000 V. Las oscilaciones del tiempo de fuga de partículas pasantes son fortísimas y sus máximos coinciden con los de su tasa de fugas, mucho más suaves.

Estas oscilaciones no son fluctuaciones estadísticas. Esto queda patente en las Fig.2.3 y 2.4 que muestran la correlación entre el cociente del número medio de vueltas poloidal y toroidal (N) y el tiempo de fuga para cada partícula pasante perdida a los potenciales en que ocurren los máximos.

De la Fig.2.3a, correspondiente a V_0 = -200 V (primer máximo de la izquierda de la Fig.2.2b), es obvio que las partículas pasantes con tiempos de fuga más altos que circulan en dirección antiparalela al campo (partículas COUNTER, triángulos con vértice hacia abajo), se acumulan principalmente alrededor de valores de N cercanos a –1.333 (1/3 por periodo), mientras que las que circulan en la dirección paralela (las CO) se concentran alrededor de –1.60 (2/5) aunque con tiempos de fuga mucho menores.

Algo similar sucede en la Fig.2.3b, correspondiente a V_0 = +300 V (primer máximo de la derecha de la Fig.2.2b). En este caso los papeles CO y COUNTER están permutados, ahora son las partículas CO con tiempos de fuga altos las que se acumulan claramente a lo largo del valor 1/3.

Para los máximos siguientes (V_0 = -1000 V, Fig.2.4a y +1000 V, Fig.2.4b) son los valores –2 (1/2 por periodo) y, en mucha menor medida, 1/4 y 2/5 los que concentran las pérdidas pasantes lentas.

Esta concentración se repite también para –4000 y +3500 V, aunque en este caso son los valores resonantes 0 y –4 los que predominan. Como esos valores (0 y 1/1 por periodo) son inalcanzables para el caso SMR no van a ser analizados aquí, aunque desde el punto de vista RCE son, con mucho, los más importantes (cf. [1], [2], [3], [4]).

Todo esto pone de manifiesto que las resonancias de bajo orden producen picos visibles en las tasas de pérdidas de partículas pasantes y extremadamente acusados en sus tiempos de fuga. Esta última magnitud es la más sensible a la presencia de efectos resonantes.

Como aquí las tasas de pérdidas de partículas pasantes permanecen muy bajas, esta ralentización de las fugas pasantes apenas tiene efecto en el tiempo medio de pérdidas totales (cf. Fig.2.1b).

2.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).

También en estos casos, que fueron analizados en [11], se lanzan unas 32000 partículas con distribución inicial aleatoria uniforme, aunque ahora se siguen las trayectorias en el espacio real, sin campo eléctrico, para las configuraciones correspondientes a la Fig.1.1.

La Fig.2.5a (análoga a la 2.1a del caso RCE) presenta el comportamiento de la tasa global de atrapamiento, de las pérdidas totales y de las pérdidas correspondientes a partículas pasantes, para las diversas configuraciones, en función de la corriente en el conductor helicoidal Ihc. Las líneas verticales corresponden a los valores racionales de bajo orden (RBO) por periodo de la transformada rotacional en el eje t_0.

Se observan muy claramente oscilaciones de todas las magnitudes cerca de esos valores. La tasa de atrapamiento desciende en la zona inmediatamente anterior a los RBO (la situada a la izquierda), mientras que la de pérdidas pasantes presenta máximos muy acusados a la derecha de esos valores, máximos que pueden llegar hasta el 60% del total en 1/2 y que, en este caso, arrastran al alza la tasa de pérdidas totales que puede llegar a más del 90% en esa zona.

El hecho de que solo los RBO 1/2 y 1/3 presenten esas oscilaciones se debe a la insuficiente densidad de configuraciones de este recorrido.

Por su parte los tiempos de fuga aparecen en la Fig.2.5b (análoga a la 2.1b de RCE). La extrema sensibilidad de los tiempos de fuga de partículas pasantes a los valores RBO es patente, ahora también en los casos 2/5 y 1/4, incluso es visible un pequeño pico para Ihc = 70 dkA (correspondiente a –1.778, 4/9 por periodo).

Por las razones expuestas anteriormente, ahora, el incremento en el tiempo de fugas de partículas pasantes sí que hace subir considerablemente el tiempo medio de fugas totales, aunque con un desfase respecto al primero, ya que el tiempo medio de fugas de partículas atrapadas, al igual que su tasa de pérdidas, baja visiblemente inmediatamente antes de los RBO (ver Fig.2.6).

En conclusión: tanto en los casos RCE como en los SMR aparecen oscilaciones en las tasas y tiempos de pérdidas cerca de los valores resonantes, mucho más acusadas para las pérdidas pasantes que muestran una extrema sensibilidad, oscilaciones que son tanto más patentes cuanto más bajo es el orden de la resonancia, especialmente en los casos 1/3 y 1/2 por periodo.

Las diferencias principales entre ambos casos son las siguientes:

1°. La enorme importancia de las resonancias 0 y 1/1 en el caso RCE que, en cambio, son inalcanzables en el caso SMR, ya que t = 0 no daría lugar a ninguna configuración magnética, mientras t = -4 exigiría valores inalcanzables para la corriente Ihc.

2°. Mientras las tasas de pérdidas pasantes permanecen muy bajas en el caso RCE y, por lo tanto, no influyen apenas en las pérdidas totales ni en el tiempo global de fugas, lo contrario sucede en el caso SMR.

En suma, pese a sus diferencias, la sensibilidad de las magnitudes a los valores RBO es patente en ambos casos, sugiriendo que podría estar producida por algún fenómeno común.

3. Diagramas de Resonancia

Como se mostró en [1] y [2] esos diagramas, que corresponden a resultados más locales que los del §2, facilitan la comprensión de los fenómenos resonantes, ayudando a situar las zonas del espacio de fases en donde cabe esperar esos efectos, mejor que en los casos globales, en donde a menudo quedan enmascarados, ya que agregan resultados de trayectorias con muy diferentes condiciones iniciales.

3.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).

En este caso el diagrama de resonancias más útil era el (γ-V_0), es decir: *pitch* (coseno del ángulo entre la velocidad de la partícula y el campo magnético) frente a potencial eléctrico central, para una posición espacial inicial dada (s, Φ_b, Θ_b), en donde s es el radio medio normalizado a 1 en el borde, Φ_b el ángulo toroidal de Boozer y Θ_b el poloidal.

La Fig.3.1a (idéntica a la Fig.15 de [1]) muestra las condiciones de atrapamiento para partículas que nacen en s = 0.90, Φ_b = 0°, Θ_b = 0° para cada valor del *pitch* inicial (eje horizontal) y del potencial eléctrico central V_0 (eje vertical, entre –2000 y +2000 V). Se observan las fuertes extensiones en forma de cuña de la zona de atrapamiento, con claras indentaciones contiguas, así como la agrupación de pérdidas a lo largo de bandas diagonales, sobre todo en el caso de partículas pasantes. Hechos que ya fueron discutidos en detalle en [1] y [2].

Cuando en ese mismo diagrama se superponen los valores RBO de la relación N entre el número medio de vueltas poloidales y el de vueltas toroidales (Fig.3.1b, idéntica a la 16 de [1]), la relación entre resonancias y los *accidentes* del diagrama mencionados anteriormente queda patente. La fuerte indentación en el atrapamiento aparece ligada a la resonancia 0. Las "cuñas" de expansión de la zona de atrapamiento aparecen para valores del módulo de V_0 algo más bajos que la resonancia, mientras que las bandas de pérdidas pasantes aparecen siempre para potenciales algo más positivos que los resonantes.

Esta situación es característica de esa posición angular inicial (Φ_b=0°, Θ_b=0°), para otros ángulos el diagrama cambia, aunque la mayor parte de sus propiedades son aún reconocibles, como aparece en las Fig.3.2a (Φ_b=0°, Θ_b=90°) y 3.2b (Φ_b=0°, Θ_b = 180°).

Esa disposición de las resonancias principales en bandas diagonales fue explicada en [1] y [2] con la ayuda de un modelo analítico extremadamente simple del que resultaba que las zonas resonantes corresponden a líneas de velocidad paralela (*pitch*), directamente proporcional a V_0. Por su parte las razones últimas de los *accidentes* del diagrama y de sus cambios de forma con los ángulos iniciales fueron discutidos también en [2] y serán ampliados en el próximo estudio sobre topología de órbitas [12].

Las oscilaciones en la tasa de atrapamiento y la de pérdidas pasantes con el potencial quedan mucho más de manifiesto en estos diagramas que con los resultados globales.

3.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).

En el caso SMR el diagrama más similar al γ-V_0 del §3.1 es el γ-Ihc en donde Ihc es la corriente en el conductor helicoidal, que está ligada a la transformada rotacional en el eje t_0 de la configuración (cf. Fig.1.1a).

Un diagrama de este tipo aparece en la Fig.3.3. La figura superior muestra las propiedades de atrapamiento y confinamiento para partículas nacidas en s = 0.83, $\Phi = 0°$ y $\Theta = 0°$ (aunque esta vez los ángulos corresponden al espacio real) para cada *pitch* inicial (eje horizontal) y cada configuración (Ihc, eje vertical). Desgraciadamente la densidad de configuraciones explorada no es suficientemente alta, por lo que quedan huecos visibles en el eje vertical.

Al igual que en §3.1 la figura inferior superpone en ese mismo diagrama los valores de la relación media de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal N correspondientes a los valores RBO principales.

Se observa en estos diagramas la indentación visible de la región de atrapamiento algo por debajo de los RBO principales (aunque mucho menos acusada que en el §3.1), mientras que la zona de pérdidas pasantes se concentra en bandas, esta vez horizontales, situadas sobre, o algo por encima de los RBO.

Las figuras sucesivas muestran los mismos diagramas para ángulos iniciales diferentes: $\Phi = 0°$ y $\Theta = 180°$ en la Fig.3.4, $\Phi = 45°$ y $\Theta = 0°$ en la 3.5 y $\Phi = 45°$ y $\Theta = 180°$ para la 3.6. Al igual que sucedía en §3.1 la forma de los diagramas cambia, aunque la mayoría de sus características permanecen: disminución del atrapamiento algo antes del valor RBO, disposición de las pérdidas pasantes en bandas horizontales en las zonas racionales o muy vecinas a ellas.

3.3. Modelo analítico simple para el caso SMR.

La razón de esa disposición de los valores RBO para la relación de velocidades angulares de rotación en bandas horizontales es muy fácil de explicar. Para ello basta construir un modelo analítico extremadamente simple (la contrapartida del *Modelo Simple* discutido en [1] y [2] para el caso RCE) para partículas pasantes.

Como allí, supondremos un Stellarator *recto*, ignorando la helicidad del eje magnético y todas las otras complicaciones del TJ-II. Supondremos además que las partículas siguen, en primera aproximación, las líneas de campo magnético, aunque con un desplazamiento horizontal, *shift*, debido a la acción de las derivas.

La velocidad lineal toroidal de una partícula vendría dada por :

$$v_\phi = \gamma . v . \cos \alpha$$

en donde γ es el *pitch* (es decir el coseno del ángulo que forma la velocidad de la partícula con la dirección local del campo magnético), v su velocidad lineal y α el ángulo de ataque de las líneas de campo magnético, es decir el que forma el vector campo con la dirección toroidal.

Análogamente la velocidad lineal poloidal sería:

$$v_\Theta = \gamma .\ v .\ \sin \alpha$$

ahora bien, el ángulo de ataque de las líneas de campo α viene dado por:

$$\tan \alpha = B_\Theta / B_\phi$$

donde B_ϕ y B_Θ son las componentes toroidal y poloidal del campo y, evidentemente, está ligado a la transformada rotacional t por la relación:

$$t(r) = R_0.B_\Theta / (r.B_\phi) = \tan \alpha .\ R_0/r \qquad (3.1)$$

siendo R_0 el radio mayor del toro y r el menor del plasma (que se supone circular). La velocidad angular de rotación toroidal $\Omega\phi$ vendrá dada por:

$$\Omega_\phi = v_\phi/R$$

en donde R es el radio mayor de la trayectoria (no del toro), que difiere de R_0 en el *shift* horizontal Δ.

$$R = R_0 + \Delta$$

Como se discutió en [2] (fórmula (1.9)) o en [13] (p. 63) ese desplazamiento horizontal viene dado por:

$$\Delta = (1+\gamma^2)/(2\gamma).(2mT)^{1/2}/(q.|t|.B) \qquad (3.2)$$

en donde T es la energía cinética de la partícula, desplazamiento que, en el TJ-II, para iones, es positivo (es decir dirigido hacia el exterior del toro) para pitch γ positivo (partículas *paralelas*, CO) y negativo (dirigido hacia el interior) para iones COUNTER,

Por su parte la velocidad angular de rotación poloidal Ω_Θ vendrá dada por:

$$\Omega_\Theta = v_\Theta/r$$

Combinando todas esas relaciones podemos obtener una expresión para la relación N entre las dos velocidades angulares de rotación, poloidal y toroidal:

$$N \equiv \Omega_\Theta / \Omega_\phi = R/r .\ \tan \alpha = t(r).(R_0 + \Delta)/R_0$$

es decir:

$$N = t(r) .\ [1 + \Delta/R_0] \qquad (3.3)$$

que, habida cuenta de (3.2), queda:

$$N = t(r) - k.(1+\gamma^2)/(2\gamma) \qquad (3.4)$$

en donde $k = (2mT)^{1/2}/(q.R_0.B)$. Para el TJ-II, en el caso de iones H^+ de 0.5 keV, $k \sim 1.36 \times 10^{-2}$.

Nótese que se ha tenido en cuenta que, mientras en (3.2) t figura con su valor absoluto, en cambio en (3.3) figura con su signo, que en el TJ-II es negativo.

Si ahora suponemos que la configuración posee un *shear* finito h, la variación de t con el radio podrá ponerse, aproximadamente, como:

$$t(r) = t_0 .\ [1 + h.(r/a)^2]$$

en donde t_0 es el valor de la transformada rotacional en el eje (con su signo) y a el radio medio del plasma. Es decir, esta vez en función del radio medio normalizado a 1 en el borde s:

$$t(s) = t_0 \,.\, (1 + h.s^2) \qquad (3.5)$$

con lo cual llegamos a la expresión definitiva:

$$N \equiv \Omega_\Theta / \Omega_\phi = t_0 \,.(1 + h.s^2) - k.(1+\gamma^2)/(2\gamma) \quad (3.6)$$

En lo que sigue convendrá tener presente que, en el TJ-II, el signo de t_0 (y por lo tanto el de N) es negativo, por lo que, en ocasiones, será más útil, sobre todo cuando se compara N con valores RBO, tomar los valores absolutos de (3.6), es decir:

$$|N| = |t_0| \,.(1 + h.s^2) + k.(1+\gamma^2)/(2\gamma) \qquad (3.7)$$

Este modelo solamente es aplicable a partículas pasantes ($|\gamma|$ suficientemente elevado) y, por razones topológicas obvias, tampoco será aplicable en zonas en las que existan islas magnéticas.

Según la fórmula (3.7), para t_0 y γ constantes la variación de |N| con la posición radial s será parabólica, con valores de |N| menores en el centro del plasma que en el borde en el caso, el más usual, en que el *shear* h sea positivo. Para el caso de s fijo la variación de |N| con γ es casi hiperbólica, dando lugar a valores de |N| mayores que el módulo de la transformada rotacional local t(s) para γ positivo e inferiores en caso contrario. Más comentarios sobre la variación con t_0 serán efectuados en §4.2.

Aunque en este caso no hemos considerado campo eléctrico radial, sería muy sencillo incluir su efecto añadiendo a la velocidad angular Ω_Θ la de rotación poloidal inducida por el campo, tal como se hizo en [1]. Con ello queda claro que ambos modelos son, en realidad, el mismo.

Con este modelo simple se puede intentar reproducir el diagrama γ-Ihc de la Fig.3.3, lo que se muestra en la Fig.3.7 en donde es evidente la disposición en bandas horizontales de los valores RBO de N en la zona en la que no hay atrapamiento.

Se observará que la predicción teórica hace aparecer esas bandas por debajo de los valores RBO de la transformada rotacional en el eje en el caso de $\gamma > 0$ (partículas CO), mientras que para $\gamma < 0$ (partículas COUNTER), este efecto es menos nítido (téngase en cuenta que en la dirección ascendente del eje vertical de la Fig.3.7 los valores RBO decrecen).

Al igual que en el *Modelo Simple* de [1] no cabe esperar más que predicciones cualitativas aproximadas cuando se intenta aplicar este modelo a una situación tan compleja como la del TJ-II. Aún así, la similitud general de la Fig.3.7 con los diagramas de las Fig.3.3 a 3.6 es notable.

4. Diagramas posición – *Pitch* (x-γ).

Otros diagramas de resonancia complementarios de los del §3, que fueron útiles en el caso RCE, son los (x-γ) en que se representa la situación de atrapamiento y las resonancias para partículas nacidas con ángulo toroidal fijo Φ, en diversas posiciones radiales a ángulo poloidal Θ constante, en especial a lo largo del ecuador del plasma, aunque en posiciones iniciales situadas a uno y otro lado del eje magnético (es decir tanto Θ = 0° como 180°). Esa posición se define mediante el parámetro x, distancia horizontal normalizada, definida según [1] como:

$$x = s \,.\, \mathrm{sign}\,(\cos \Theta),$$

de tal forma que x es positivo para posiciones radiales situadas más al exterior del eje magnético y negativo para las más internas y, además, |x| = s.

4.1. Caso de Resonancias del Campo Eléctrico (RCE).

Esos diagramas, para el caso RCE, aparecen en la Fig.4.1 (idéntica a las Fig.18 y 19 de [1]) para $\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$ y180° y potencial central inicial $V_0 = +1000$ V. Las zonas resonantes se sitúan en bandas horizontales (*pitch* constante) y producen fuertes indentaciones y extensiones de la zona de atrapamiento, mientras las pérdidas pasantes se concentran exclusivamente en la periferia del plasma (x ~ ±1) con una corta, pero visible, extensión horizontal por encima de la resonancia –2.

La situación para potencial opuesto, –1000 V, aparece en la Fig.4.2 en donde la situación es similar aunque con inversión del signo del *pitch*. Esta vez la zona de reducción del atrapamiento cerca de la resonancia 0 queda completamente embebida dentro de la propia región de atrapamiento.

Como ya fue discutido en [2] todos estos comportamientos no son sino el trasunto al diagrama x-γ de los mencionados para el γ $-V_0$ del §3.1, y responden cualitativamente a las predicciones del Modelo Simple.

4.2. Caso de Superficies Magnéticas Racionales (SMR).

En este caso el diagrama x-γ se representa para las diversas configuraciones magnéticas mencionadas en el §1, es decir para los diversos valores de Ihc. Presentaremos aquí solamente casos correspondientes a los valores RBO principales, en concreto los 2/5, 1/4, 1/3 y 1/2, es decir en orden de importancia creciente.

El valor RBO 2/5 se encuentra para N cercano a –1.60, lo que según las Figs.3.3 a 3.7, va a aparecer para Ihc ~ 4.6 kA, es decir para la configuración 100_46. La Fig.4.3a muestra las propiedades de atrapamiento en el diagrama x-γ para ángulo toroidal, en el espacio real, Φ = 0° y poloidal Θ = 0° y180°, la 4.3b muestra las zona de localización del valor RBO 2/5 (cruces), mientras que la 4.3c presenta las predicciones, para este caso, del modelo analítico simple del §3.3.

Se observará que existe similitud cualitativa entre la realidad y el modelo, aunque, como cabía esperar, las diferencias cuantitativas son apreciables. Ambos producen dos zonas resonantes separadas: una, la de la parte superior del diagrama (γ > 0), en forma de U más o menos centrada alrededor del eje magnético (x = 0) y

otra para $\gamma < 0$ en donde aparecen dos ramas de U invertidas, situadas algo más cerca de la periferia del plasma ($x \sim \pm 1$), ramas que son simétricas en el modelo aunque claramente asimétricas en la realidad (Fig.4.3b).

Esto hace que las zonas resonantes, fuera de la región de atrapamiento, se sitúen en dirección predominantemente vertical, es decir para $\underline{x}$ aproximadamente constante, sobre todo para valores absolutos de γ elevados, más internos para *pitch* positivo. Se observará también que, sistemáticamente, el modelo predice valores resonantes de $\underline{x}$ más internos que los reales (formas de U más cerradas), esto indica que la fórmula (3.7) del modelo analítico infravalora los valores de $|\underline{N}|$.

En este caso de valor RBO 2/5 no se aprecia ninguna influencia notable en el atrapamiento (Fig.4.3ª).

El siguiente valor RBO de importancia es el 1/4 ($N \sim -1.0$), que según el §3.2 aparece para Ihc = 0, la configuración 100_00. Los diagramas correspondientes (también para ángulos iniciales $\Phi = 0°$, $\Theta = 0°$ y 180°) aparecen en la Fig.4.4. Se observará ahora que mientras el modelo simple (Fig.4.4c) solamente predice zonas resonantes en la parte superior del diagrama ($\gamma > 0$), bastante periféricas, en la realidad (Fig.4.4.b) esas zonas también aparecen en la parte inferior, aunque solo de manera incipiente y en la extrema periferia (círculos).

Esta es una nueva muestra de la infravaloración de $|\underline{N}|$ en la fórmula (3.7) del modelo. Si se pudiera efectuar un recorrido continuo en configuraciones magnéticas, es decir en t_0, el modelo predeciría que, a medida que $|t_0|$ crece, la U de la parte superior del diagrama es la que aparece primero, en la extrema periferia de la zona de atrapamiento (es decir hacia $\gamma > 0$ muy bajo y $|x| \sim 1$) y comienza a cerrarse a la vez que asciende en el diagrama, acabando por desaparecer en la parte superior en el eje magnético ($\gamma = +1$, $x = 0$). Simultáneamente, aunque con algo de retardo, las dos ramas de U invertida aparecen en las dos esquinas inferiores del diagrama ($|x| = 1$, $\gamma = -1$). Posteriormente, a medida que $|t_0|$ siguiera aumentando, esas dos ramas se acercarían hacia el interior hasta fundirse en una sola, a la vez que ascienden y se acercan a la zona de atrapamiento inferior. Según esto las zonas resonantes aparecerían siempre en la periferia del plasma, dirigiéndose paulatinamente hacia su interior. Por otro lado, para posición dada, se acercarían desde el lado de γ más negativo.

En este caso 1/4 el efecto sobre el atrapamiento ya empieza a percibirse (Fig.4.4a) pues la región de atrapamiento para $x < 0$ se ha estrechado considerablemente, mientras que la zona de pasantes perdidas periférica se ha ensanchado para $x < 0$ y $\gamma > 0$, vecina de la resonancia y casi ha desaparecido para $x < 0$ y $\gamma < 0$, justo sobre ella.

El siguiente valor RBO de importancia es 1/3 ($N \sim -1.333$) que se manifiesta, según §3.2, para Ihc = 2.2 kA, configuración 100_22. Los diagramas correspondientes, para los mismos ángulos iniciales, aparecen en la Fig.4.5 y ahora el efecto sobre el atrapamiento es muy marcado. Efectivamente, para $\gamma < 0$ y $x < 0$ aparece ahora una nítida banda, casi vertical, de partículas pasantes perdidas (Fig.4.5a, parte inferior izquierda), que se sitúa claramente a la derecha de la zona resonante 1/3 (Fig.4.5b, triángulos), es decir (cf. fórmula (3.7)) para valores absolutos de la relación de velocidades angulares $|\underline{N}|$ ligeramente inferiores a 1/3. La razón de la aparición de esta banda de pérdidas pasantes se dará en §6.3.

Por otra parte, en el lado opuesto ($x > 0$, $\gamma < 0$), otra zona de pasantes perdidas aparece en la periferia, sobre y a la izquierda de los valores RBO 1/3, es decir para valores de $|\underline{N}|$ algo menores.

Por fin, el caso de mayor influencia, el 1/2 ($N = -2$), aparece en varias configuraciones entre 9.5 kA < Ihc < 12 kA (cf. §3.2). La Fig.4.6 muestra el diagrama (x-γ) para Ihc = 11 kA (configuración 100_110) y $\Phi = 45°$. Se observa una enorme contracción de la zona de atrapamiento para $x > 0$ y una extensión, menos visible, para $x < 0$, junto con una inesperada corta banda vertical de pérdidas pasantes en el centro del diagrama para $\gamma < 0$.

La zona resonante rellena casi totalmente la parte inferior del diagrama (Fig.4.6b, triángulos), esto se debe a que esta configuración, como todas sus vecinas, afectadas por gruesas islas magnéticas (cf. §6.4), posee muy poco *shear* (inferior al 2%) por lo que, de acuerdo con la fórmula (3.7), apenas hay localización espacial de los valores de $\underline{N}$. Lo que contribuye a hacer la situación poco nítida.

Según el modelo analítico simple (Fig.4.6c) la zona resonante aparecería en la parte inferior del diagrama, casi completamente en el interior de la zona de atrapamiento, emergiendo fuera de ella solo en el centro. Esto explica la curiosa banda vertical de pérdidas pasantes mencionada anteriormente.

En suma: tanto en el caso RCE como en el SMR, las zonas resonantes se localizan en regiones más o menos extensas del diagrama (x-γ) que obedecen, cualitativamente, a modelos analíticos simples, afectando notablemente las propiedades de atrapamiento y confinamiento en las cercanías de los valores RBO, especialmente en los casos 1/3 y 1/2.

5. Análisis de trayectorias en el caso RCE

Aunque en [2] se efectuó ya un análisis detallado de las Resonancias 0 y –2, no se prestó apenas atención al resto de resonancias. Las analizaremos aquí con ejemplos de valores RBO en orden de importancia creciente.

5.1. Resonancia 2/5.

Si en alguno de los diagramas de resonancia (p. ej. el de la Fig.3.1) se efectúa un recorrido vertical (es decir a *pitch* γ constante), se observa una variación casi lineal de la relación N de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal con el potencial central V_0.

Efectivamente la Fig.5.1 muestra esa relación entre –300 y –100 V para iones de *pitch* constante $\gamma = +0.95$ nacidos en s = 0.5, $\Phi_b = 0°$ y $\Theta_b = 0°$, una posición radial menos periférica que la de la Fig.3.1. Se observa en la Fig.5.1a que el valor resonante 2/5 (N = -1.60) se alcanza para $V_0 \sim -235$ V, además en esa Fig. se ha representado también la magnitud ds/2 definida como:

$$ds/2 = (smax - smin)/2 \qquad (5.1)$$

siendo smax el máximo valor de s (radio medio normalizado) alcanzado a lo largo de toda la trayectoria y smin el mínimo. Obviamente ds/2 es la semiamplitud de la excursión radial máxima de la trayectoria.

Esta magnitud presenta bruscas caídas en la Fig.5.1, extremadamente localizadas, cerca de los valores resonantes de bajo orden. Es muy visible la correspondiente a 2/5 (-1.60), pero también algunos otros de orden mayor (7/18, 8/13, etc., cf. Fig.5.1b).

En la Fig.5.2a aparece ampliada la zona de la resonancia 2/5, se observa que el mínimo de ds/2 coincide con el valor resonante –1.60. En la parte inferior de la figura (Fig.5.2b) se han representado también las magnitudes: $smax-s_0$ y $smin-s_0$, en donde s_0 es la posición radial inicial (0.5 en estos casos). La primera magnitud es evidentemente la excursión máxima hacia la periferia del plasma de la trayectoria, la segunda es la excursión máxima hacia su interior, es decir hacia el eje magnético, ds/2 sigue siendo la semidiferencia de esas dos magnitudes.

De esa Fig.5.2b de deduce que esas excursiones son prácticamente constantes y muy pequeñas (aproximadamente +0.033 y –0.028 unidades, respectivamente) y es la ligera diferencia en el comportamiento entre las dos la que ocasiona la depresión en ds/2. Incidentalmente se observará que $smax-s_0$ es algo superior al valor absoluto de $smin-s_0$, lo que se traduce en un desplazamiento neto del toda la trayectoria hacia el exterior, que no refleja sino que para este ion de *pitch* positivo (γ =+0.95) y potencial eléctrico bajo (V_0=-235 V) existe un desplazamiento horizontal neto (*shift*) hacia el exterior del toro (cf. fórmula (1.10) de [2] y (3.2)).

En este caso 2/5 todas esas elongaciones: ds/2, $smax-s_0$ $smin-s_0$, etc., son muy pequeñas, inapreciables a simple vista en la forma de las trayectorias.

Efectivamente la Fig.5.3 muestra sus diagramas de Poincaré, es decir, los puntos de intersección de la trayectoria con el plano correspondiente ángulo toroidal de Boozer $\Phi_b = 0°$ y planos sucesivos separados por un periodo (90°), para diversos potenciales centrales (negativos) crecientes, desde –245 a –225 V, a uno y otro lado de la resonancia.

Se observará que, al principio, lejos de la resonancia (-245 V), los puntos del diagrama se encuentran distribuidos continuamente, y son indistinguibles de la superficie magnética de partida, ya que tanto el *shift* horizontal como las excursiones radiales son muy pequeñas.

Sin embargo, a medida que nos acercamos a la resonancia (-240 V), los puntos del diagrama se concentran en un número finito de zonas (5 en este caso), cada vez más reducidas, hasta que justo en la resonancia (-235 V) el diagrama se reduce a 5 puntos aislados, para más tarde, a medida que nos volvemos a alejar de la resonancia, repetirse la secuencia anterior en orden inverso.

Esa agrupación de los puntos del diagrama de Poincaré es debida a una restricción creciente en la distribución angular. Así la Fig.5.4 muestra el mapa angular de la trayectoria, en coordenadas de Boozer, con Φ_b, el ángulo toroidal, en el eje horizontal, reducido a un solo periodo, y Θ_b el poloidal, representado en el eje vertical (nótese la doble periodicidad del diagrama). Es patente que en la resonancia el recorrido sobre el mapa angular se ha restringido a una banda continua, extremadamente estrecha (en el caso ideal una verdadera línea) de periodicidad 2/5.

Fuera de la resonancia, pero aún en sus cercanías, la línea se ensancha, convirtiéndose en una banda finita, cada vez más ancha, pero que no rellena completamente el plano angular: existen zonas del plano que nunca son "visitadas" por la trayectoria de la partícula, que corresponden a las zonas sin puntos del diagrama de Poincaré, y otras que, por el contrario, lo son reiteradamente.

Lejos de la resonancia el plano angular se recubre por completo. Una secuencia de este proceso gradual (aunque para la resonancia 1/2) puede seguirse en las Fig.4.7, 4.8 y 4.11 de [2]. Las causas y consecuencias de esta restricción extrema en el recubrimiento del plano angular en las resonancias serán discutidas al final de este capítulo.

5.2. Resonancia 1/4.

Si en lugar de hacer el recorrido de la Fig.5.1 con potenciales centrales negativos lo hacemos para valores opuestos nos encontramos con la situación de la Fig.5.5 (análoga a la 5.1 y con las mismas condiciones iniciales).

Otra vez son visibles bruscas variaciones de la semielongación radial ds/2 para valores de N iguales a −1.333 y −1.0 (es decir para las resonancias 1/3 y 1/4 por periodo). Se observará que ahora las zonas en donde aparecen las variaciones son más anchas y que, además, en el caso 1/3 también aparecen fuertes picos dirigidos hacia arriba.

La zona de la resonancia 1/4 aparece ampliada en la Fig.5.6a. Se observará un comportamiento similar al del caso anterior (2/5, Fig.5.2a), aunque ahora presente mayor extensión en potencial y más profundidad en la caída de ds/2. Esto se percibe también en la Fig.5.6b, esta vez las excursiones radiales exterior e interior, smax-s_0 y smin-s_0, muestran algo más de variación, con una ligera excursión hacia el exterior más allá de la resonancia, visible en el suave máximo de smax-s_0 hacia 1017 V y hacia el interior (mínimo de smin-s_0 hacia 1006 V) al otro lado de ella.

Sin embargo estas excursiones siguen siendo aún demasiado pequeñas para poder ser visualizadas en las trayectorias. Efectivamente en la Fig.5.7 aparecen los diagramas de Poincaré para potencial central creciente, desde +1000 hasta +1022 V,

a uno y otro lado de la resonancia, mostrando un comportamiento enteramente similar al del caso anterior, con la única diferencia de que, esta vez, en la resonancia (V_0 = +1011 V), el diagrama se reduce a 4 puntos aislados, tal como corresponde al valor resonante N = -1.0, resonancia 1/4 por periodo.

El mapa angular de la trayectoria (Fig.5.8) también presenta las mismas características que el del caso 2/5, esta vez la línea posee periodicidad 1/4 y el recubrimiento del plano angular es aún menor que antes.

5.3. Resonancia 1/3.

La otra zona resonante de la Fig.5.5 (N = -1.33, 1/3 por periodo) aparece ampliada en la Fig.5.9. Esta vez presenta ya una considerable estructura, con elongaciones mucho mayores que ya van a ser visibles en las trayectorias.

La Fig.5.9b muestra que antes de la resonancia, hacia V_0 = +320 V, aparece un claro mínimo en la excursión interior, smin-s_0 (-0.28), mientras que la exterior, smax-s_0, se mantiene muy pequeña (~ +0.048), lo que significa que la trayectoria tiene una fuerte excursión hacia el interior del plasma. Lo contrario sucede más allá de la resonancia, hacia V_0 = +336 V, en donde la excursión exterior (+0.1) es la que predomina sobre la interior. Justo en la resonancia (+326 V) ambas excursiones son mínimas y la trayectoria se ciñe a la superficie magnética inicial (s = 0.5).

Esas trayectorias aparecen en la Fig.5.10 para potencial creciente, a uno y otro lado de la resonancia. Como esta vez las excursiones radiales son mucho más grandes, ya pueden apreciarse en los diagramas.

Así, lejos de la resonancia (V_0 = +310 V), los puntos del diagrama de Poincaré se ciñen bastante bien a las superficie magnética de partida, aunque ya se pueden distinguir: existe un *shift* horizontal hacia el exterior ligero pero visible. Al aumentar algo el potencial, acercándonos a la resonancia (V_0 = +320 V), aparece la excursión radial hacia el interior (caída de smin-s_0 de la Fig.5.9b, mientras smax-s_0 apenas se altera). Los puntos del diagrama se acumulan en tres zonas que aparecen siempre para radios menores que el inicial, los lóbulos del diagrama están dirigidos hacia el interior del plasma, hasta alcanzar su máxima extensión hacia +320 V, para volver a disminuir paulatinamente, a medida que nos acercamos a la resonancia (smin-s_0 comienza a subir).

Como era de esperar, justo en la resonancia (V_0 = +326 V), el diagrama se reduce a 3 puntos aislados. Posteriormente, a medida que nos alejamos de ella al crecer V_0, se invierte el proceso (smax-s_0 comienza a crecer mientras smin-s_0 se mantiene casi constante, Fig.5.9b), esta vez la excursión radial y, por lo tanto, la acumulación de puntos del diagrama tiene lugar hacia el exterior de la superficie de partida, alcanzando su máximo (el de smax-s_0) hacia +336 V para más tarde, más lejos de la resonancia (+346 V), volver a recubrir completamente la superficie inicial.

El mapa angular en la resonancia (Fig.5.11) presenta el aspecto habitual con una línea continua de periodicidad 1/3.

Este comportamiento de excursiones radiales, alternativamente hacia el interior y el exterior del plasma a cada lado de la resonancia, se produce para todos los valores del *pitch*. Así la Fig.5.12 muestra la situación para *pitch* opuesto (γ=-0.95), lo que implica invertir el signo del potencial central (cf. Fig.3.1)., También aquí se observa una excursión radial hacia el interior para potencial inferior al de resonancia

(-284 V), una ausencia casi total de excursión radial en la resonancia (-278 V) y una excursión hacia el exterior para potenciales más positivos (-272 V).

Por lo tanto, para ambos signos del *pitch*, la máxima excursión radial hacia el exterior del plasma tiene lugar para potencial eléctrico más positivo que el de resonancia. Por el contrario, cuando se analiza la posición de la excursión radial hacia el exterior del plasma con relación al cociente entre las velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal $\underline{N}$, se observa que para $\gamma > 0$ esa máxima excursión exterior tiene lugar para valores de su módulo $|\underline{N}|$ menores que el resonante (Fig.5.9a). Lo contrario sucede para $\gamma < 0$ (Fig.5.12a).

5.4. Resonancia 1/2.

Según el diagrama de resonancias de la Fig.3.1, esta resonancia aparecería para valores negativos del potencial central en el caso de iones de *pitch* positivo (parte inferior derecha del diagrama). Un recorrido a lo largo de un línea vertical de *pitch* constante $\gamma = +0.95$, entre –1500 y 0 V, aparece en la Fig.4.2 de [2] y un detalle parcial de ese mismo recorrido, esta vez entre –1500 y –500 V, se representa en la Fig.5.13.

El comportamiento de todas las magnitudes es enteramente similar al del caso anterior, §5.3, aunque esta vez sus variaciones son mucho más extensas, amplias y abruptas.

La máxima excursión radial hacia el interior del plasma es ahora de casi 0.25 unidades y aparece muy bruscamente hacia V_0 = -1210 V, mientras que la máxima excursión hacia la periferia (–910 V) es casi de 0.2 y también desaparece muy bruscamente. En la resonancia (-1095 V) la extensión de la variación radial es insignificante, inferior a 0.005 unidades. Esto hace que los diagramas de Poincaré de las trayectorias (Fig.5.14) cambien de topología bruscamente: antes de la resonancia los diagramas pasan de ser continuos en V_0 = -1215 V a quedar limitados a dos zonas separadas a –1210 V, con una gran excursión radial hacia el interior del plasma perfectamente visible en la figura.

En la resonancia (-1095 V) el diagrama se reduce a 2 puntos opuestos y, como siempre, cuando al aumentar el potencial nos alejamos de la resonancia, se agrupan en dos zonas crecientes con visible excursión radial hacia el borde del plasma, excursión que se hace máxima para –950 V y, luego, a –945 V cambiar bruscamente de topología y volver a rellenar toda la circunferencia, en conformidad con la Fig.5.13b.

El mapa angular (Fig.5.14) muestra la esperada línea continua de periodicidad 1/2, en la que una mínima parte del mapa angular es accedida por la partícula. La trayectoria recorre 180° poloidales, en sentido negativo, por cada periodo toroidal recorrido en sentido positivo. Esto muestra que si el diagrama de Poincaré se hubiera observado a Φ = 45°, en lugar de 0°, las dos agrupaciones de puntos del diagrama se encontrarían ahora en posición vertical.

Para *pitch* de signo opuesto γ = -0.90, con los mismos ángulos de partida (Φ_b = 0° y Θ_b = 0°) pero en una posición radial inicial algo más periférica (s_0=0.75), el comportamiento de todas las magnitudes es enteramente similar, con fuerte excursión radial hacia el exterior del plasma que, esta vez, dada la situación de partida más periférica, lleva a la partícula a salir del plasma (V_0 ~ +1300 V), éste es el origen de las bandas diagonales de pérdidas pasantes que aparecían en las Fig.3.1 y 3.2.

También ahora esa máxima excursión hacia el exterior aparece, para ambos signos del *pitch*, en potenciales más positivos que el resonante. Lo que significa valores de $|\underline{N}|$ inferiores al resonante para $\gamma > 0$, y superiores en caso contrario: lo mismo que en el caso anterior (§5.3) y, si se analiza con detenimiento la Fig.5.6, también en el caso 1/4.

Se observará también un claro aplanamiento de $\underline{N}$ en la zona resonante (Fig.5.13a y 5.16a) que se hace indistinguible de –2 en todo el interior de la zona de cambio de topología, con lo cual en este caso ya no hay, propiamente, un potencial resonante sino una banda bastante amplia. Lo que en este caso localiza exactamente la posición de la resonancia es el mínimo de ds/2, es decir el potencial para el que aparece mínimo recubrimiento del plano angular. Este fenómeno se intuye también en los casos 1/4 y 1/3 (Figs. 5.6a 5.9a y 5.12a) en los que se manifiesta por una inflexión en las curvas de puntos que representan a $\underline{N}$. Este fenómeno fue discutido en [2] para el caso de la resonancia 0 y será tratado también en el próximo estudio [12].

En resumen: el acercamiento a las resonancias se traduce en todos los casos en un aumento de las excursiones radiales de la trayectoria, aumento que es tanto más amplio y brusco cuanto menor es el orden de la resonancia, con un mínimo de excursión, en ambos sentidos, en la propia resonancia.

La máxima extensión radial hacia el exterior del plasma sucede siempre para potenciales más positivos que el resonante, lo que significa que para partículas de *pitch* positivo (CO) tiene lugar para valores de $|\underline{N}|$ menores que el resonante, mientras que para las COUNTER ese valor absoluto es mayor.

Esa excursión radial hacia el exterior puede causar que la partícula salga del plasma y es el origen de las bandas diagonales de pérdidas pasantes que se observan en los diagramas de resonancia del §3.1.

Por su parte las excursiones hacia el interior del plasma, que siempre suceden para valores del potencial inicial más negativos que el resonante, pueden ocasionar aumento del atrapamiento si la partícula alcanza una barrera electrostática interna, lo que sucede (cf. [6], [2]) para potenciales negativos y es la causa de las "cuñas" de extensión de la región de atrapamiento de la parte inferior de las Fig.3.1 y 3.2

Por el contrario, para potenciales positivos las barreras se sitúan al exterior del plasma y serán, por lo tanto, las zonas de máxima excursión radial exterior las que puedan provocar el aumento del atrapamiento en estos casos ("cuñas" de la parte superior de los diagramas).

Finalmente en la resonancia aparece una extremada reducción de las excursiones radiales y del recubrimiento del mapa angular (Φ_b, Θ_b), lo que facilita tanto la ausencia de fugas como la de atrapamiento ya que las barreras, o bien no son alcanzadas, o bien son evitadas. Este es el origen de las fuertes indentaciones de la región de atrapamiento en los diagramas de resonancia.

Las razones por las que aparece excursión radial hacia el exterior a potenciales más positivos que el resonante e interior en el caso opuesto están ligadas a detalles de la topología de órbitas: efectos estroboscópicos, es decir impulsos intermitentes que refuerzan una u otra tendencia, debido a que el escaso recubrimiento del plano angular hace que ciertas zonas sean recorridas muy frecuentemente, mientras que otras no son alcanzadas jamás. Esos detalles y su dependencia con los ángulos iniciales y el orden de periodicidad de las resonancias serán discutidos en un próximo estudio [12].

6. Análisis de trayectorias en el caso SMR

Las zonas donde cabe esperar efectos resonantes en los casos SMR pueden ser localizadas, aproximadamente, en los diagramas (x-γ) del §3.2. Como en el caso RCE del §5 procederemos a analizar la situación en los principales valores RBO en orden de importancia creciente, es decir: 2/5, 1/4, 1/3 y 1/2.

6.1. Racional 2/5.

Según el diagrama (x-γ) de la Fig.4.3b, el valor RBO 2/5 aparecería en la configuración 100_46, más bien cerca del borde para partículas de *pitch* negativo ($\gamma < 0$), tanto al exterior del toro ($x > 0$) como al interior ($x < 0$).

Un recorrido a lo largo de una línea horizontal del diagrama, es decir de *pitch* constante (γ = -0.99), negativo, para iones que nacen en posición angular del espacio real $\Phi = 0°$, $\Theta = 0°$, mostrando la variación de la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal $\underline{N}$ y la semielongación radial ds/2, aparece en la Fig.6.1a. Como se indicó en el §3.3, la variación de $\underline{N}$ con respecto a $\underline{x}$ tiene forma aproximada de parábola invertida. El valor racional 2/5 (N = -1.60, línea de puntos) se alcanza hacia x = -0.715 y x = +0.72. La primera zona aparece ampliada en la Fig.6.1b en donde se observa un ligerísimo descenso de ds/2, extremadamente localizado, justo en el valor racional.

Los diagramas de Poincaré de la trayectoria en las cercanías de esa zona, en función de la posición inicial $\underline{x}$ creciente (negativa), a un lado y otro del valor racional, aparecen en la Fig.6.2, junto con el de las superficies magnéticas de esa configuración para el mismo ángulo toroidal ($\Phi = 0°$, parte superior de la figura).

Se observará que esos diagramas son enteramente similares a los del caso 2/5 de RCE (Fig.5.3), con la única diferencia de que, esta vez, los diagramas se representan en el espacio real en lugar de en coordenadas de Boozer.

Al igual que allí, en el valor racional (x = -0.715) el diagrama degenera en 5 puntos aislados, mientras que en sus cercanías inmediatas los puntos del diagrama se restringen a 5 zonas separadas.

Esto se observa también en el mapa angular de la trayectoria (Fig.6.3) para el valor racional, en donde aparece de nuevo una sola línea nítida, de periodicidad 2/5 (a comparar con la Fig.5.4). Esta vez, como los ángulos de representación son los del espacio real, las líneas ya no son aproximadamente rectas, como en coordenadas de Boozer, sino que presentan claras inflexiones en las cercanías del *Hard Core* (línea diagonal descendente) en donde el campo poloidal es más intenso [6]. Al igual que allí, para otros ángulos de representación, el diagrama gira poloidalmente.

La dependencia de las excursiones exterior (smax-s_0) e interior (smin-s_0), para este caso con γ = -0.99, aparece en la Fig.6.4. Debe notarse que ahora el recorrido se efectúa variando $\underline{x}$, la distancia horizontal normalizada, y que, por lo tanto, el valor inicial del radio medio s_0 variará de punto a punto, ya que $s_0 = |x|$.

Se observará que, salvo en las cercanías inmediatas del borde, en que la partícula escapa, ambas excursiones son muy pequeñas, aunque predominen las internas (smin-s_0) frente a las externas (smax-s_0), como corresponde al *shift* horizontal de una partícula de *pitch* negativo (COUNTER, fórmula (3.2)) en ausencia de campo eléctrico. Se trata pues de una situación enteramente análoga a la del caso 2/5 RCE de la Fig.5.2.

6.2. Racional 1/4.

El caso de valor RBO 1/4 aparece para la configuración 100_00 (Fig.4.4), con zonas resonantes cercanas al borde del plasma para $\gamma > 0$, mientras que para $\gamma < 0$ se encuentran concentradas en la extrema periferia.

Un recorrido a lo largo de $\underline{x}$ con $\gamma = +0.99$, constante, mostrando la variación de $\underline{N}$ y la de la semiamplitud radial ds/2, aparece en la Fig.6.5a, con la zona cercana al valor racional $x = +0.843$ ampliada en la Fig.6.5b. Se observa de nuevo la ligera indentación que produce un mínimo local de ds/2 justo en el valor racional.

Los diagramas de Poincaré de las trayectorias para zonas cercanas a ese valor aparecen en la Fig.6.6, junto con el de las superficies magnéticas a $\Phi = 0°$ (parte superior) en donde es perfectamente visible la superficie racional 1/4 por periodo cerca del borde del plasma.

Como siempre, los puntos del diagrama, cerca del valor racional, se agrupan en un número finito de zonas (4 en este caso) y se reducen a 4 puntos aislados en el valor racional, con mínimo recubrimiento del mapa angular (Fig.6.7)

En este caso, al igual que en el anterior, las excursiones radiales siguen siendo muy pequeñas (Fig.6.8), aunque ya empiezan a percibirse para $\gamma > 0$ (Fig.6.8a) cerca de $x = +0.843$, con un levísimo efecto de predominio de la expansión exterior sobre la interior para valores del $|x|$ algo menores que el racional (es decir $|\underline{N}|$ algo menores, cf. (3.7)) y el predominio opuesto algo más allá, aunque algo oscurecido por la cercanía al borde del plasma.

6.3. Racional 1/3.

La configuración magnética en donde aparece la influencia del valor RBO 1/3 es la 100_22 (Fig.3.3), cuyas superficies magnéticas aparecen representadas, para tres ángulos toroidales, en la Fig.6.9, mostrando una enorme isla magnética totalmente embebida en el interior del plasma, que deja libres el eje y el borde.

Conforme al diagrama (x-γ) correspondiente (Fig.4.5), para $\gamma < 0$ aparecía, en la zona interior al eje magnético ($x < 0$), una banda aislada de pérdidas pasantes inmersa en el plasma. Un recorrido con $\underline{x}$ variable para $\gamma = -0.99$ (Fig.6.10a, con una ampliación en la 6.10b), muestra la situación en esa zona. La relación de velocidades angulares de rotación $\underline{N}$ alcanza el valor -1.33 (1/3 por periodo) hacia $x = -0.9$ y a ambos lados de ese punto se producen fuertes incrementos de la semielongación radial ds/2, con un mínimo muy marcado para $x = -0.677$.

Cuando se observa en ese mismo diagrama el comportamiento de las excursiones radiales exterior (s_{max}-s_0) e interior (s_{min}-s_0) (Fig.6.11a), aparece una situación enteramente análoga a la del caso RCE: a un lado de la zona resonante, para $x < -0.677$, hay un predominio de la excursión radial interior y lo contrario sucede al otro lado $x > -0.677$, el mínimo de ds/2 corresponde a la mínima excursión radial en ambos sentidos. La zona de excursión radial exterior máxima aparece en la parte menos periférica del plasma ($|\underline{x}|$ menor), por lo tanto, según (3.7) está situado hacia la zona en que $|\underline{N}|$ tiende a ser menor que el valor racional.

Algo similar sucede para ese mismo valor del *pitch* al otro lado del eje magnético ($x \sim +0.8$) y también para *pitch* opuesto ($\gamma = +0.80$, Fig.6.11b).

Esto explica la forma de las trayectorias cuyos diagramas de Poincaré, a un lado y otro del valor racional, aparecen en la Fig.6.12. y muestran clarísimamente la agrupación de los puntos del diagrama en tres zonas disjuntas, con fuerte excursión al interior de la superficie magnética inicial (s = 0.962), excursión que va decreciendo hasta que el diagrama degenera en tres puntos aislados, para luego transformarse en excursión radial hacia fuera del plasma, al exterior de la superficie inicial (s=0.62 y 0.567) a medida que la posición de partida se desplaza más al interior del plasma. En el curso de esta expansión de la trayectoria hacia el exterior del plasma puede alcanzarse el borde (s = 0.567) y perderse la partícula, lo que se manifiesta en la interrupción de los puntos del diagrama y es el origen de la banda aislada de pérdidas pasantes mencionada en la Fig.4.5.

Posteriormente, en zonas aún más alejadas del valor racional, la topología de los puntos del diagrama vuelve a cambiar bruscamente (s = 0.566, el cambio se produce en una extensión radial de apenas 0.001 unidades) y, entonces, el recubrimiento continuo de la superficie magnética se recupera.

La razón por la cual, en todos los casos, la máxima excursión radial exterior se produce para posiciones iniciales situadas más al interior del plasma es fácil de ver. Las islas magnéticas presentes en este caso dejan libre la parte del plasma cercana al eje (Fig.6.9). Para posiciones iniciales muy internas las partículas no son afectadas por las islas, pero cuando esas posiciones se alejan del eje y se acercan a la zona de islas, empiezan a sentirla y, como los diagramas de Poincaré tienden a seguir *grosso modo* la forma de las islas y, éstas se encuentran más el exterior que la posición inicial, es lógico que la trayectoria sufra una excursión hacia fuera del plasma, acompañando a las islas. Lo contrario sucede cuando las islas se acceden desde más al exterior, en este caso aparecerá una excursión hacia dentro del plasma.

Como era de esperar el mapa angular, en el punto de excursión radial mínima, produce el conocido recubrimiento mínimo del plano (Fig.6.13), con una línea continua nítida de periodicidad 1/3.

En suma, este caso de valor RBO 1/3 para la configuración 100_22, muestra un comportamiento enteramente análogo de RCE para la resonancia 1/3 (§5.3)

6.4. Racional 1/2.

El valor RBO 1/2 aparece para una serie de configuraciones magnéticas (Figs.3.3 a 3.6), en particular para la 100_110 (Fig.4.6) cuyas superficies magnéticas aparecen, para varios ángulos toroidales, en la Fig.6.14 que muestra una enorme isla magnética, que alcanza al eje magnético aunque deja libre la parte exterior del plasma.

Como ya se indicó en §4.2, el bajo valor del *shear* magnético de estas configuraciones, reflejo de la fuerte extensión e influencia de la isla, dificulta la localización espacial de las zonas resonantes. Esto puede percibirse en la Fig.6.15 que muestra un recorrido, a lo largo de la posición inicial $\underline{x}$, para partículas nacidas con *pitch* γ = -0.99 y en posición angular Φ = 45°, Θ = 0° y 180°. La línea de puntos (el valor de la relación de velocidades angulares de rotación $\underline{N}$) presenta valores indistinguibles de N = -2 en todo el plasma con oscilaciones erráticas, aunque de amplitud minúscula (inferior a 0.003 unidades fuera de la extrema periferia). Esta constancia de $\underline{N}$ en todo el recorrido es similar a la que se producía para la resonancia 1/2 en el caso RCE (§5.4). Al igual que en aquel caso ya no cabe

hablar de punto de resonancia, sino más bien de banda, que en este caso de bajo *shear* ocupa todo el plasma.

No obstante, como allí, la semielongación radial ds/2 muestra un comportamiento muy claro (Fig.6.15, línea continua) con máximos en ambos bordes del plasma y también en el eje magnético y mínimos muy profundos, a un lado y otro del eje, en la zona media del plasma, hacia x = -0.5 y +0.4.

Cuando se representan las excursiones radiales externa ($smax-s_0$) e interna ($smin-s_0$) (Fig.6.16a) se observa, de nuevo, un comportamiento similar al de los casos 1/3 SMR (§6.3) o 1/2 RCE (§5.4): fuerte excursión hacia el exterior del plasma y pequeña excursión hacia el interior para posiciones iniciales situadas más al interior del plasma que el de elongación radial mínima. Situación inversa para posiciones iniciales más periféricas. Es decir, también aquí, la máxima excursión hacia el exterior tiene lugar en el interior del plasma.

Un razonamiento similar al utilizado en el §6.3 permite justificar este comportamiento. En este caso las islas se encuentran en la parte más interna del plasma (Fig.6.14), cuando las islas se acceden desde posiciones iniciales más periféricas, es lógico que la excursión de la partícula tenga lugar hacia el interior del plasma, en donde se encuentran las islas. En este caso es imposible acceder a las islas desde más al interior, ya que invaden el eje magnético.

Con todo ello no debe sorprender ya la forma de los diagramas de Poincaré para este caso (Fig.6.17): agrupación en dos únicas zonas con expansión hacia fuera de la superficie magnética de partida para $x < +0.426$, reducción del diagrama a dos únicos puntos opuestos en la zona de mínima elongación radial y nueva concentración en dos zonas, esta vez extendidas hacia el interior para $x > +0.426$. En este caso el cambio de topología de los diagramas, es decir la reagrupación de los puntos en un recubrimiento continuo de las superficies, no tiene lugar en la zona interna del plasma a causa de la extensión de la isla y de su situación central, afectando al propio eje magnético.

El mapa angular (Fig.6.18) es el esperado: línea nítida continua de periodicidad 1/2, es decir recorre 180° poloidales (en sentido negativo) por cada periodo toroidal, con mínimo recubrimiento del plano angular. La Fig. muestra también cómo la disposición de los puntos en un diagrama de Poincaré en que la intercepción de los puntos de la trayectoria se hiciera para $\Phi = 0°$ (en lugar de 45° como en la Fig.6.17) se encontraría girada 90°, con los dos grupos de puntos situados en posición vertical en lugar de horizontal.

En conclusión: existe una gran similitud entre las trayectorias correspondientes a los valores RBO del caso SMR y las resonantes del caso RCE.

En ambos casos se producen excursiones radiales hacia el exterior y el interior del plasma a uno y otro lado de la resonancia en donde tiene lugar una extrema concentración de los puntos del diagrama de Poincaré, una reducción de la excursión radial y un mínimo recubrimiento del mapa angular.

En ambos casos, SMR y RCE, la zona de máxima excursión radial exterior puede producir fugas si esa excursión alcanza el borde del plasma.

En el caso SMR la zona de máxima excursión radial tiene lugar, siempre, para posiciones radiales iniciales situadas más al interior del plasma que las correspondientes al punto de mínima elongación radial.

7. Conclusiones

Tanto el caso de Resonancias del campo eléctrico radial (RCE) como el de superficies magnéticas racionales (SMR) presentan una serie de comportamientos similares:

a) Fuerte sensibilidad de la tasa de pérdidas de partículas pasantes y, sobre todo, de sus tiempos de fuga a valores racionales de bajo orden (RBO) de la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal N.

b) En ambos casos existen modelos analíticos simples similares que permiten predecir, cualitativamente, las zonas del espacio de fases en que cabe esperar efectos resonantes.

c) Fuerte semejanza en las trayectorias, tanto en los diagramas de Poincaré como en los mapas angulares.

d) Cerca de las zonas resonantes tiene lugar una fuerte minimización de la excursión radial que hace que los puntos de los diagramas de Poincaré se reduzcan a una serie de puntos aislados, ceñidos a la superficie magnética de partida, y que en los mapas angulares exista un recubrimiento mínimo, con zonas que jamás son "visitadas" por la partícula mientras otras son recorridas reiteradamente.

e) A un lado y otro de esa zona aparecen fuertes excursiones radiales, dirigidas alternativamente hacia el interior y el exterior del plasma. Estas últimas pueden causar la pérdida de la partícula si llegan a alcanzar el borde y es la causa de las bandas de pérdidas pasantes en los diagramas de resonancia.

f) Lejos de esa zona resonante el recubrimiento de los diagramas de Poincaré y del mapa angular vuelve a ser continuo.

g) Todos estos comportamientos son tanto más acusados, y los cambios de topología más bruscos, cuanto menor es el orden de periodicidad de la resonancia, especialmente en los casos 1/3 y 1/2.

Junto a estas similitudes aparecen también una serie de diferencias entre ambos casos

a) Mientras en el caso RCE las pérdidas pasantes permanecen muy bajas y no afectan ni a las tasas totales ni a sus tiempos de fuga, lo contrario sucede en el caso SMR.

b) Mientras en el caso RCE es el potencial eléctrico el principal factor de variación de las condiciones resonantes, en el de SMR es la transformada rotacional de la configuración (o, equivalentemente, la corriente en el conductor helicoidal Ihc)

c) En el caso RCE la excursión radial máxima hacia el exterior tiene lugar siempre para potenciales eléctricos centrales más positivos que el de resonancia, cualquiera que sea el *pitch* inicial de las partículas. En el de SMR esa excursión se produce siempre para posiciones radiales iniciales situadas más al interior del plasma que la de resonancia.

Esta abundancia de comportamientos comunes sugiere un origen único para esos fenómenos, que no es otro que los efectos estroboscópicos causados por el reforzamiento intermitente de los impulsos que tienden a llevar las partículas, alternativamente, hacia el exterior o el interior del plasma, en los casos resonantes.

Este proceso, ligado a la topología de las trayectorias, fue analizado ya, en el caso RCE [2] para las resonancias 0 y –2, pero será objeto de un próximo estudio más detallado [12].

Referencias

[1]. J.Guasp y M.Liniers. Nucl. Fusion. **40** (2000) 411

[2]. J. Guasp, M.Liniers. "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.

[3]. J.Guasp, M.Liniers. "Dependencia de las pérdidas directas y de las propiedades de atrapamiento con la Configuración magnética del TJ-II". Informe CIEMAT-845. Mayo 1998

[4]. J. Guasp, M.Liniers, C.Fuentes. "Efectos resonantes durante la moderación de haces neutros en el TJ-II". Informe CIEMAT-878. Febrero 1999.

[5]. J.Guasp y M.Liniers. Nucl. Fusion. **40** (2000) 397

[6]. J. Guasp, M.Liniers. "Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT-827. Mayo 1997.

[7]. A.H.Boozer. Phys. Fluids **23** (1980) 904.

[8]. R.H.Fowler, J.A.Rome, J.F.Lyon. Phys. Fluids **28** (1985) 3387.

[9]. G.G.Lister. Status/Report at IPP, Garching 1986).
y también A.Teubel. IPP/Report 4/266 , Garching (1994).

[10]. A.Teubel, J. Guasp, M.Liniers. "Montecarlo simulations of NBI in the TJ-II Helical Axis Stellarator". Report 4/268. IPP Garching (1994).

[11]. J. Guasp, M.Liniers. "Búsqueda de efectos isodinámicos en el TJ-II". Informe CIEMAT en prensa.

[12]. J. Guasp, M.Liniers. "Topología de trayectorias resonantes en el TJ-II". Próxima publicación.

[13]. K. Miyamoto. "Plasma Physics for Nuclear Fusion". MIT Press, Cambridge, Mass. (1980).

Lista de Figuras

§1

Fig.1.1. Dependencia con la corriente del conductor helicoidal Ihc de las principales magnitudes para las configuraciones magnéticas estudiadas (corriente en el conductor circular Icc = 10 kA, Serie 100_...).
Los principales valores racionales de bajo orden (RBO) por periodo aparecen en líneas verticales.
a) Radio medio del plasma (rav, círculos)
Transformada rotacional en el eje (línea de puntos)
b) Ripple magnético en el borde (círculos) y en el eje (línea de puntos)

§2.1

Fig.2.1. Dependencia con el potencial eléctrico central V_0 de:
a) Tasa de atrapamiento (triángulos con vértice hacia abajo, en %)
Tasa total de pérdidas (círculos)
Tasa de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba)
b) Tiempo medio de pérdidas totales (círculos, en μs)
Tiempo medio de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba)

Fig.2.2. Dependencia con el potencial eléctrico central V_0 de:
a) Tasa de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba, en %)
Tiempo medio de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia abajo)
b) Idéntica a la Fig. a pero con V_0 limitado entre –2000 y +2000 V.

Fig.2.3. Correlación entre el tiempo de fugas (eje horizontal, en μs) y la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal N (eje vertical) para partículas pasantes perdidas. Los principales valores RBO por periodo aparecen como líneas horizontales.
a) Potencial eléctrico central –200 V
b) Potencial eléctrico central +300 V

Fig.2.4. Similar a la Fig.2.3 para –1000 V (a) y +1000 V (b).

§2.2

Fig.2.5. Dependencia con la corriente del conductor helicoidal Ihc de:
a) Tasa de atrapamiento (triángulos con vértice hacia abajo, en %)
Tasa total de pérdidas (círculos)
Tasa de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba)
b) Tiempo medio de pérdidas totales (círculos, en μs)
Tiempo medio de pérdidas pasantes (triángulos con vértice hacia arriba)

Fig.2.6. Dependencia con la corriente del conductor helicoidal Ihc de:
a) Tiempo medio de pérdidas totales (círculos, en μs)
Tiempo medio de pérdidas atrapadas (triángulos con vértice hacia abajo)
b) Tasa de atrapamiento (triángulos con vértice hacia abajo, en %)
Tasa de pérdidas atrapadas (círculos)
Tiempo medio de pérdidas atrapadas (triángulos con vértice hacia arriba)

§3.1

Fig.3.1. Diagrama de resonancia (γ-V_0) para iones H^+ de 0.5 keV nacidos en s=0.90, con ángulos de Boozer Φ_b= 0°, Θ_b= 0°. Eje horizontal: pitch γ, eje vertical: potencial eléctrico central V_0.
a) Propiedades de atrapamiento y confinamiento.
b) Principales valores resonantes.

Fig.3.2. Diagrama de resonancia (γ-V_0) similar al de la Fig.3.1b para:
a) Φ_b= 0°, Θ_b= 90°.
b) Φ_b= 0°, Θ_b= 180°.

§3.2

Fig.3.3. Diagrama de resonancia (γ-Ihc) para iones H^+ de 0.5 keV nacidos en s=0.83, con ángulos del espacio real Φ= 0°, Θ= 0°. Eje horizontal: pitch γ, eje vertical: corriente en el conductor helicoidal Ihc.
a) Propiedades de atrapamiento y confinamiento.
b) Principales valores racionales.

Fig.3.4. Diagrama de resonancia (γ-Ihc), similar a la Fig.3.3 para posición inicial s=0.83, Φ= 0°, Θ= 180°.

Fig.3.5. Diagrama de resonancia (γ-Ihc), similar a la Fig.3.3 para posición inicial s=0.83, Φ= 45°, Θ= 0°.

Fig.3.6. Diagrama de resonancia (γ-Ihc), similar a la Fig.3.3 para posición inicial s=0.83, Φ= 45°, Θ= 180°.

Fig.3.7. Diagrama de resonancia (γ-Ihc), similar a la Fig.3.3b, predicho por el modelo analítico simple del §3.3, para s=0.83.

§4.1

Fig.4.1. Diagrama de resonancia (x-γ) para iones H^+ de 0.5 keV nacidos con ángulos de Boozer Φ_b= 0°, Θ_b= 0° y 180°, para potencial central +1000 V.
Eje horizontal: distancia horizontal normalizada x (cf.§4).
Eje vertical: *pitch* γ.
a) Propiedades de atrapamiento y confinamiento.
b) Principales valores resonantes.

Fig.4.2. Diagrama de resonancia (x-γ) similar al de la Fig.4.1 para potencial central -1000 V.

§4.2

Fig.4.3. Diagrama de resonancia (x-γ) para la configuración 100_46 e iones H^+ de 0.5 keV nacidos con ángulos del espacio real Φ= 0°, Θ= 0° y 180°.
Eje horizontal: distancia horizontal normalizada x (cf.§4).
Eje vertical: *pitch* γ.
a) Propiedades de atrapamiento y confinamiento:

ipar ≤ 0: partículas perdidas
$|$ipar$| > 1$: partículas atrapadas
$|$ipar$| = 1$: partículas pasantes
ipar $= 0$: partículas perdidas ambiguas.

b) Zonas con valor RBO 2/5.
c) Zonas con valor RBO 2/5 predichas por el modelo simple

Fig.4.4. Diagrama de resonancia (x-γ), similar a la Fig.4.3 para la configuración 100_00 y valor RBO 1/4.

Fig.4.5. Diagrama de resonancia (x-γ), similar a la Fig.4.3 para la configuración 100_22 y valor RBO 1/3.

Fig.4.6. Diagrama de resonancia (x-γ), similar a la Fig.4.3 para la configuración 100_110, valor RBO 1/2 y ángulos iniciales Φ= 45°, Θ= 0° y 180°.

§5.1

Fig.5.1a. Dependencia con el potencial central V_0, negativo, de la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal N (línea de puntos) y la semielongación radial ds/2 (fórmula 5.1, línea continua) para iones H^+ de 0.5 keV nacidos en s = 0.5 con ángulos de Boozer Φ_b= 0°, Θ_b= 0° y *pitch* γ = +0.95.

Fig.5.1b. Similar al Fig.5.1a pero en función de N (eje horizontal), con V_0 en el eje vertical de la derecha (línea de puntos).

Fig.5.2. Similar a la Fig.5.1a pero con:
a) Ampliación de la Fig. en la zona de valor RBO 2/5.
b) Dependencia con el potencial central V_0 de ds/2 (línea continua) y de las excursiones radiales exterior (smax-s_0, línea de puntos, cf. §5.1) e interior (smin-s_0, línea de trazos).

Fig.5.3. Diagramas de Poincaré para Φ_b = 0° del caso de la Fig.5.2 para potencial central creciente a un lado y otro de la resonancia 2/5.

Fig.5.4. Mapa angular (Φ_b, Θ_b), en coordenadas de Boozer, para la trayectoria correspondiente a la resonancia 2/5 del caso de la Fig.5.3. El eje horizontal corresponde al ángulo toroidal Φ_b, el vertical al poloidal Θ_b. El mapa es doblemente periódico.

§5.2

Fig.5.5. Similar a la Fig.5.1, pero para potencial eléctrico central V_0 positivo.

Fig.5.6. Similar a la Fig.5.5a pero con:
a) Ampliación de la Fig. en la zona de valor RBO 1/4.
b) Dependencia con V_0 de ds/2 (línea continua) y de las excursiones radiales exterior (smax-s_0, línea de puntos) e interior (smin-s_0, línea de trazos).

Fig.5.7. Diagramas de Poincaré para $\Phi_b = 0°$ del caso de la Fig.5.6 para potencial central creciente a un lado y otro de la resonancia 1/4.

Fig.5.8. Mapa angular (Φ_b, Θ_b) para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/4 del caso de la Fig.5.7.

§5.3

Fig.5.9. Dependencia con el potencial central V_0, positivo, para iones H^+ de 0.5keV nacidos en s = 0.5 con ángulos de Boozer $\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$ y *pitch* $\gamma = +0.95$ de:
a) Relación de velocidades angulares de rotación N (línea de puntos) y semielongación radial ds/2 (línea continua).
b) ds/2 (línea continua) y excursiones radiales exterior (smax-s_0, línea de puntos) e interior (smin-s_0, línea de trazos).

Fig.5.10. Diagramas de Poincaré para $\Phi_b = 0°$ del caso de la Fig.5.9 para potencial central creciente a un lado y otro de la resonancia 1/3.

Fig.5.11. Mapa angular (Φ_b, Θ_b) para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/3 del caso de la Fig.5.10.

Fig.5.12. Similar a la Fig.5.9 pero para *pitch* opuesto, $\gamma = -0.95$, y potencial central V_0 negativo.

§5.4

Fig.5.13. Similar a la Fig.5.9 pero para *pitch* $\gamma = +0.95$, y potencial central V_0 negativo.

Fig.5.14. Diagramas de Poincaré para $\Phi_b = 0°$ del caso de la Fig.5.13 para potencial central creciente a un lado y otro de la resonancia 1/2.

Fig.5.15. Mapa angular (Φ_b, Θ_b) para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/2 del caso de la Fig.5.14.

Fig.5.16. Similar a la Fig.5.13 pero para *pitch* de signo opuesto, $\gamma = -0.90$, posición radial inicial algo más periférica ($s_0 = 0.75$) y potencial central V_0 positivo.

§6.1

Fig.6.1a. Dependencia con la distancia horizontal normalizada x de la relación de velocidades angulares de rotación poloidal y toroidal N (línea de puntos) y la semielongación radial ds/2 (línea continua) para la configuración 100_46 e iones H^+de 0.5 keV nacidos con ángulos del espacio real Φ= 0°, Θ= 0° y 180° y *pitch* γ = -0.99.

Fig.6.1b. Ampliación de la Fig.6.1a en la zona del valor RBO 2/5.

Fig.6.2. Diagramas de Poincaré para Φ = 0° del caso de la Fig.6.1b para posición inicial x (negativa) creciente, a un lado y otro de la resonancia 2/5. La parte superior de la Fig. muestra las superficies magnéticas de la configuración 100_46 para ese mismo angulo toroidal.

Fig.6.3. Mapa angular (Φ, Θ), en coordenadas del espacio real, para la trayectoria correspondiente a la resonancia 2/5 del caso de la Fig.6.2.

Fig.6.4. Similar a la Fig.6.1a mostrando la semielongación radial ds/2 (línea continua) y las excursiones radiales exterior (smax-s_0, línea de puntos) e interior (smin-s_0, línea de trazos).

§6.2

Fig.6.5. Similar a la Fig.6.1 para la configuración 100_00, posición angular inicial Φ= 0°, Θ= 0° y 180° y *pitch* γ = +0.99.

Fig.6.6. Diagramas de Poincaré para Φ = 0° del caso de la Fig.6.5b para posición inicial x (positiva) creciente, a un lado y otro de la resonancia 1/4.

Fig.6.7. Mapa angular (Φ, Θ), en coordenadas del espacio real, para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/4 del caso de la Fig.6.6.

Fig.6.8. Similar a la Fig.6.5a mostrando la semielongación radial ds/2 (línea continua) y las excursiones radiales exterior (smax-s_0, línea de puntos) e interior (smin-s_0, línea de trazos) para:

a) *pitch* positivo (γ = +0.99) (es el caso de las Figs. 6.5 a 6.7)
b) *pitch* negativo (γ = -0.99).

§6.3

Fig.6.9. Diagramas de Poincaré de las superficies magnéticas correspondientes a la configuración 100_22 para varios ángulos toroidales.

Fig.6.10. Similar a la Fig.6.1 para la configuración 100_22, posición angular inicial $\Phi = 0°$, $\Theta = 0°$ y 180° y *pitch* $\gamma = -0.99$.

Fig.6.11. Similar a la Fig.6.10a mostrando la semielongación radial ds/2 (línea continua) y las excursiones radiales exterior ($s_{max}-s_0$, línea de puntos) e interior ($s_{min}-s_0$, línea de trazos) para:
a) *pitch* negativo ($\gamma = -0.99$) (es el caso de las Figs. 6.10).
b) *pitch* positivo ($\gamma = +0.80$).

Fig.6.12. Diagramas de Poincaré para $\Phi = 0°$ para la trayectoria del caso de la Fig.6.10b para posición inicial x (negativa) creciente, a un lado y otro de la resonancia 1/3.

Fig.6.13. Mapa angular (Φ, Θ), en coordenadas del espacio real, para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/3 del caso de la Fig.6.12.

§6.4

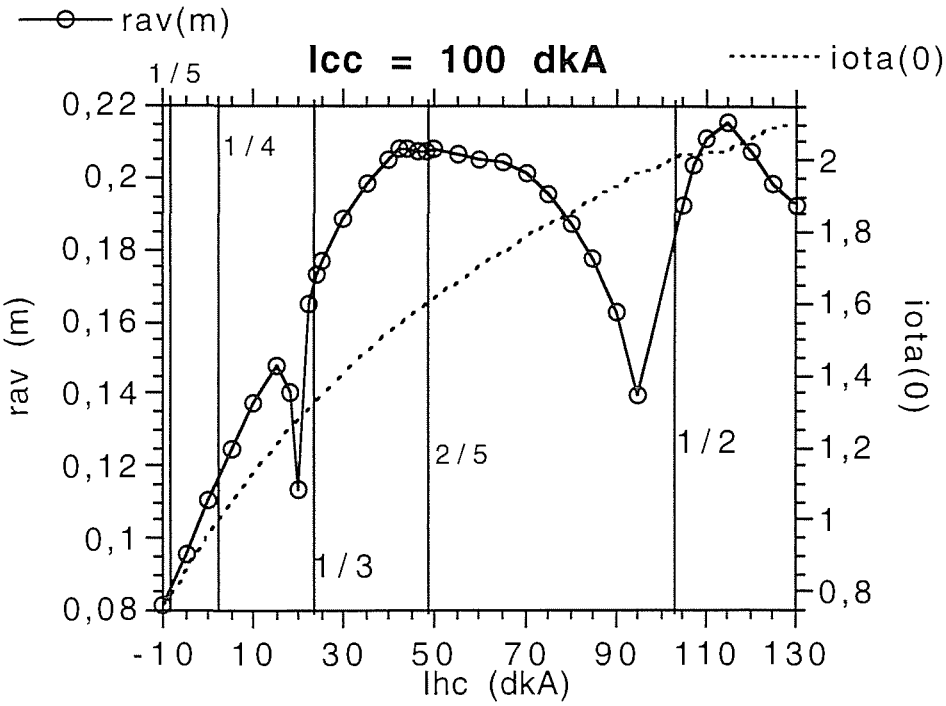
Fig.6.14. Diagramas de Poincaré de las superficies magnéticas correspondientes a la configuración 100_110 para varios ángulos toroidales.

Fig.6.15. Similar a la Fig.6.1a para la configuración 100_110, posición angular inicial $\Phi = 45°$, $\Theta = 0°$ y 180° y *pitch* $\gamma = -0.99$.

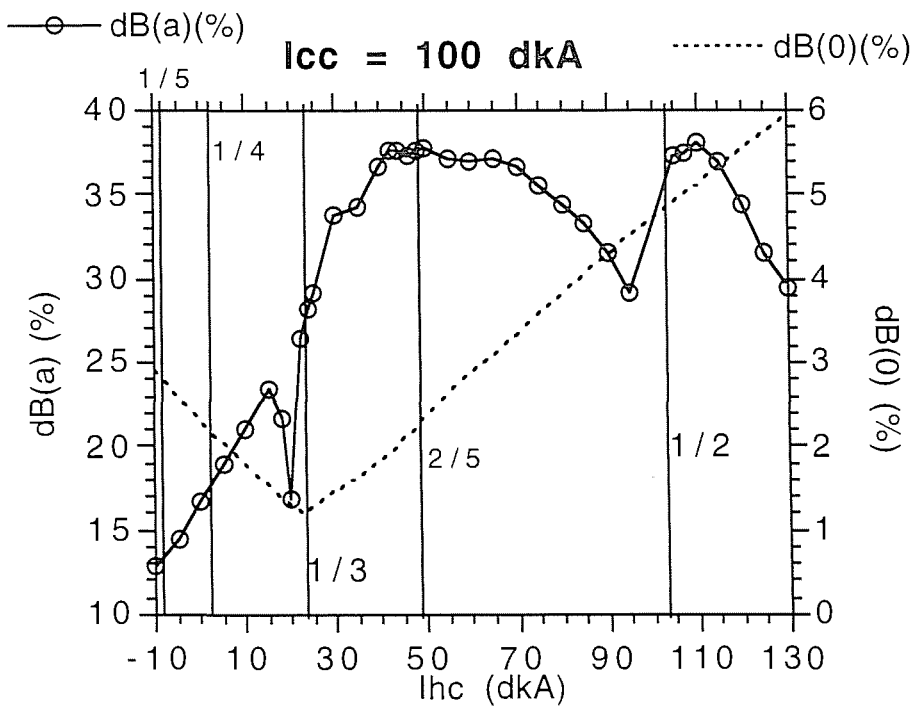
Fig.6.16. Similar a la Fig.6.15 mostrando la semielongación radial ds/2 (línea continua) y las excursiones radiales exterior ($s_{max}-s_0$, línea de puntos) e interior ($s_{min}-s_0$, línea de trazos) para:
a) *pitch* negativo ($\gamma = -0.99$) (es el caso de la Fig. 6.15)
b) *pitch* positivo ($\gamma = +0.99$).

Fig.6.17. Diagramas de Poincaré en $\Phi = 45°$ para la trayectoria del caso de la Fig.6.15 para posición inicial x (positiva) creciente, a un lado y otro de la resonancia 1/2.

Fig.6.18. Mapa angular (Φ, Θ), en coordenadas del espacio real, para la trayectoria correspondiente a la resonancia 1/2 del caso de la Fig.6.17.

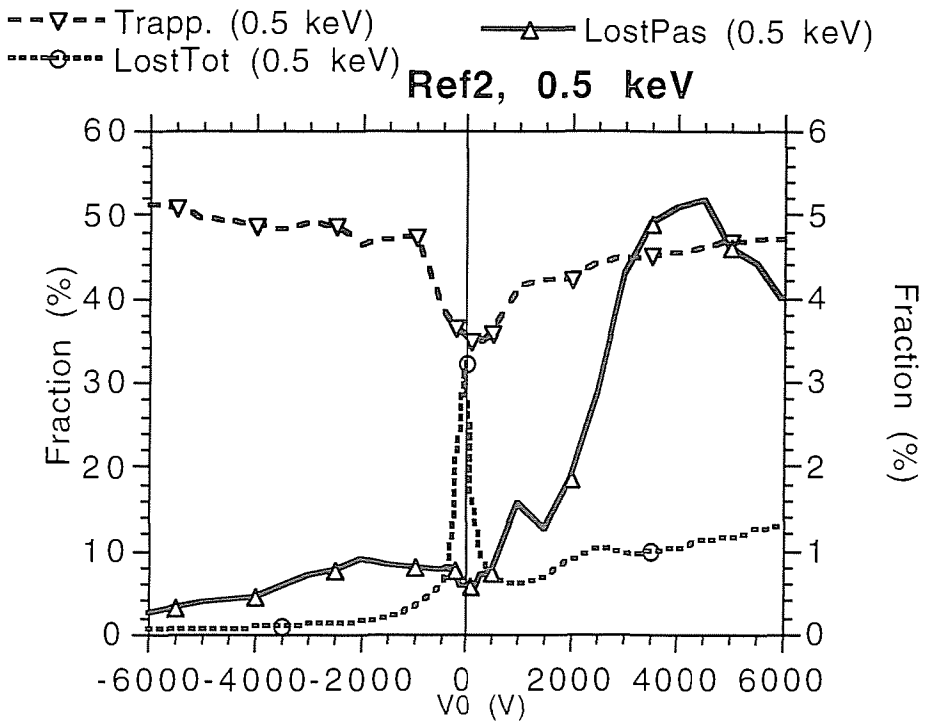

rav(m)
Icc = 100 dkA
iota(0)
1/5
1/4
1/3
2/5
1/2
rav (m)
iota(0)
Ihc (dkA)

(a)

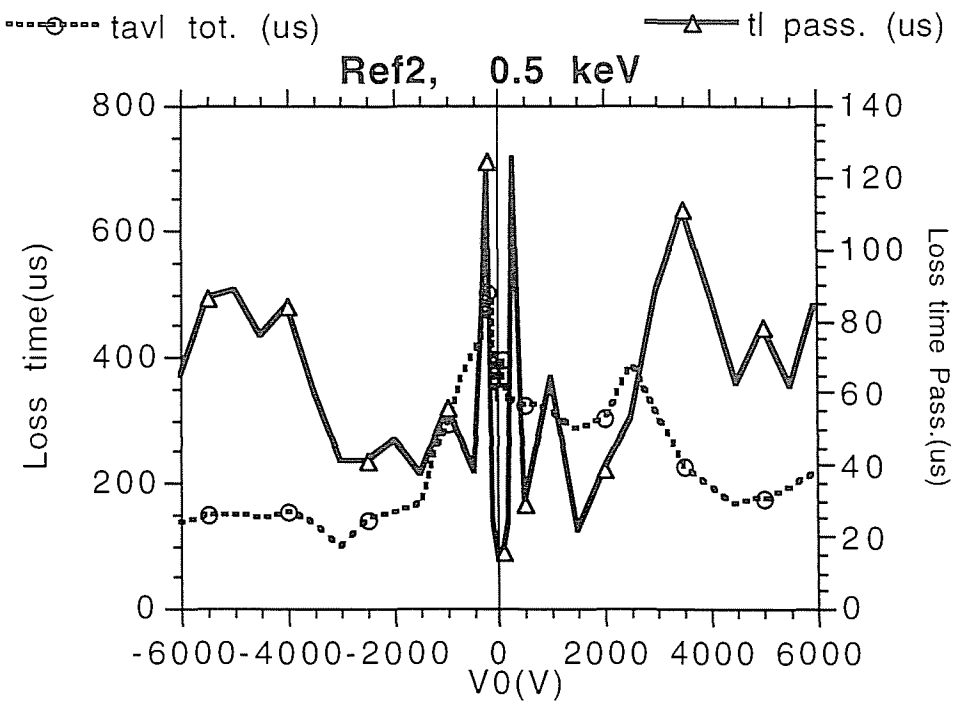

dB(a)(%)
Icc = 100 dkA
dB(0)(%)
1/5
1/4
1/3
2/5
1/2
dB(a) (%)
dB(0) (%)
Ihc (dkA)

(b)

Fig.1.1

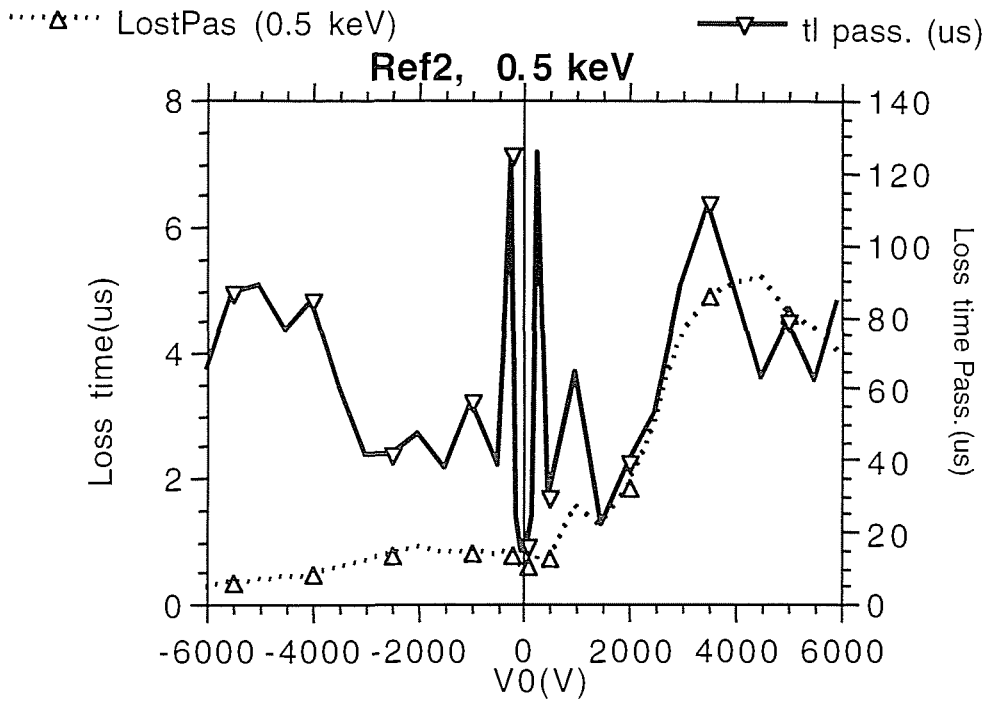

Trapp. (0.5 keV)
LostPas (0.5 keV)
LostTot (0.5 keV)
Ref2, 0.5 keV
Fraction (%)
Fraction (%)
V0 (V)
-6000-4000-2000 0 2000 4000 6000
0 10 20 30 40 50 60
0 1 2 3 4 5 6

(a)

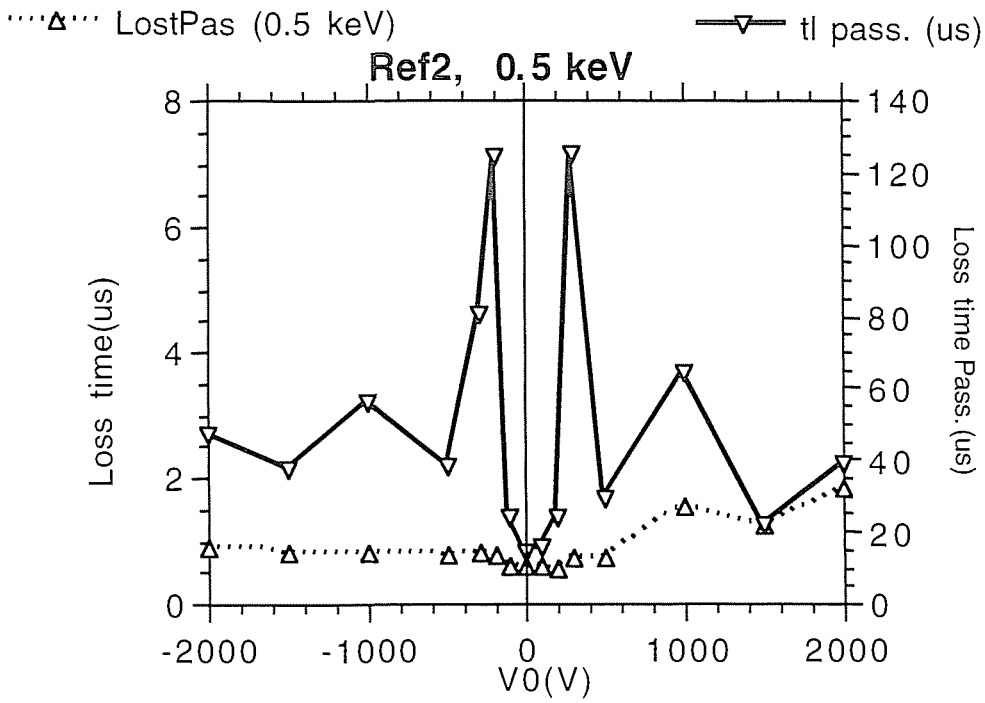

tavl tot. (us)
tl pass. (us)
Ref2, 0.5 keV
Loss time(us)
Loss time Pass.(us)
V0(V)
-6000-4000-2000 0 2000 4000 6000
0 200 400 600 800
0 20 40 60 80 100 120 140

(b)

Fig.2.1

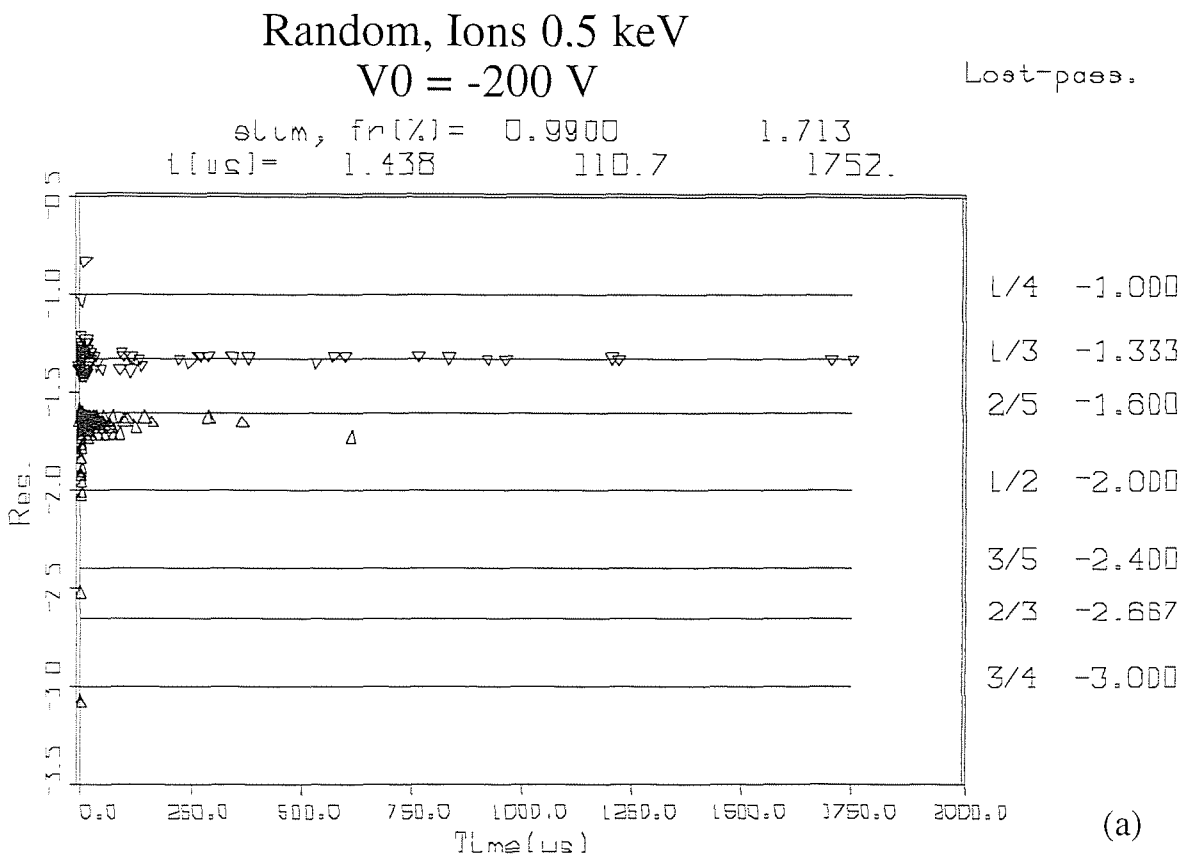

LostPas (0.5 keV)
tl pass. (us)
Ref2, 0.5 keV
Loss time(us)
Loss time Pass. (us)
V0(V)
8
6
4
2
0
140
120
100
80
60
40
20
0
-6000 -4000 -2000 0 2000 4000 6000

(a)

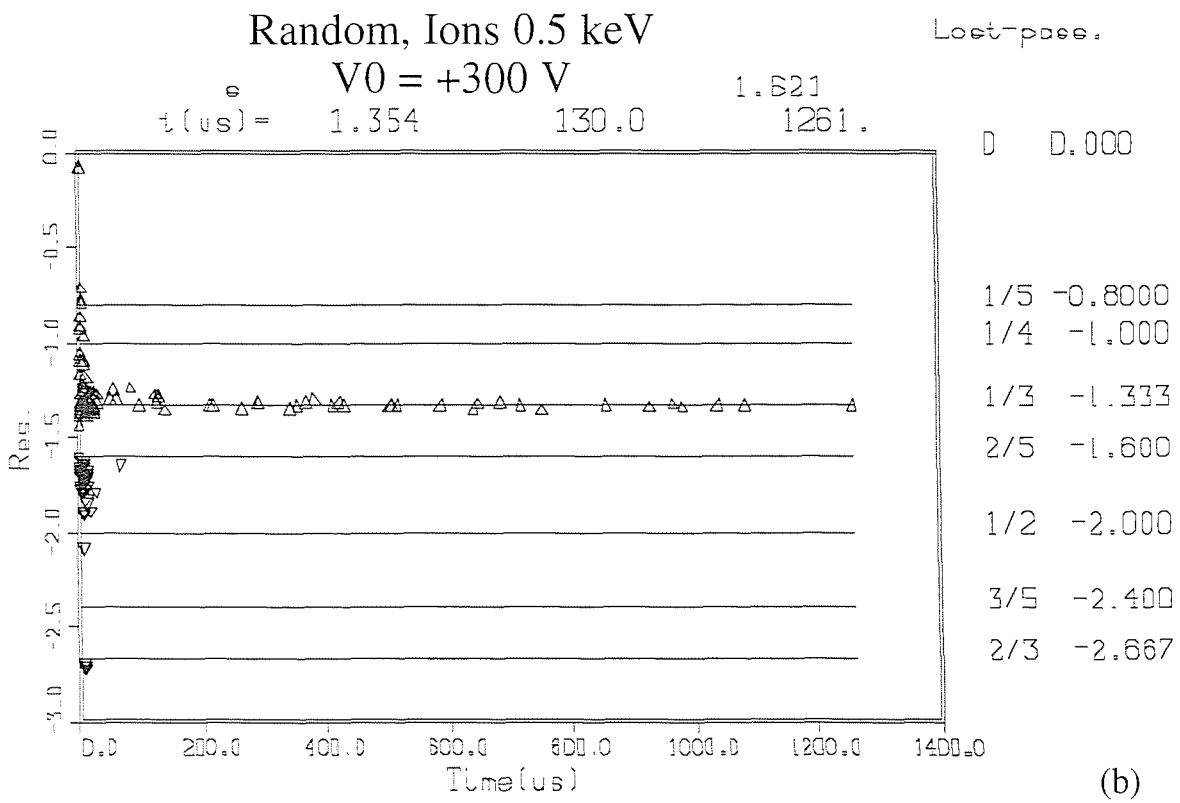

LostPas (0.5 keV)
tl pass. (us)
Ref2, 0.5 keV
Loss time(us)
Loss time Pass. (us)
V0(V)
8
6
4
2
0
140
120
100
80
60
40
20
0
-2000 -1000 0 1000 2000

(b)

Fig.2.2

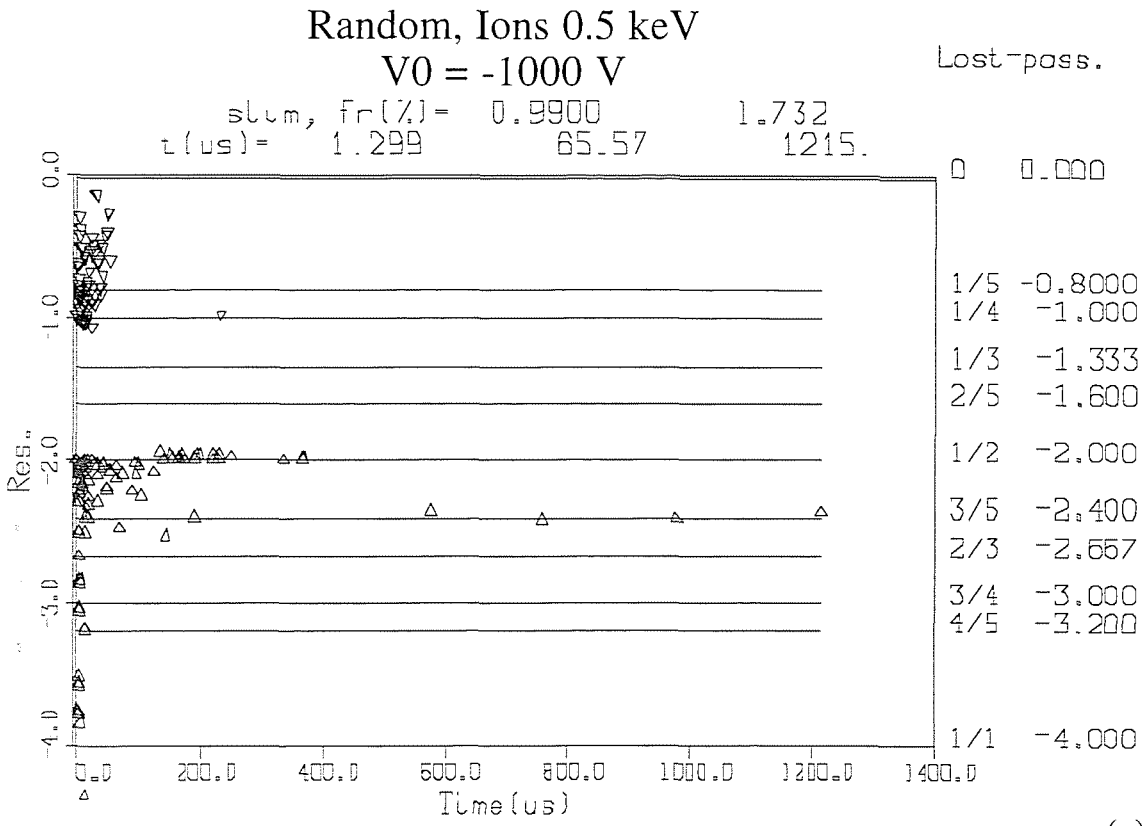

Random, Ions 0.5 keV
V0 = -200 V
Lost-pass.
slum, fr[%]= 0.9900 1.713
t[us]= 1.438 110.7 1752.
1/4 -1.000
1/3 -1.333
2/5 -1.600
1/2 -2.000
3/5 -2.400
2/3 -2.667
3/4 -3.000
Res.
Time(us)

(a)

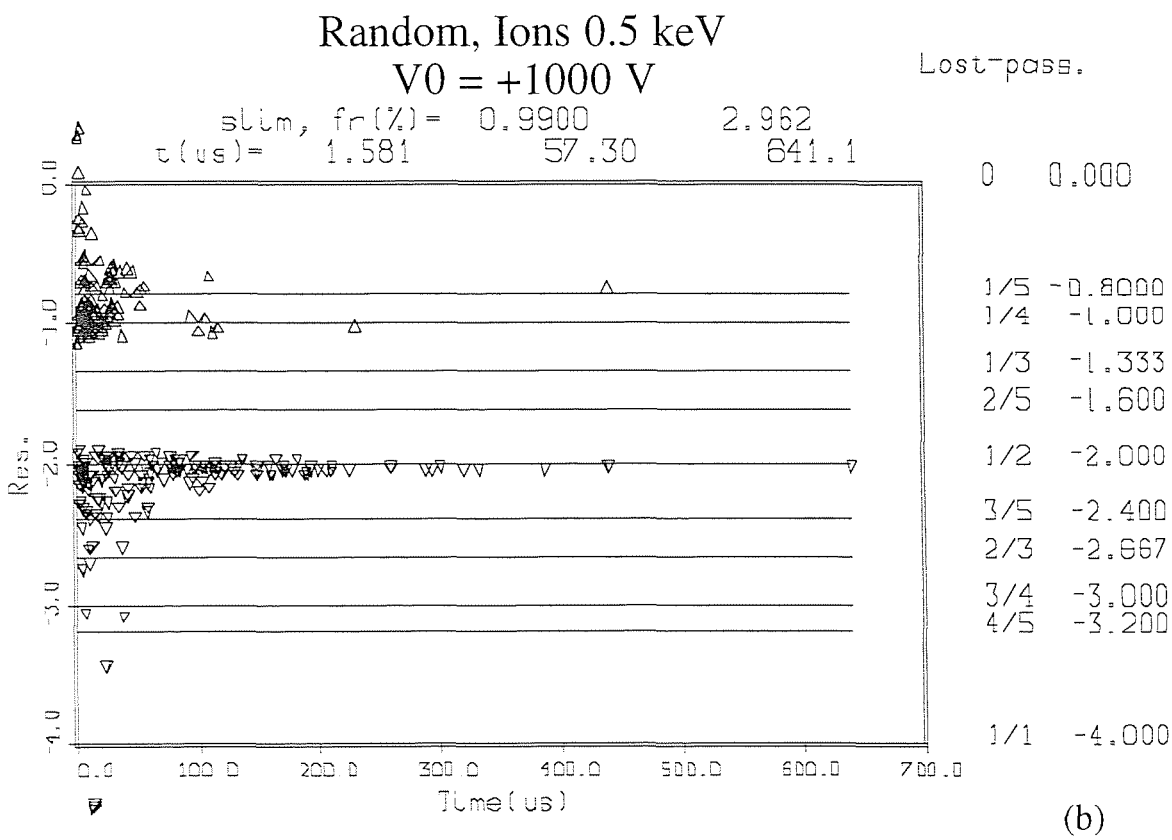

Random, Ions 0.5 keV
V0 = +300 V
Lost-pass.
1.621
t(us)= 1.354 130.0 1261.
0 0.000
1/5 -0.8000
1/4 -1.000
1/3 -1.333
2/5 -1.600
1/2 -2.000
3/5 -2.400
2/3 -2.667
Res.
Time(us)

(b)

Fig.2.3

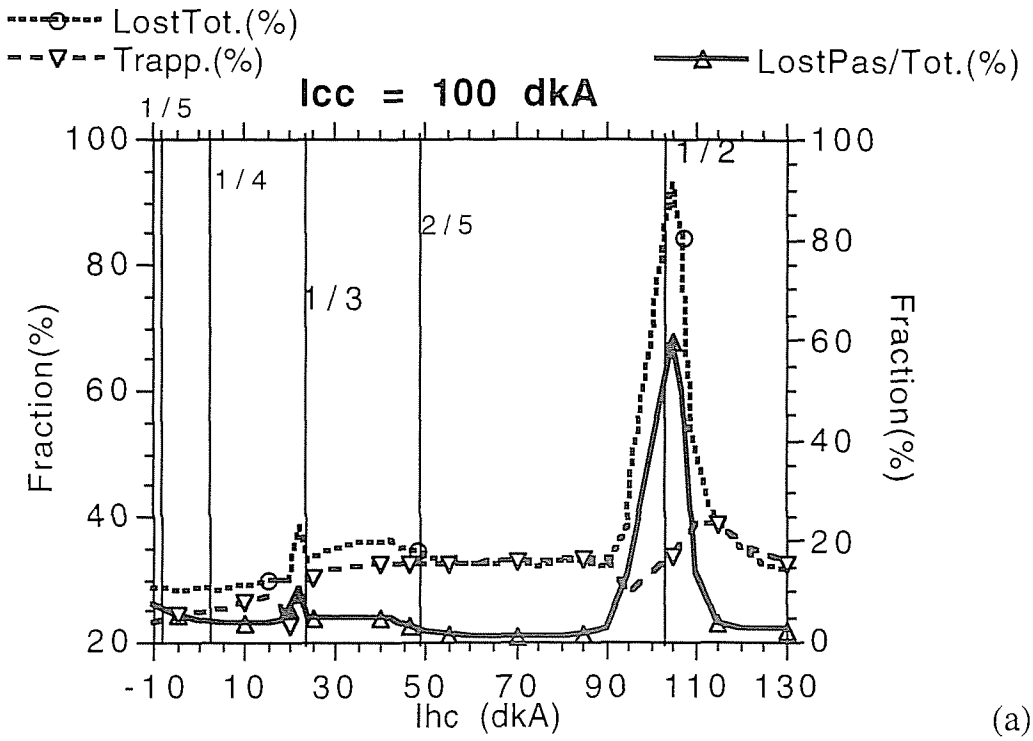

Random, Ions 0.5 keV
V0 = -1000 V
Lost-pass.
slim, fr(%)= 0.9900 1.732
t(us)= 1.299 65.57 1215.
0 0.000
1/5 -0.8000
1/4 -1.000
1/3 -1.333
2/5 -1.600
1/2 -2.000
3/5 -2.400
2/3 -2.667
3/4 -3.000
4/5 -3.200
1/1 -4.000
Res.
0.0
-1.0
-2.0
-3.0
-4.0
0.0
200.0
400.0
600.0
800.0
1000.0
1200.0
1400.0
Time(us)

(a)

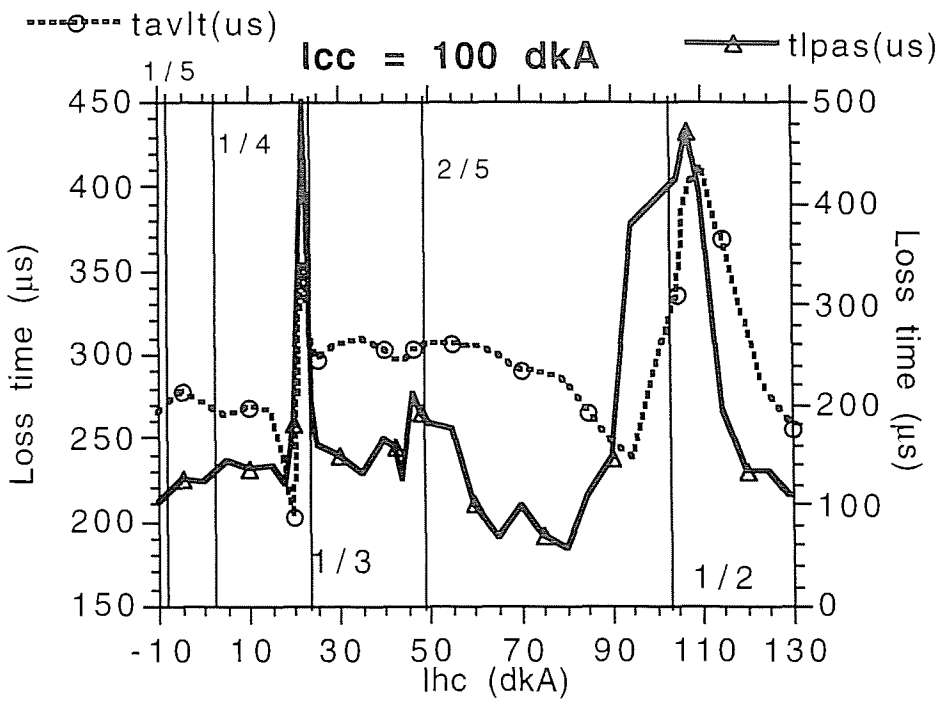

Random, Ions 0.5 keV
V0 = +1000 V
Lost-pass.
slim, fr(%)= 0.9900 2.962
t(us)= 1.581 57.30 641.1
0 0.000
1/5 -0.8000
1/4 -1.000
1/3 -1.333
2/5 -1.600
1/2 -2.000
3/5 -2.400
2/3 -2.667
3/4 -3.000
4/5 -3.200
1/1 -4.000
Res.
0.0
-1.0
-2.0
-3.0
-4.0
0.0
100.0
200.0
300.0
400.0
500.0
600.0
700.0
Time(us)

(b)

Fig.2.4

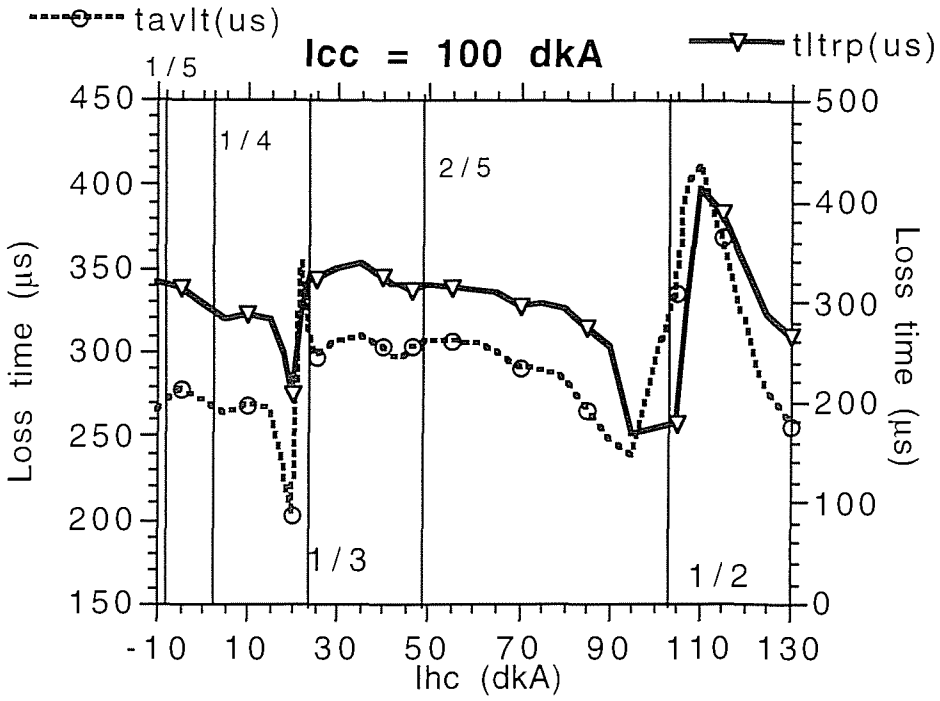

LostTot.(%)
Trapp.(%)
LostPas/Tot.(%)
Icc = 100 dkA
1/5
1/4
1/3
2/5
1/2
Fraction(%)
Fraction(%)
Ihc (dkA)

(a)

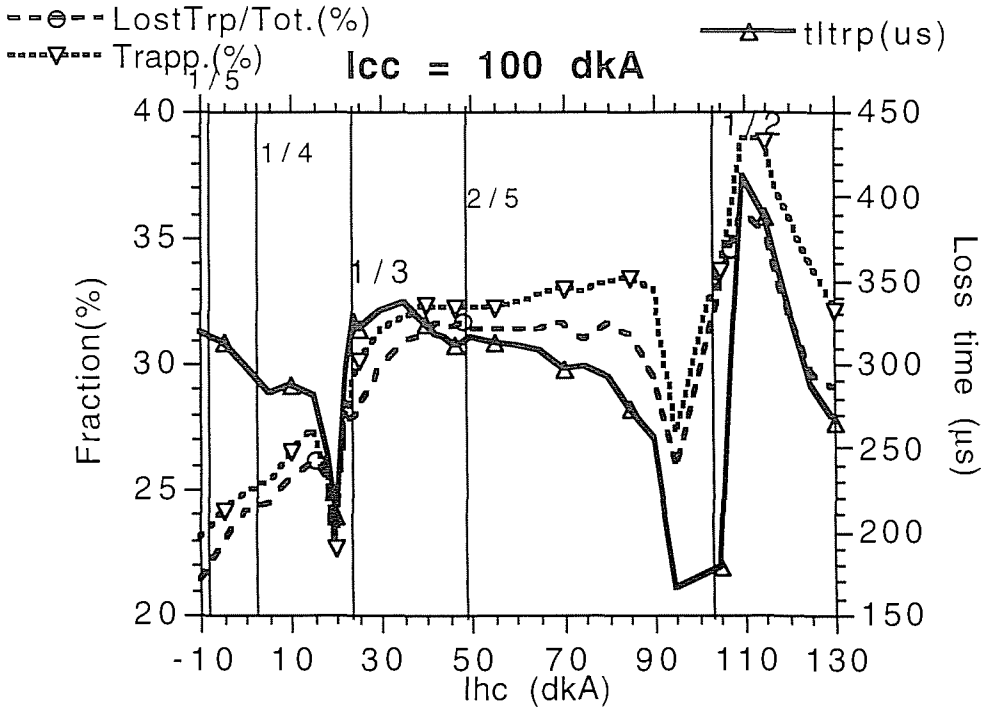

tavlt(us)
Icc = 100 dkA
tlpas(us)
1/5
1/4
1/3
2/5
1/2
Loss time (µs)
Loss time (µs)
Ihc (dkA)

(b)

Fig.2.5

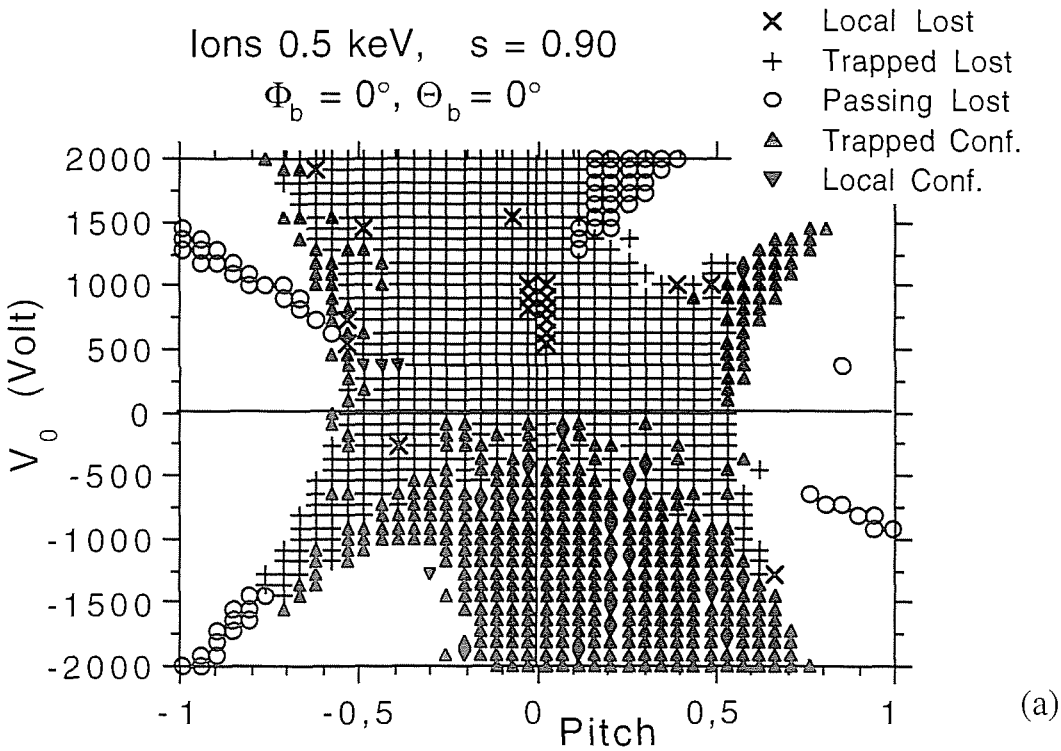

tavlt(us)
Icc = 100 dkA
tltrp(us)
1/5
1/4
2/5
1/3
1/2
Loss time (µs)
Loss time (µs)
Ihc (dkA)

(a)

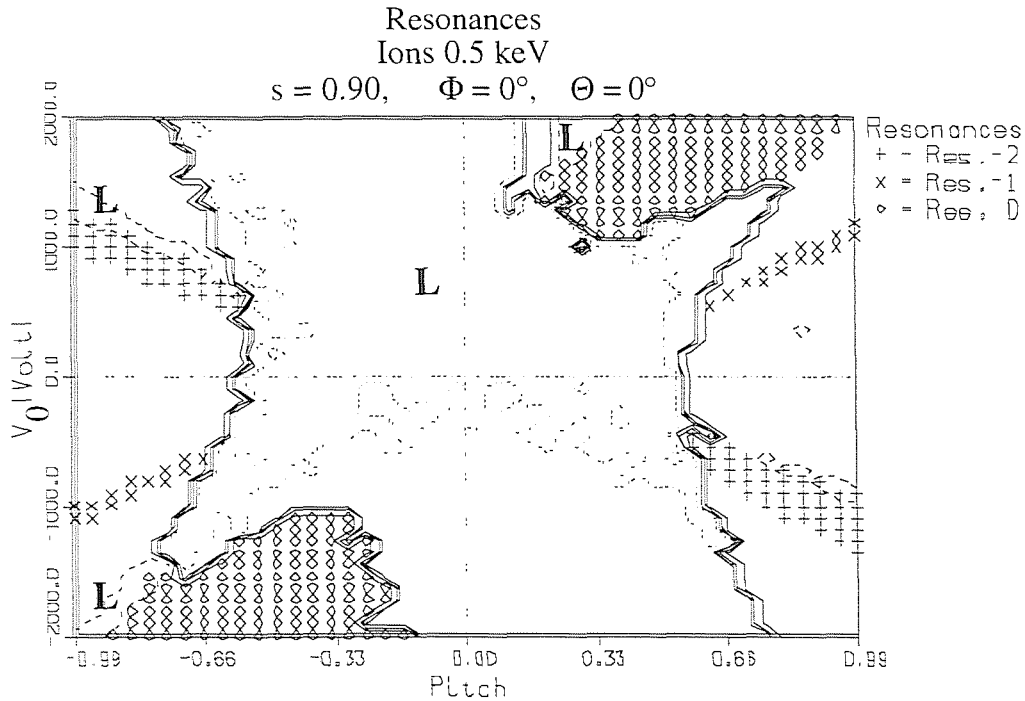

LostTrp/Tot.(%)
Trapp.(%)
Icc = 100 dkA
tltrp(us)
1/5
1/4
2/5
1/3
1/2
Fraction(%)
Loss time (µs)
Ihc (dkA)

(b)

Fig.2.6

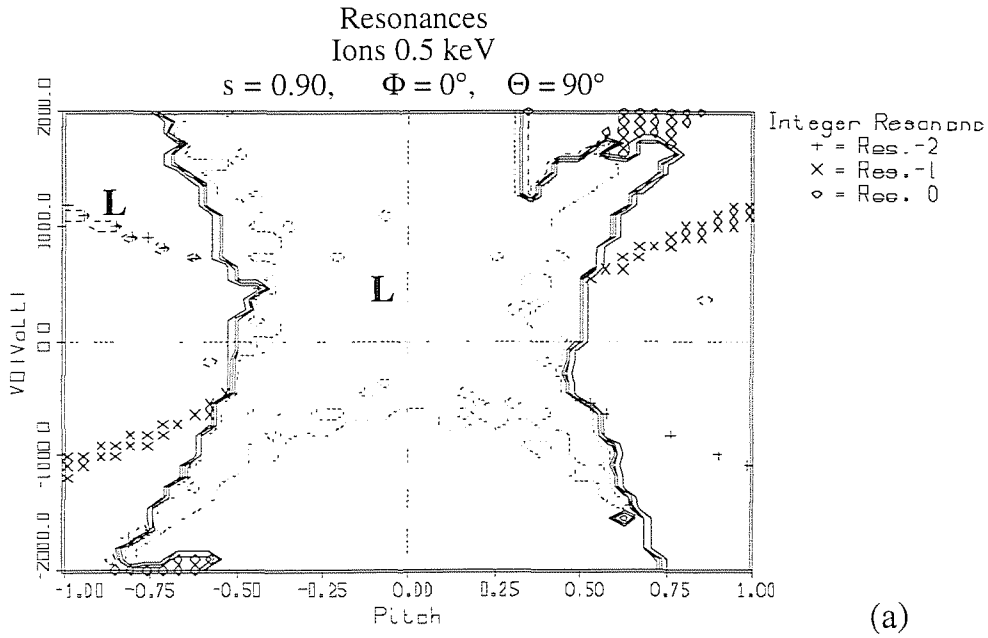

Ions 0.5 keV, s = 0.90
Φ_b = 0°, Θ_b = 0°
Local Lost
Trapped Lost
Passing Lost
Trapped Conf.
Local Conf.
V_0 (Volt)
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
-2000
-1
-0,5
0
0,5
1
Pitch

(a)

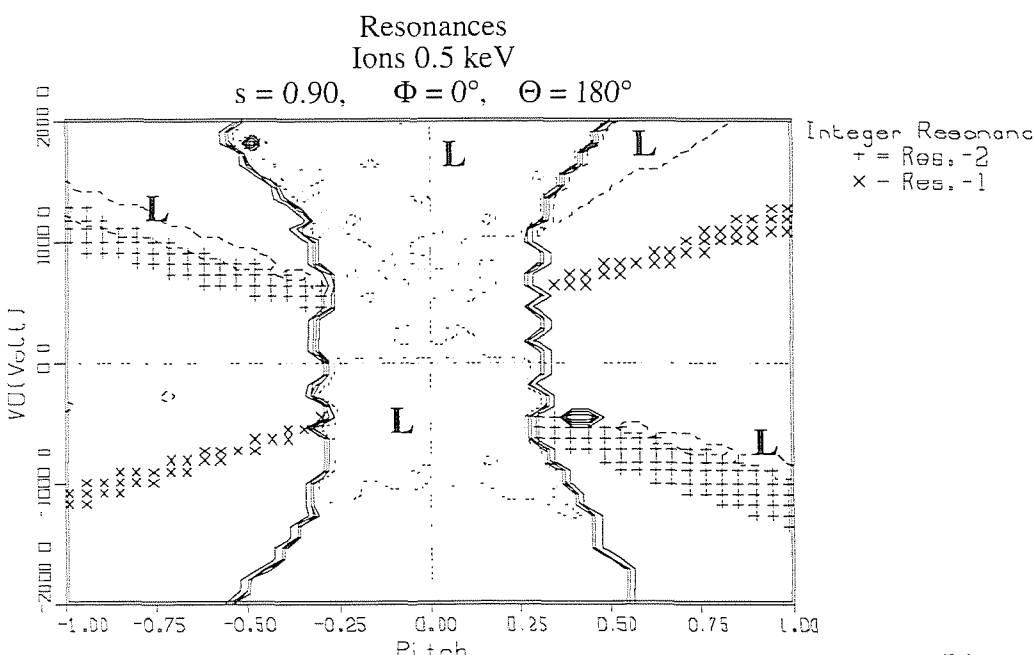

Resonances
Ions 0.5 keV
s = 0.90, Φ = 0°, Θ = 0°
Resonances
+ - Res.-2
x = Res.-1
◇ = Res. 0
L
L
L
L
V_0 (Volt)
2000.0
1000.0
0.0
-1000.0
-2000.0
-0.99
-0.66
-0.33
0.00
0.33
0.66
0.99
Pitch

(b)

Fig.3.1

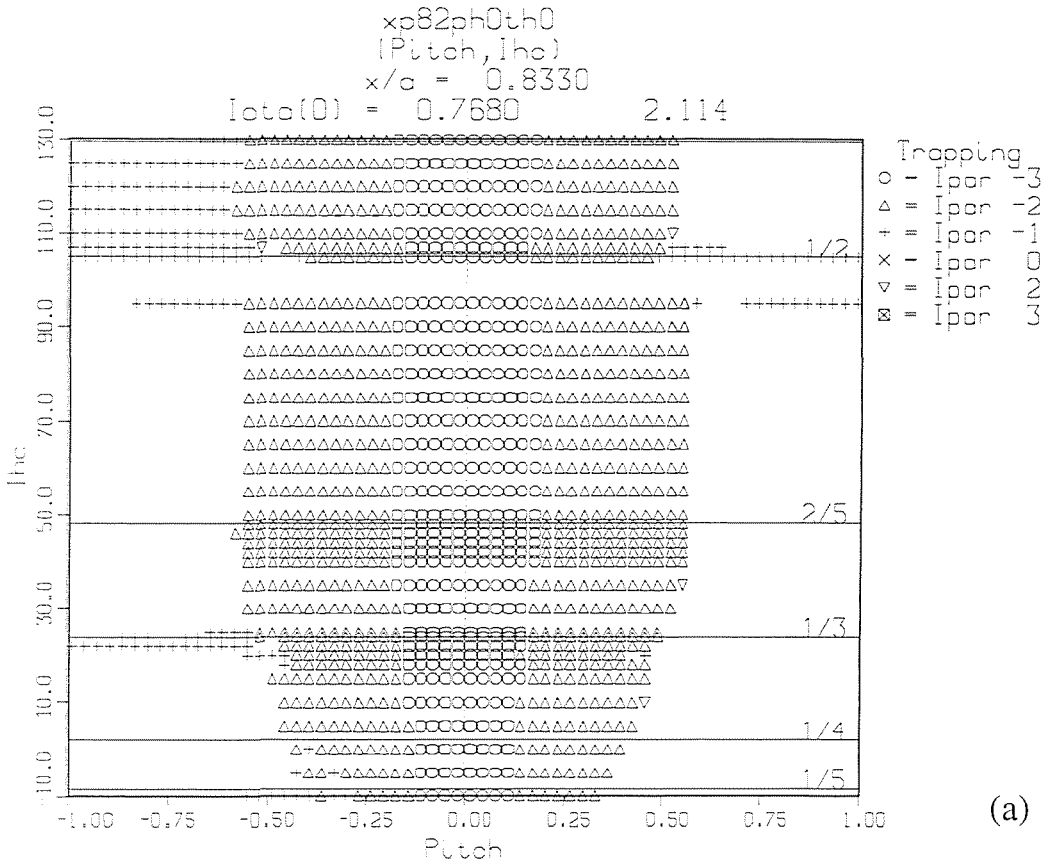

Resonances
Ions 0.5 keV
s = 0.90, Φ = 0°, Θ = 90°
Integer Resonanc
+ = Res.-2
× = Res.-1
○ = Res. 0
L
L
VO (Volt)
2000.0
1000.0
0.0
-1000.0
-2000.0
-1.00
-0.75
-0.50
-0.25
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
Pitch

(a)

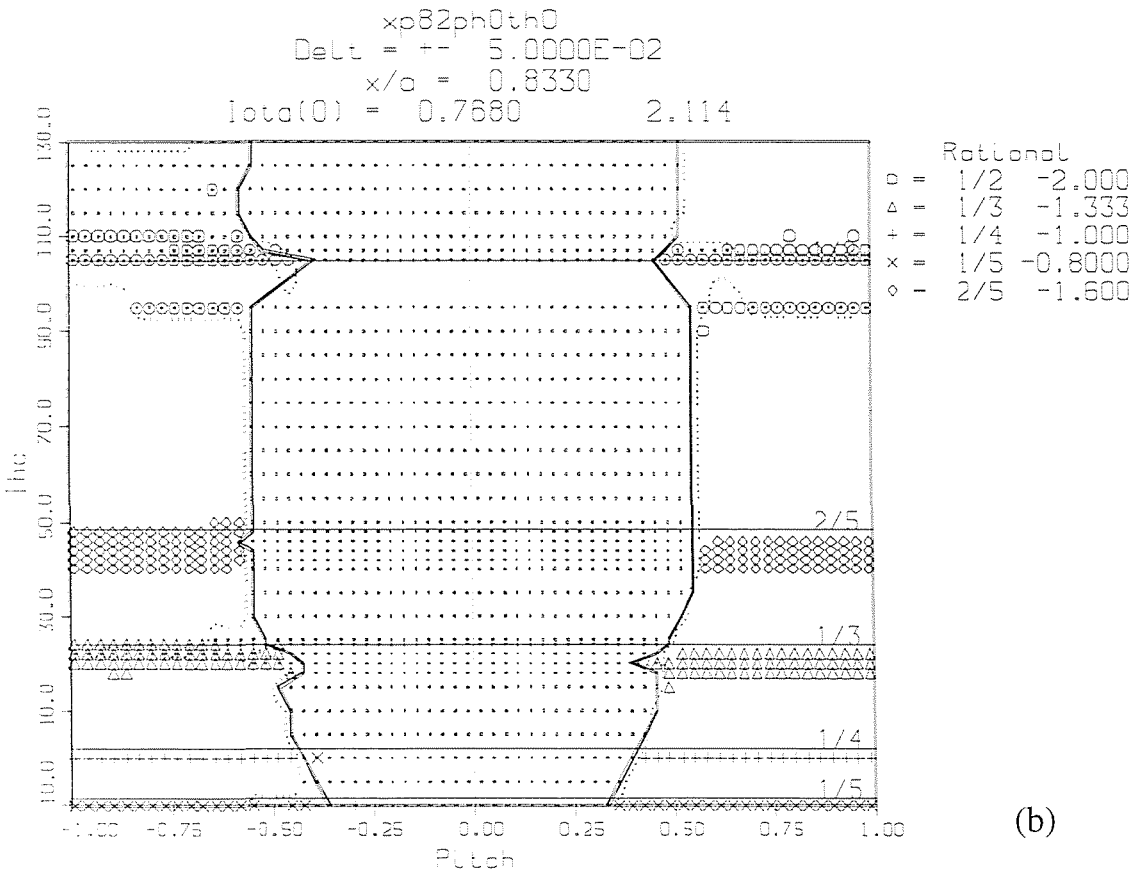

Resonances
Ions 0.5 keV
s = 0.90, Φ = 0°, Θ = 180°
Integer Resonanc
+ = Res.-2
× - Res.-1
L
L
L
L
L
VO (Volt)
2000.0
1000.0
0.0
-1000.0
-2000.0
-1.00
-0.75
-0.50
-0.25
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
Pitch

(b)

Fig.3.2

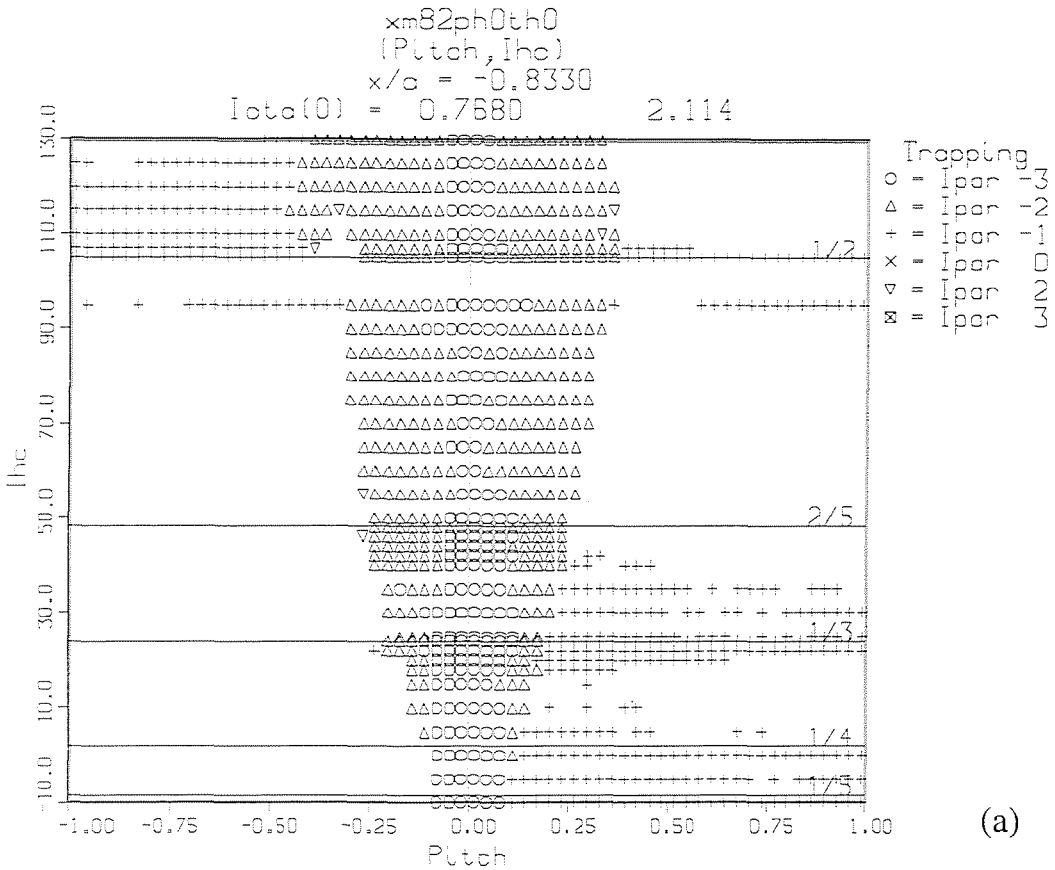

xp82ph0th0
(Pitch,Ihc)
x/a = 0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Trapping
○ - Ipar -3
△ = Ipar -2
+ = Ipar -1
× - Ipar 0
▽ = Ipar 2
⊠ = Ipar 3
1/2
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch

(a)

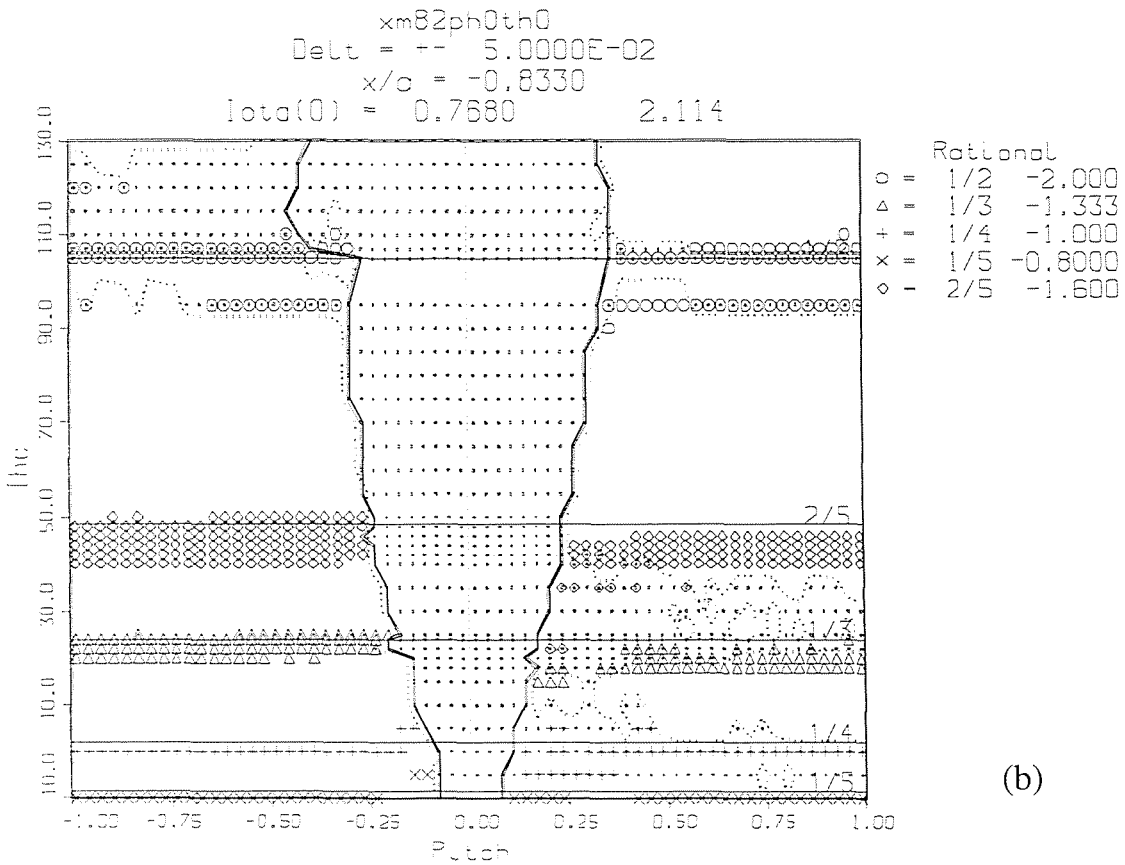

xp82ph0th0
Delt = -- 5.0000E-02
x/a = 0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Rational
□ = 1/2 -2.000
△ = 1/3 -1.333
+ = 1/4 -1.000
× = 1/5 -0.8000
◇ - 2/5 -1.600
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch

(b)

Fig.3.3

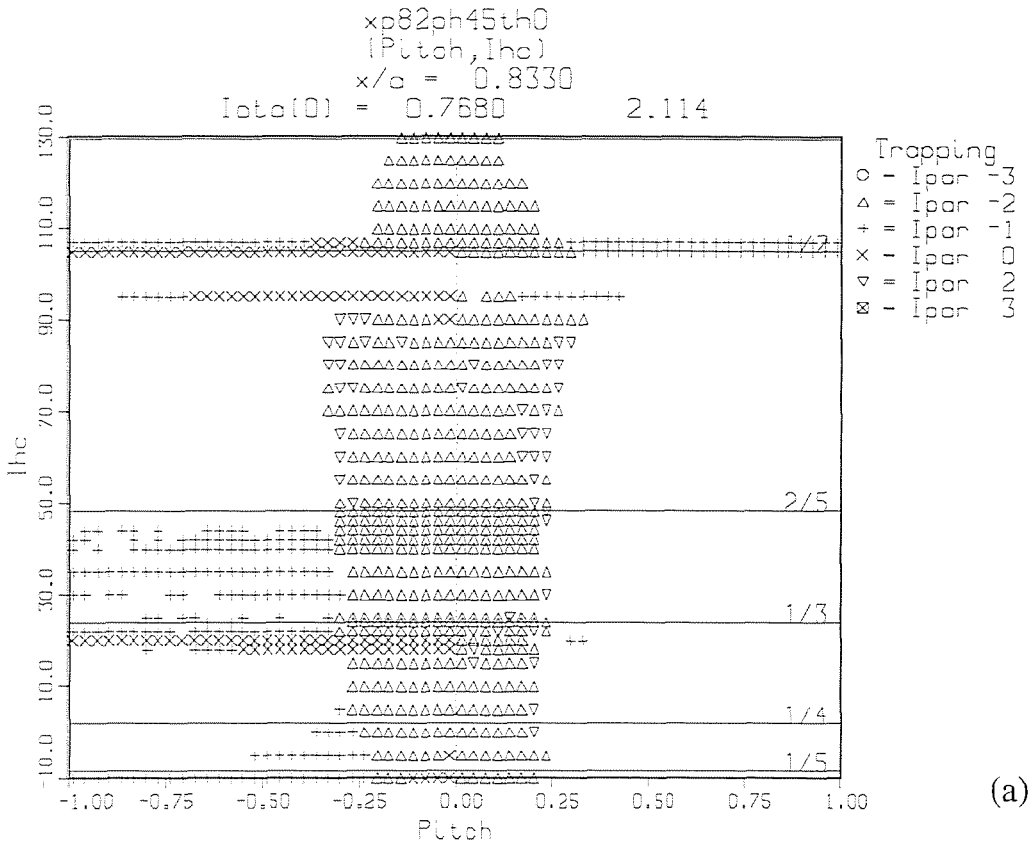

xm82ph0th0
(Pitch,Ihc)
x/a = -0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Trapping
o = Ipar -3
Δ = Ipar -2
+ = Ipar -1
× = Ipar 0
∇ = Ipar 2
⊠ = Ipar 3
1/2
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch

(a)

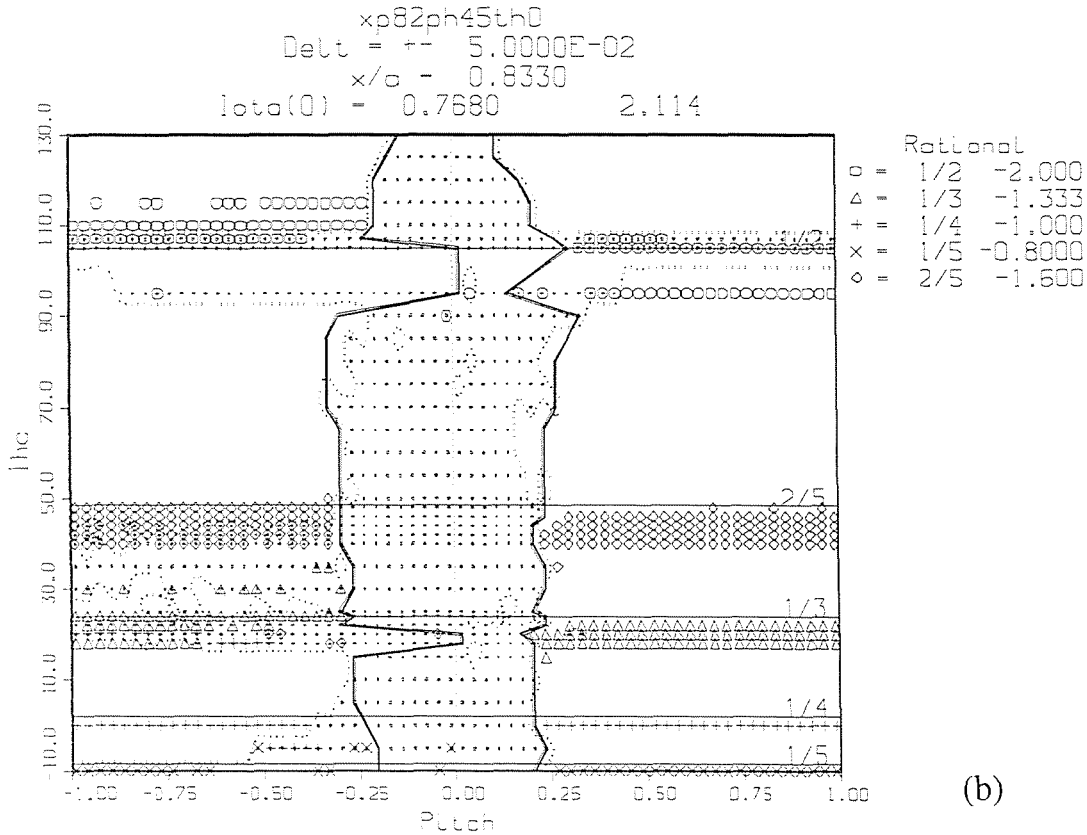

xm82ph0th0
Delt = -- 5.0000E-02
x/a = -0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Rational
o = 1/2 -2.000
Δ = 1/3 -1.333
+ = 1/4 -1.000
× = 1/5 -0.8000
◇ - 2/5 -1.600
1/2
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch

(b)

Fig.3.4

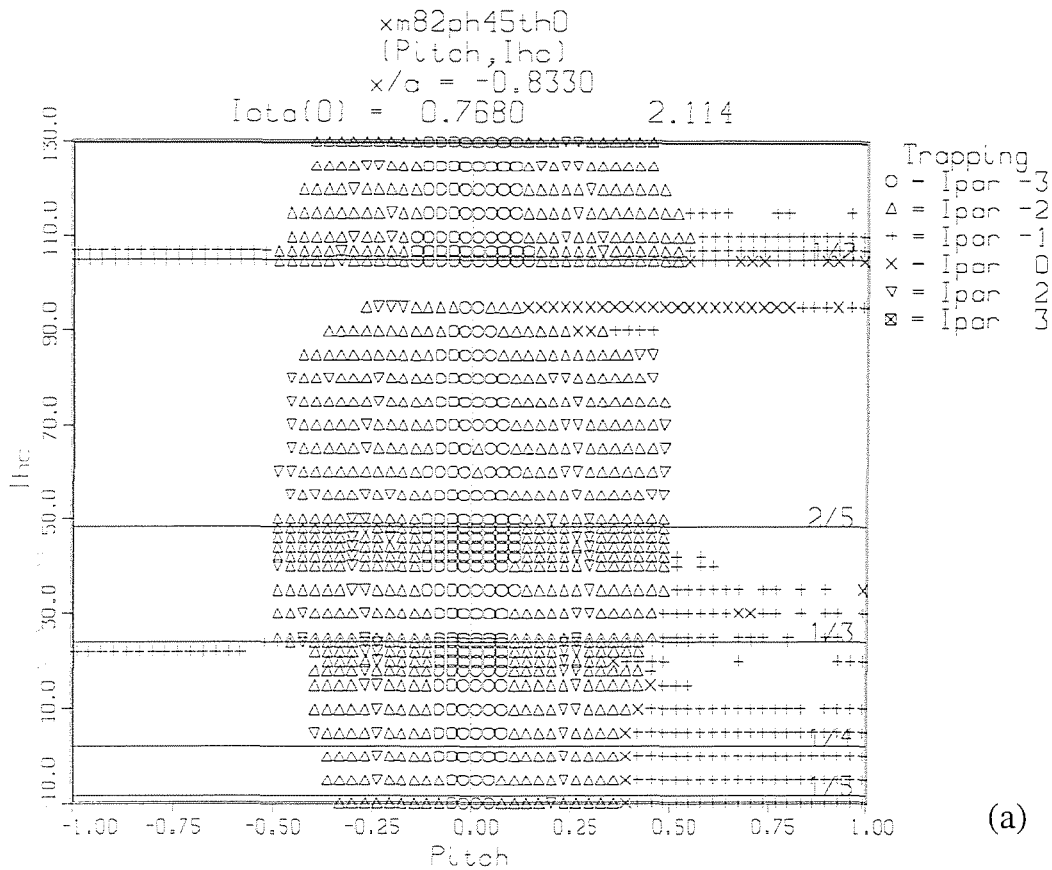

xp82ph45th0
(Pitch, Ihc)
x/a = 0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Trapping
○ - Ipar -3
△ = Ipar -2
+ = Ipar -1
× - Ipar 0
▽ = Ipar 2
⊠ - Ipar 3
1/2
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch
-1.00 -0.75 -0.50 -0.25 0.00 0.25 0.50 0.75 1.00
-10.0 10.0 30.0 50.0 70.0 90.0 110.0 130.0

(a)


xp82ph45th0
Delt = +- 5.0000E-02
x/a - 0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Rational
○ = 1/2 -2.000
△ = 1/3 -1.333
+ = 1/4 -1.000
× = 1/5 -0.8000
◇ = 2/5 -1.600
1/2
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch
-1.00 -0.75 -0.50 -0.25 0.00 0.25 0.50 0.75 1.00
-10.0 10.0 30.0 50.0 70.0 90.0 110.0 130.0

(b)

Fig.3.5


xm82ph45th0
(Pitch,Ihc)
x/a = -0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Trapping
o - Ipar -3
Δ = Ipar -2
+ = Ipar -1
x - Ipar 0
∇ = Ipar 2
⊠ = Ipar 3
1/3
2/5
1/4
1/5
Ihc
Pitch
(a)

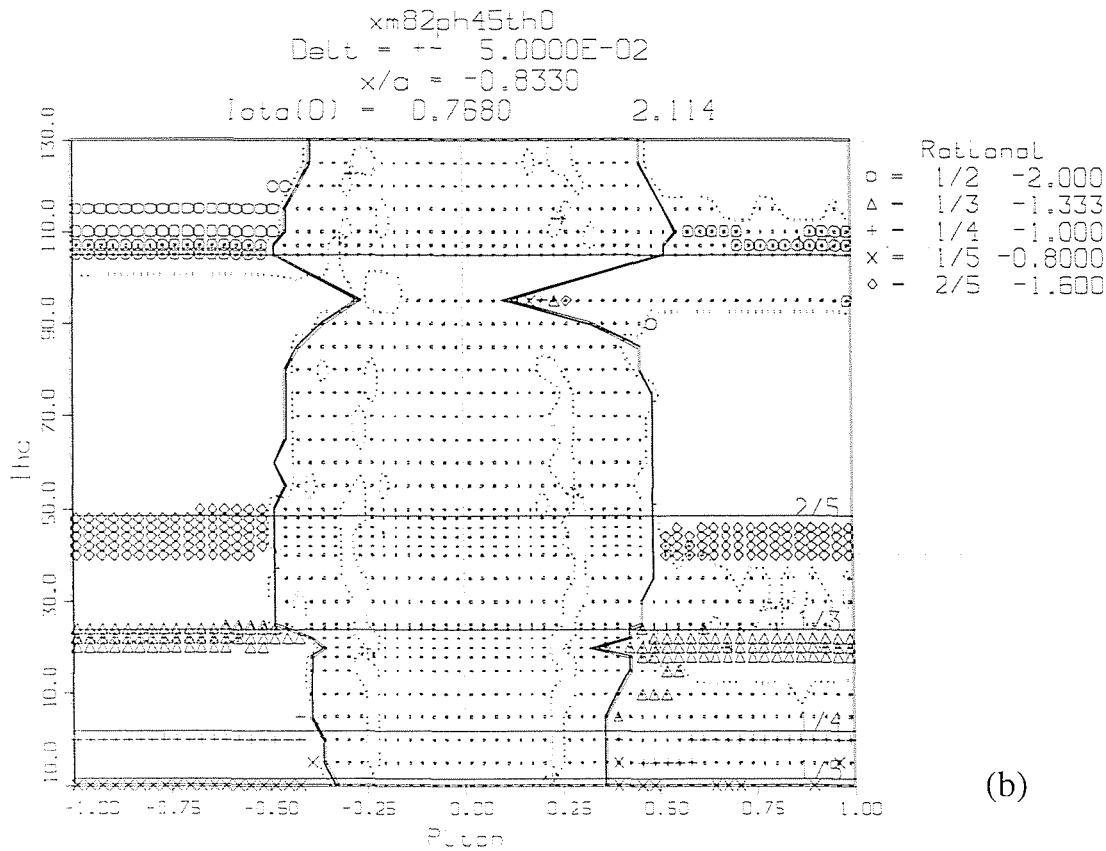

xm82ph45th0
Delt = +- 5.0000E-02
x/a = -0.8330
Iota(0) = 0.7680 2.114
Rational
o = 1/2 -2.000
Δ - 1/3 -1.333
+ - 1/4 -1.000
x = 1/5 -0.8000
◇ - 2/5 -1.600
2/5
1/3
1/4
1/5
Ihc
Pitch
(b)

Fig.3.6

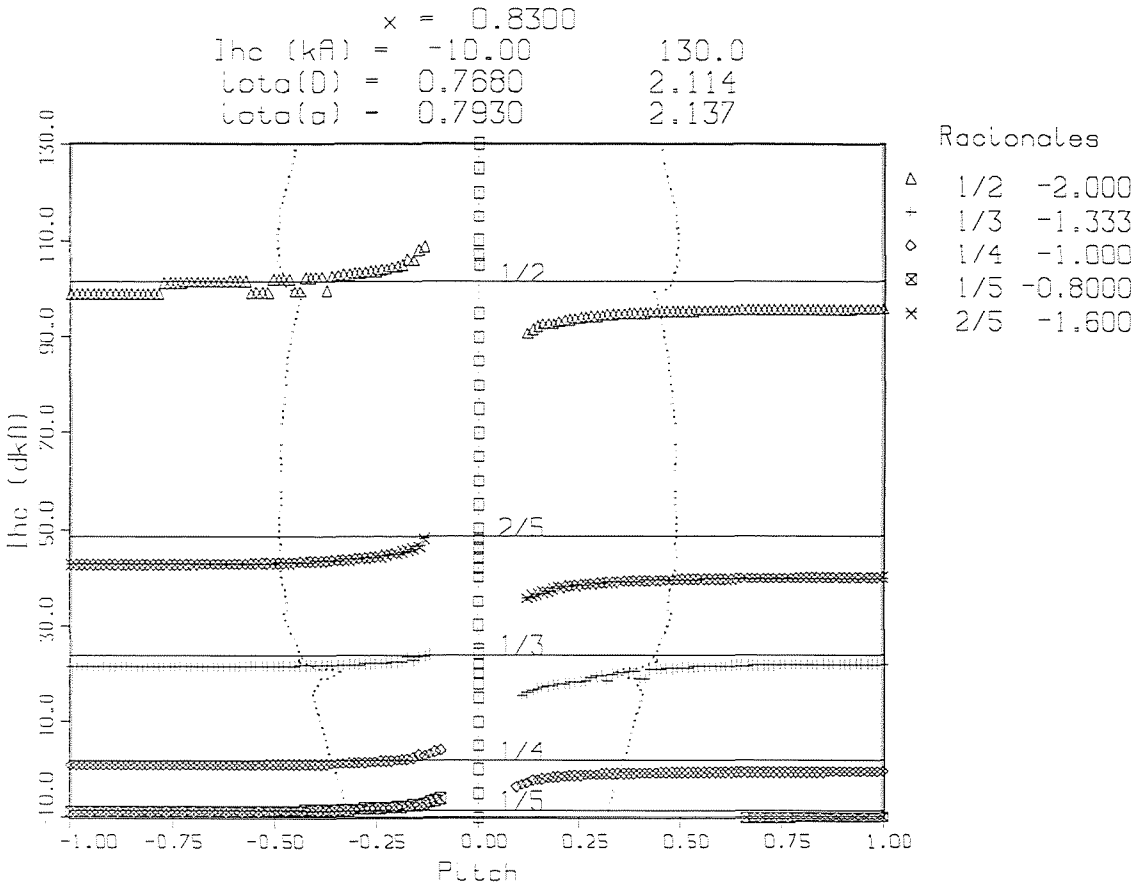
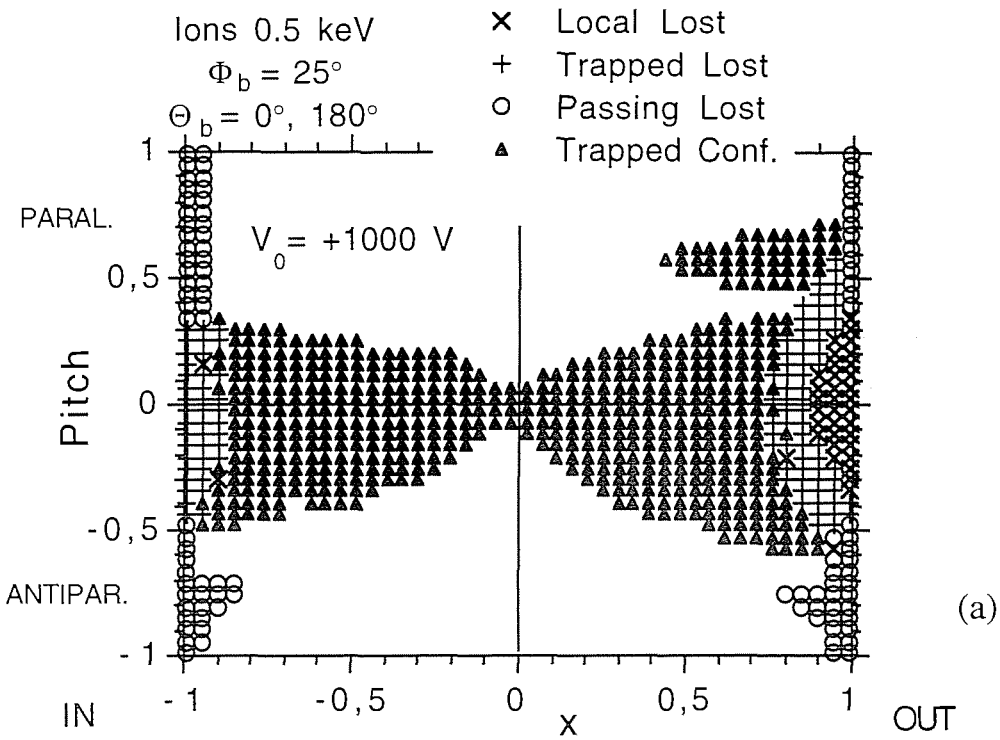

x = 0.8300
Ihc (kA) = -10.00 130.0
Iota(0) = 0.7680 2.114
Iota(a) = 0.7930 2.137
Rationales
1/2 -2.000
1/3 -1.333
1/4 -1.000
1/5 -0.8000
2/5 -1.600
Ihc (dkA)
Pitch

Fig.3.7


Ions 0.5 keV
Φb = 25°
Θb = 0°, 180°
× Local Lost
+ Trapped Lost
o Passing Lost
▲ Trapped Conf.
V0 = +1000 V
PARAL.
ANTIPAR.
Pitch
IN
OUT
x
(a)

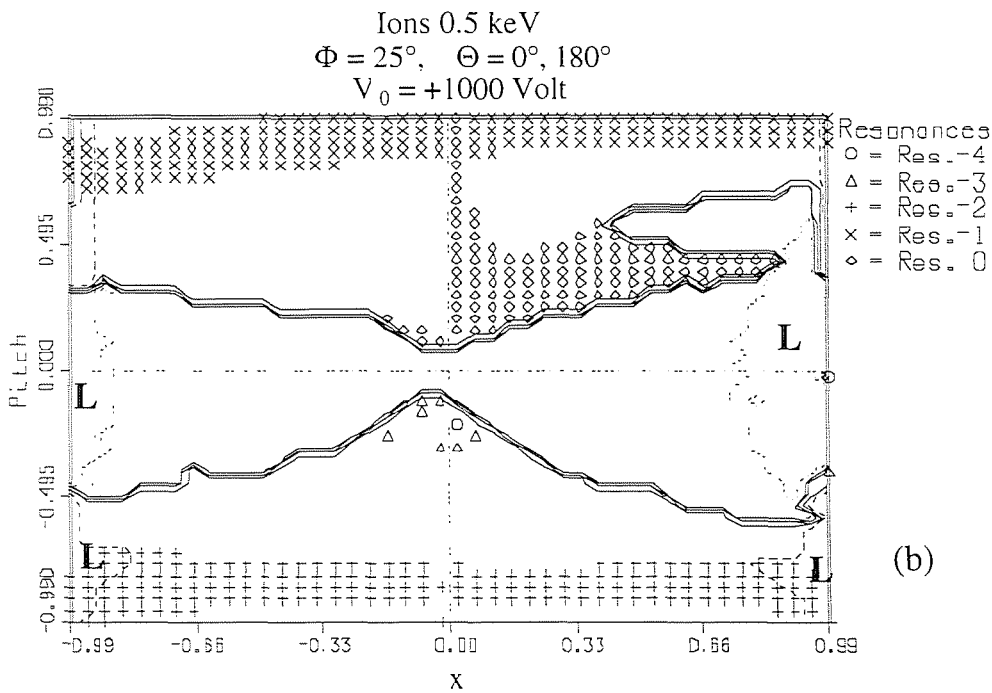
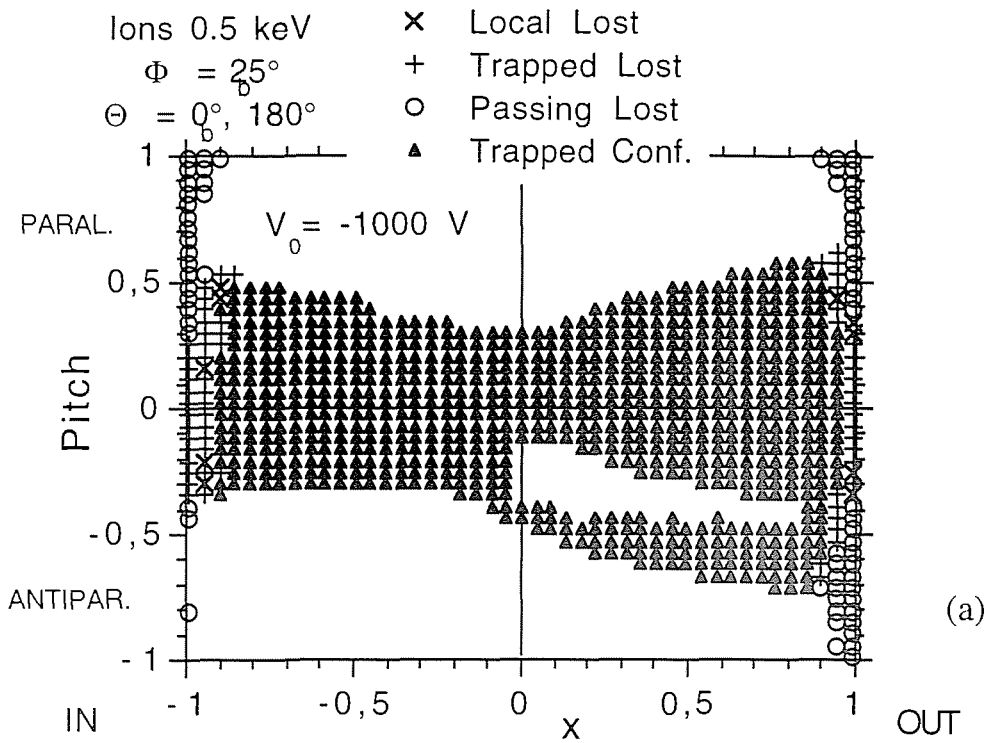

Ions 0.5 keV
Φ = 25°, Θ = 0°, 180°
V0 = +1000 Volt
Resonances
o = Res.-4
Δ = Res.-3
+ = Res.-2
× = Res.-1
◇ = Res. 0
L
Pitch
x
(b)

Fig.4.1


Ions 0.5 keV
Φ = 25°
Θ = 0°, 180°
Local Lost
Trapped Lost
Passing Lost
Trapped Conf.
PARAL.
ANTIPAR.
V0 = -1000 V
Pitch
IN
OUT
x
(a)

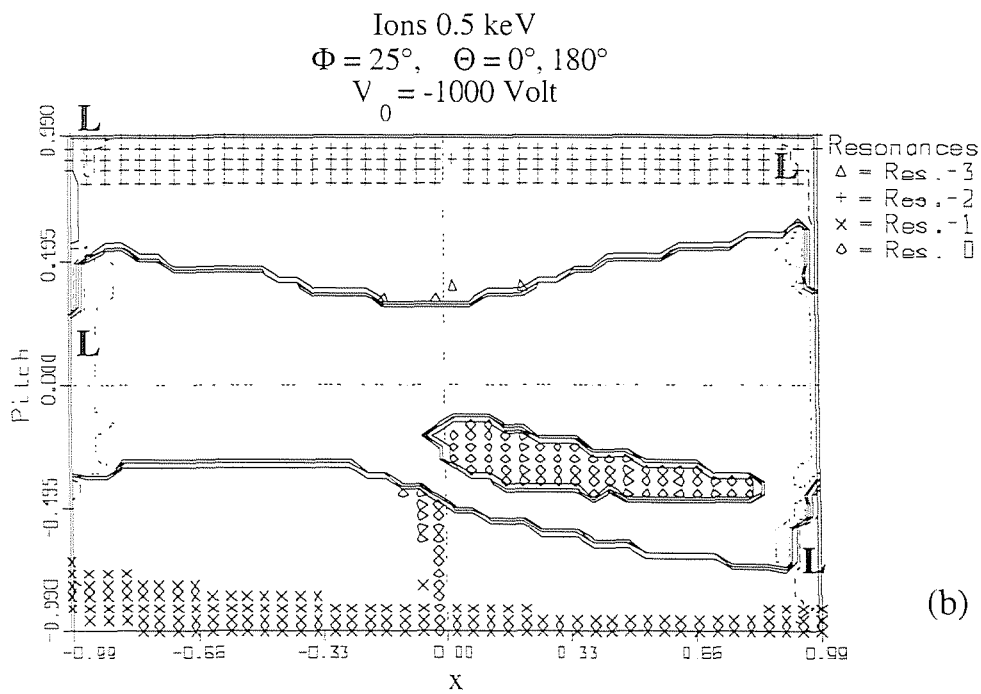
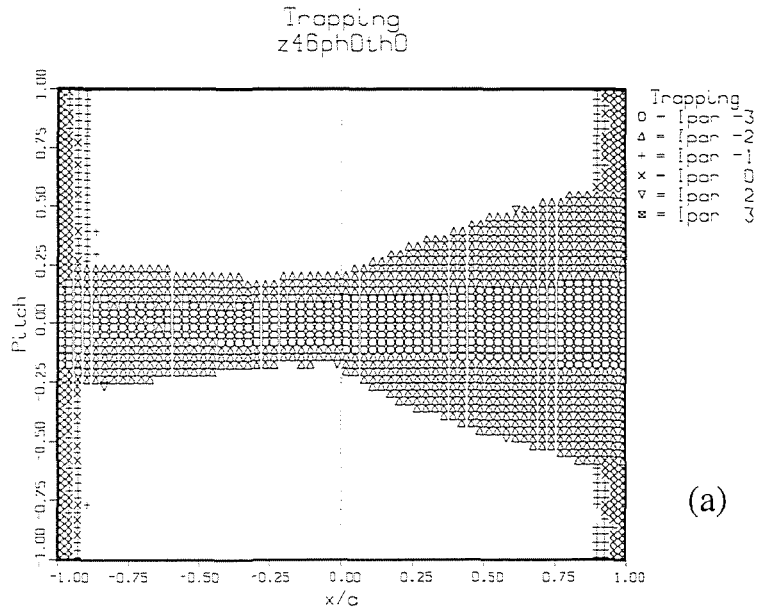
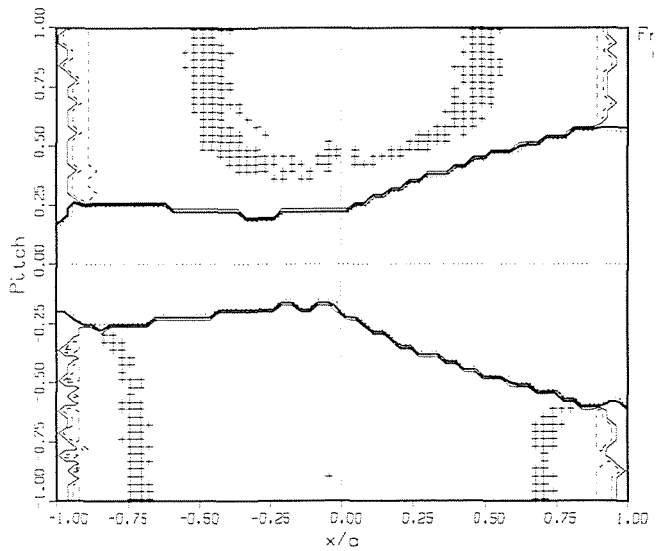

Ions 0.5 keV
Φ = 25°, Θ = 0°, 180°
V0 = -1000 Volt
Resonances
Δ = Res. -3
+ = Res. -2
× = Res. -1
○ = Res. 0
L
Pitch
x
(b)

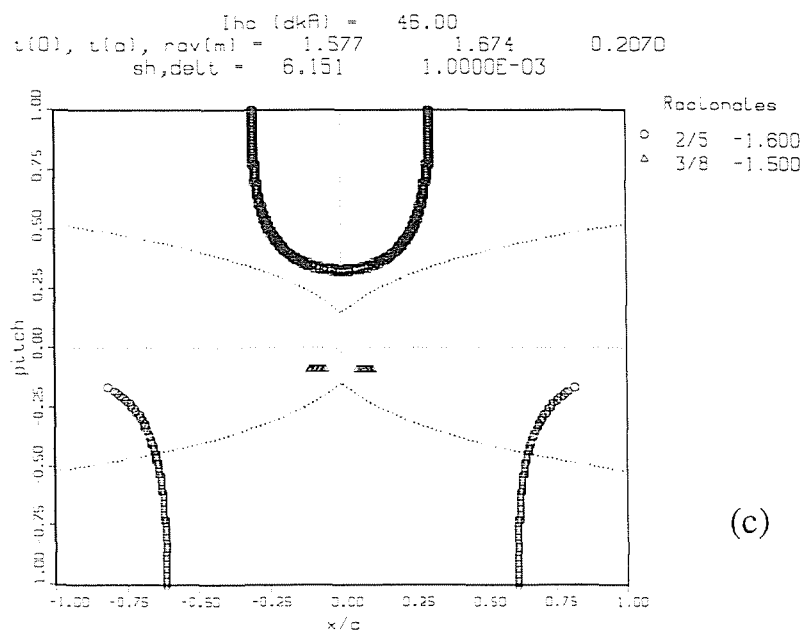
Fig.4.2


Trapping
z46ph0th0
Trapping
Pitch
x/c

(a)


Pitch
x/c

(b)


Ihc (dkA) = 45.00
t(0), t(a), rav(m) = 1.577 1.674 0.2070
sh,delt = 6.151 1.0000E-03
Rationales
2/5 -1.600
3/8 -1.500
pitch
x/c

(c)

Fig.4.3

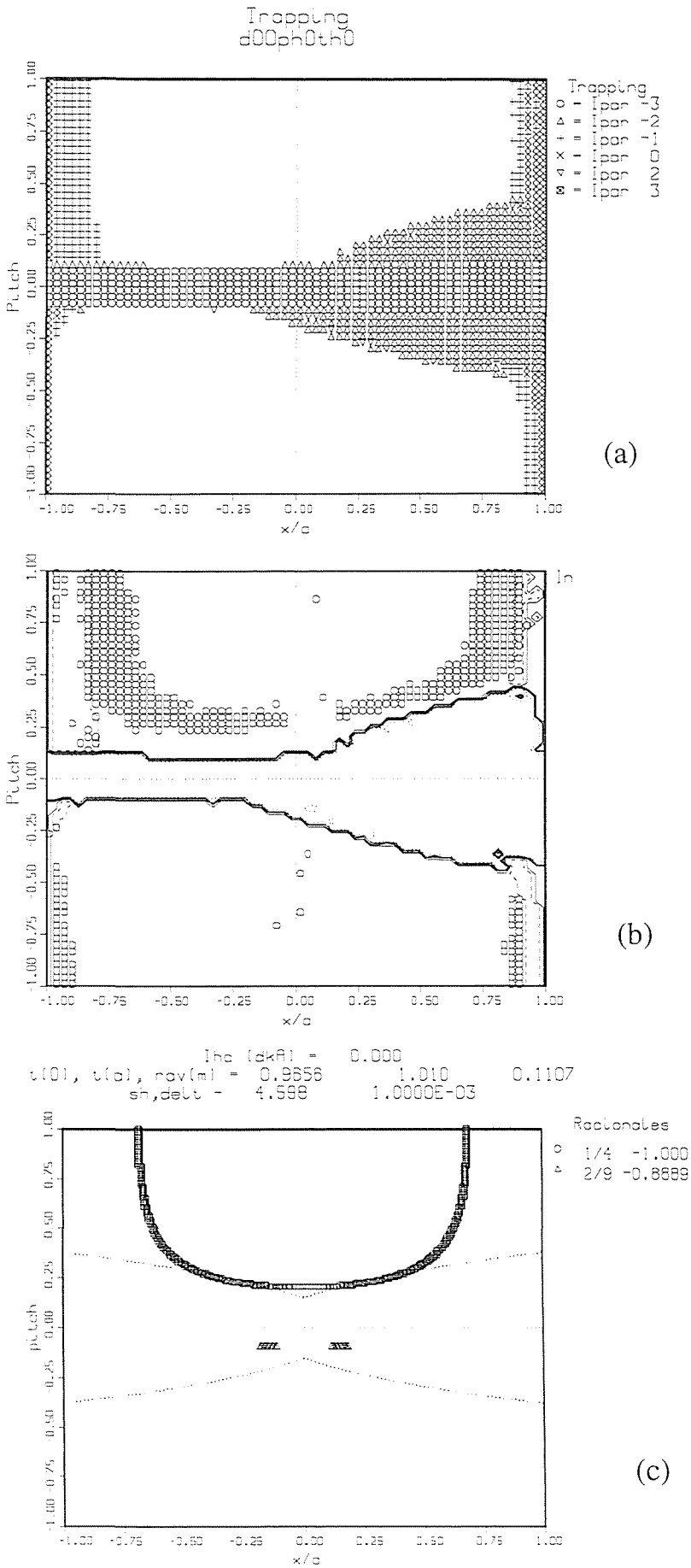
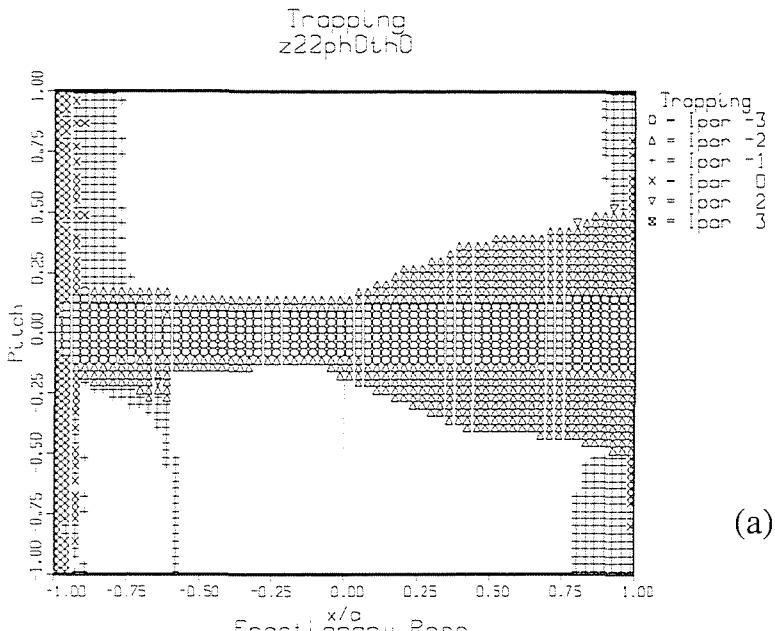
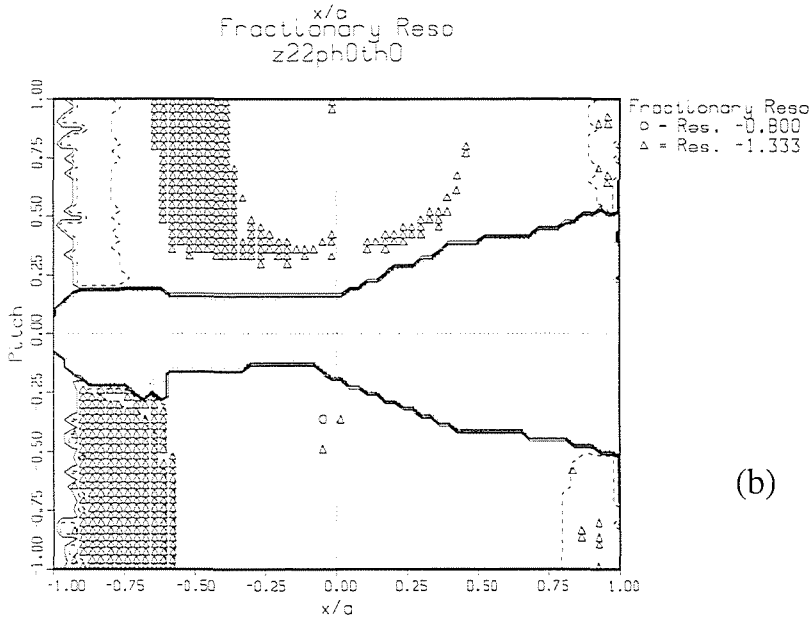

Trapping
d00ph0th0
Trapping
Ipar -3
Ipar -2
Ipar -1
Ipar 0
Ipar 2
Ipar 3
Pitch
x/a
(a)
Pitch
x/a
(b)
Ipa (dkA) = 0.000
t(0), t(a), nav(m) = 0.9656 1.010 0.1107
sh,delt = 4.598 1.0000E-03
Rationales
1/4 -1.000
2/9 -0.8889
pitch
x/a
(c)

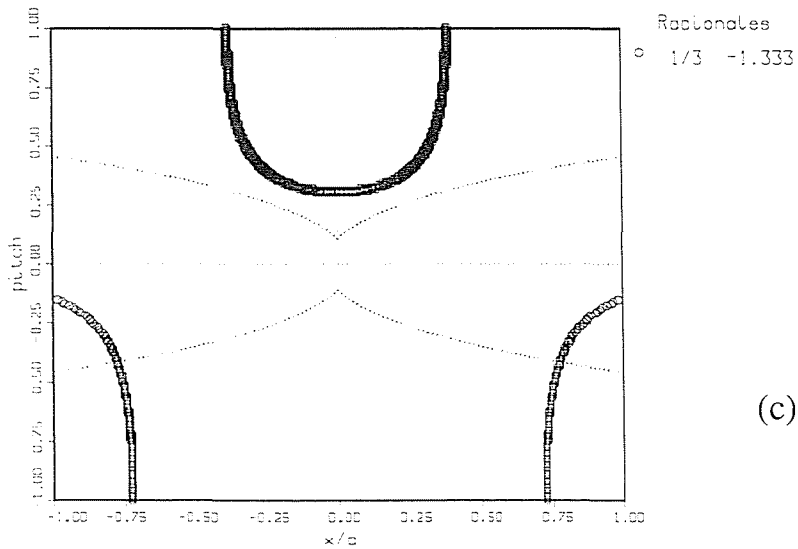
Fig.4.4


Trapping
z22ph0th0
Trapping
o - Ipar -3
Δ = Ipar -2
+ = Ipar -1
x - Ipar 0
∇ = Ipar 2
⊠ = Ipar 3
Pitch
x/a

(a)


Fractionary Reso
z22ph0th0
Fractionary Reso
o - Res. -0.800
Δ = Res. -1.333
Pitch
x/a
Iho (dkA) = 22.00
t(0), t(a), nav(m) = 1.309 1.381 0.1647
sh,delt - 5.500 1.0000E-03

(b)


Rationales
o 1/3 -1.333
pitch
x/a

(c)

Fig.4.5

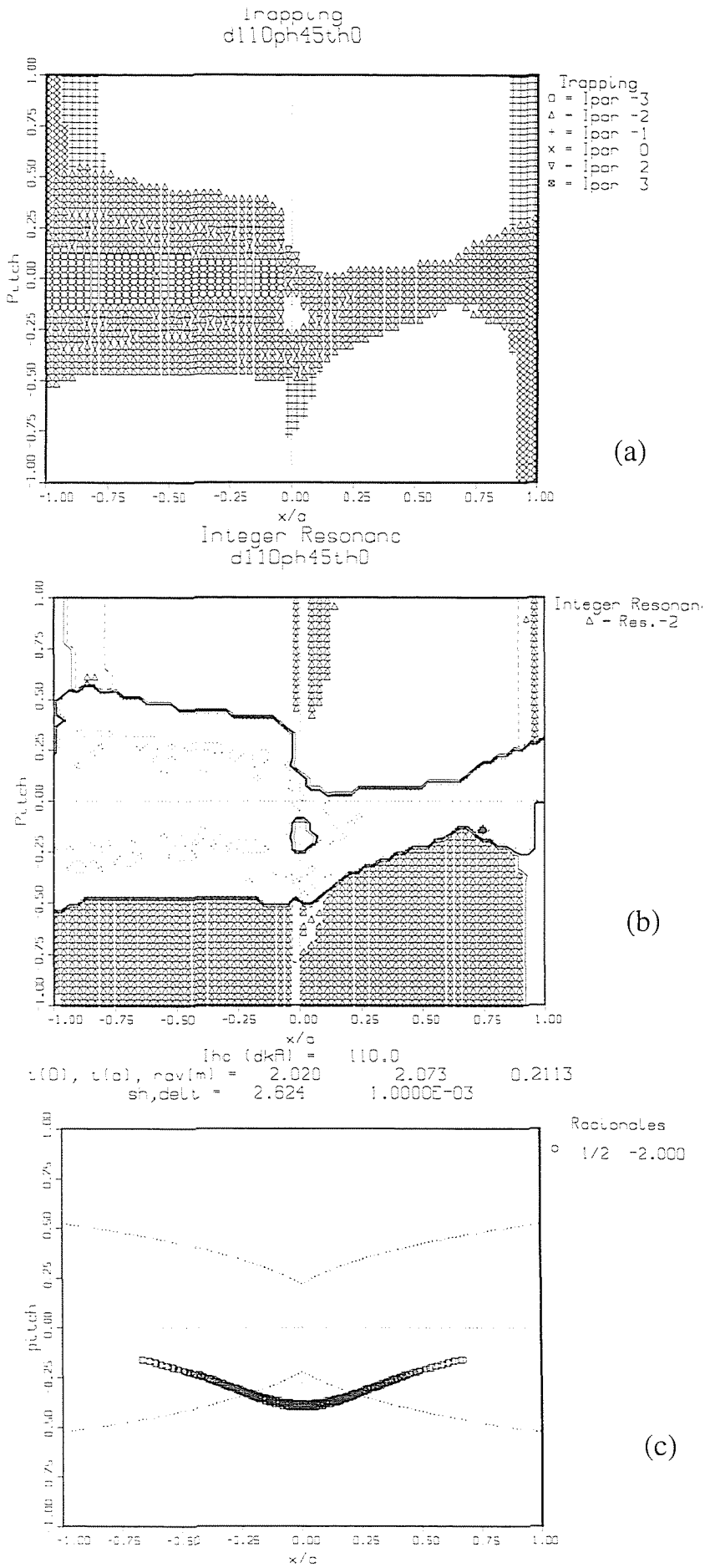
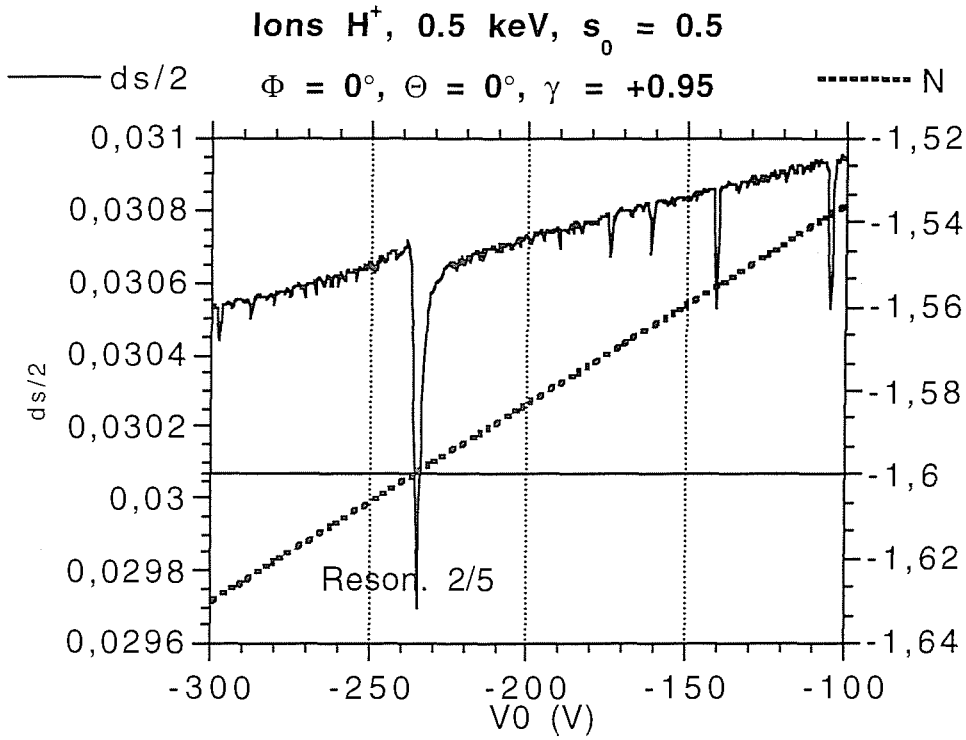
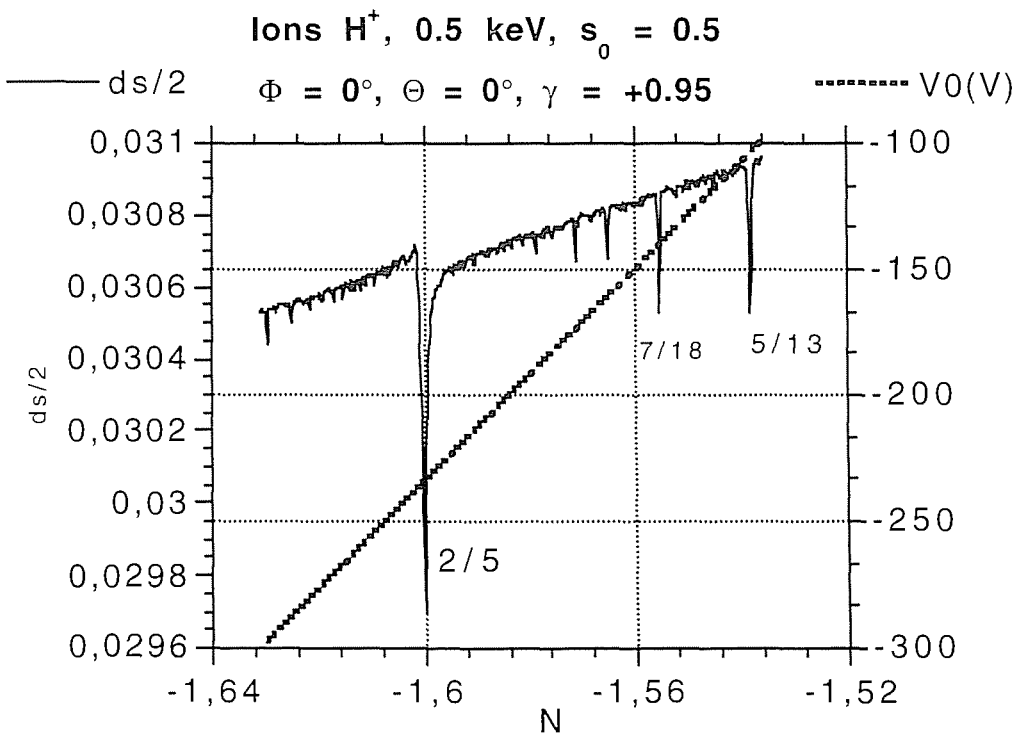

Trapping
d110ph45th0
Trapping
□ = Ipar -3
Δ = Ipar -2
+ = Ipar -1
× = Ipar 0
∇ = Ipar 2
⊠ = Ipar 3
Pitch
x/a
(a)
Integer Resonanc
d110ph45th0
Integer Resonan
Δ - Res.-2
Pitch
x/a
(b)
Ipo (dkA) = 110.0
t(0), t(a), qav(m) = 2.020 2.073 0.2113
sh,delt = 2.624 1.0000E-03
Rationales
○ 1/2 -2.000
pitch
x/a
(c)

Fig.4.6

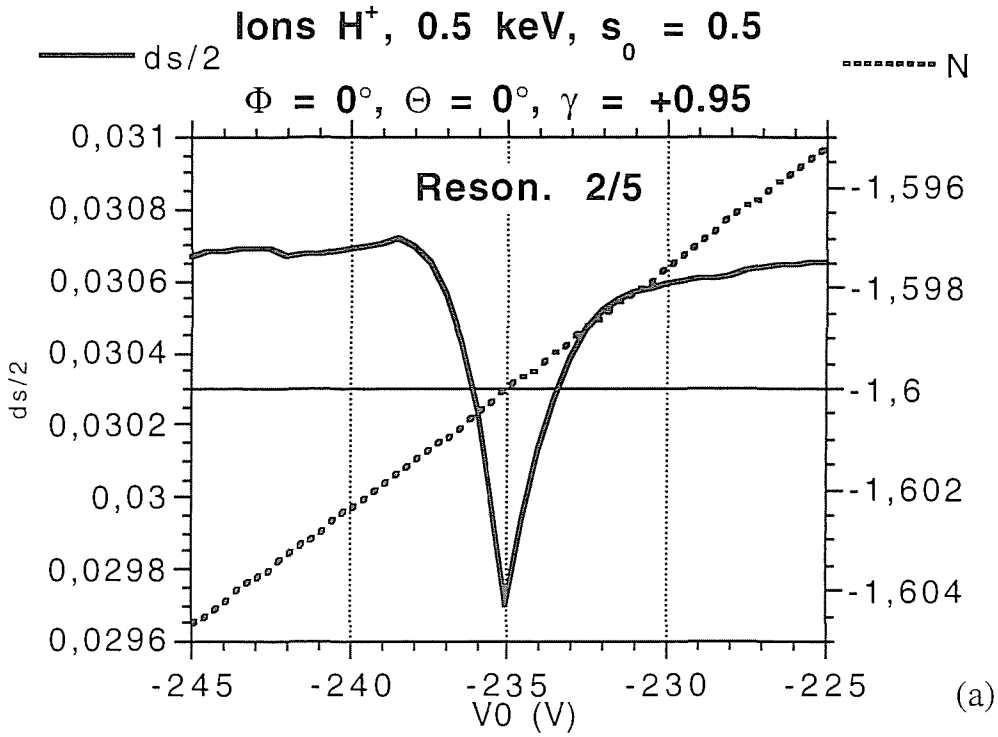

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
N
0,031
0,0308
0,0306
0,0304
0,0302
0,03
0,0298
0,0296
ds/2
-1,52
-1,54
-1,56
-1,58
-1,6
-1,62
-1,64
Reson. 2/5
-300
-250
-200
-150
-100
V0 (V)

(a)

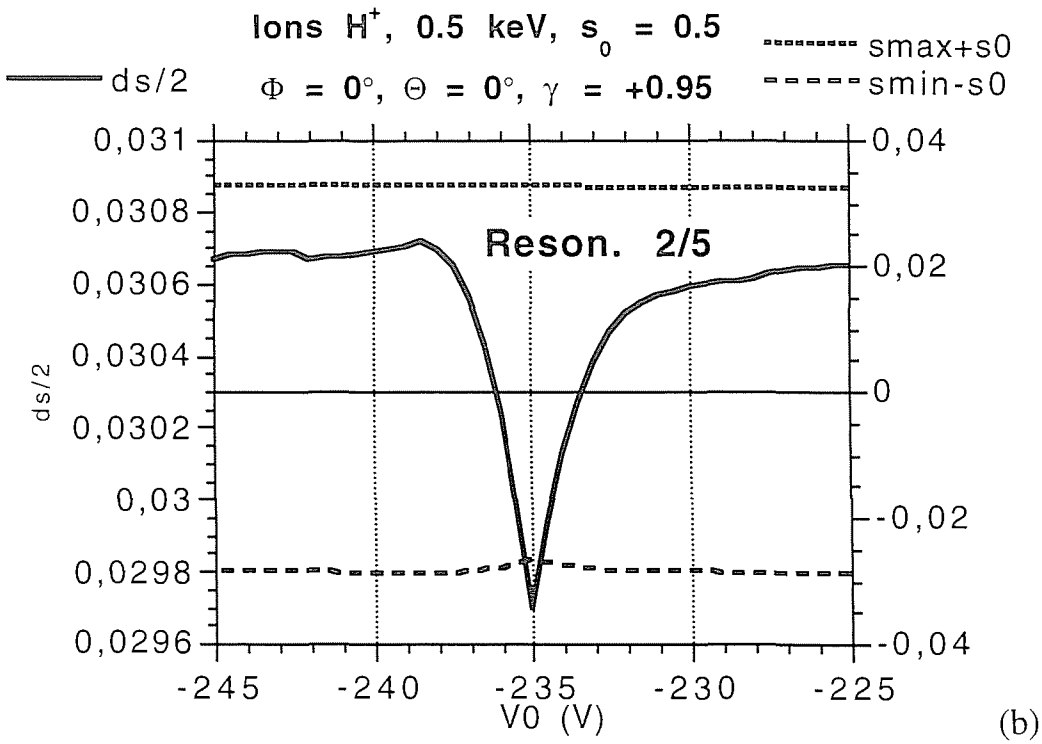

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
V0(V)
0,031
0,0308
0,0306
0,0304
0,0302
0,03
0,0298
0,0296
ds/2
-100
-150
-200
-250
-300
7/18
5/13
2/5
-1,64
-1,6
-1,56
-1,52
N

(b)

Fig.5.1


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
N
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
Reson. 2/5
0,031
0,0308
0,0306
0,0304
0,0302
0,03
0,0298
0,0296
ds/2
-1,596
-1,598
-1,6
-1,602
-1,604
-245
-240
-235
-230
-225
V0 (V)

(a)


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
smax+s0
smin-s0
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
Reson. 2/5
0,031
0,0308
0,0306
0,0304
0,0302
0,03
0,0298
0,0296
ds/2
0,04
0,02
0
-0,02
-0,04
-245
-240
-235
-230
-225
V0 (V)

(b)

Fig.5.2

Resonance 2/5

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

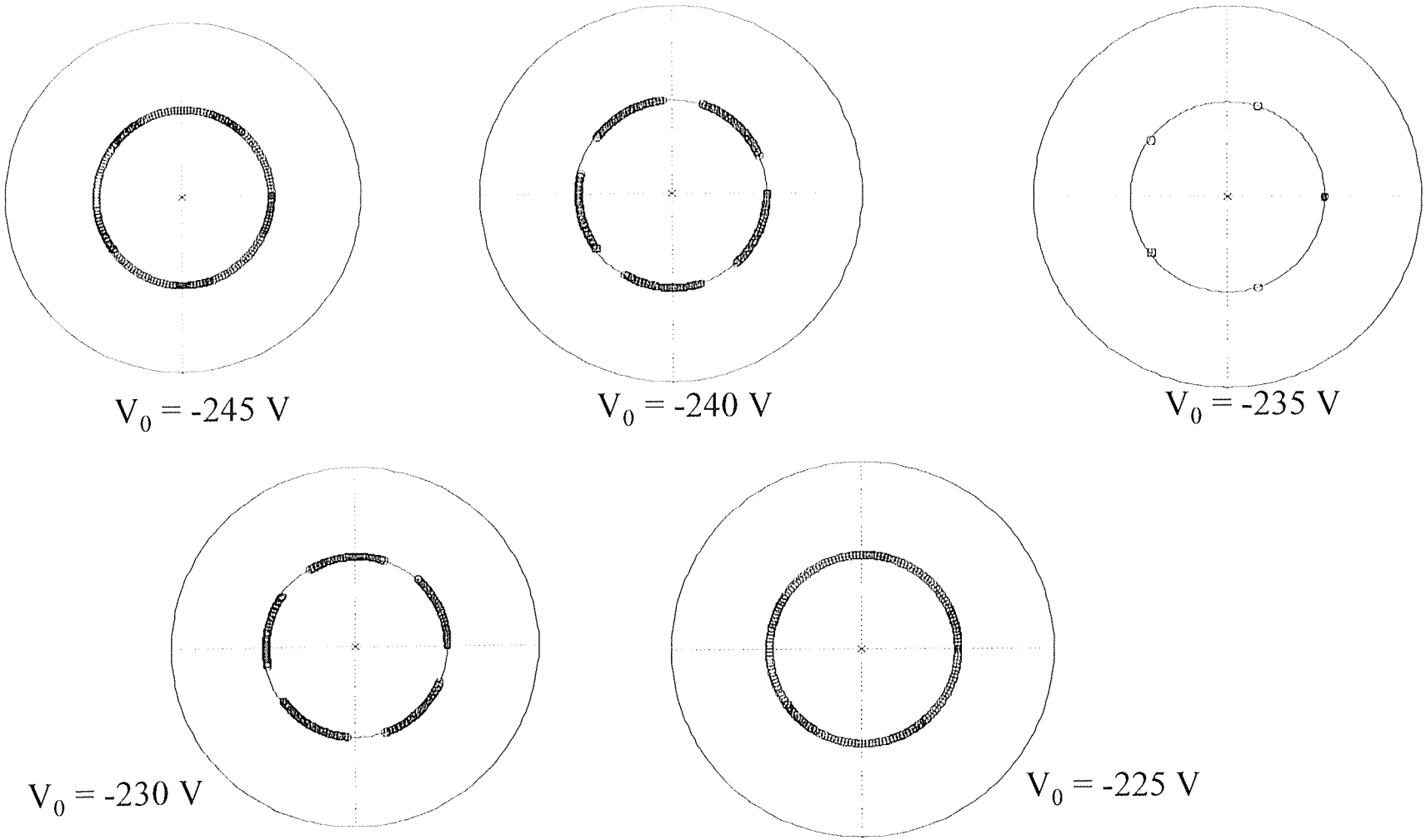


Fig.5.3

Resonance 2/5

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

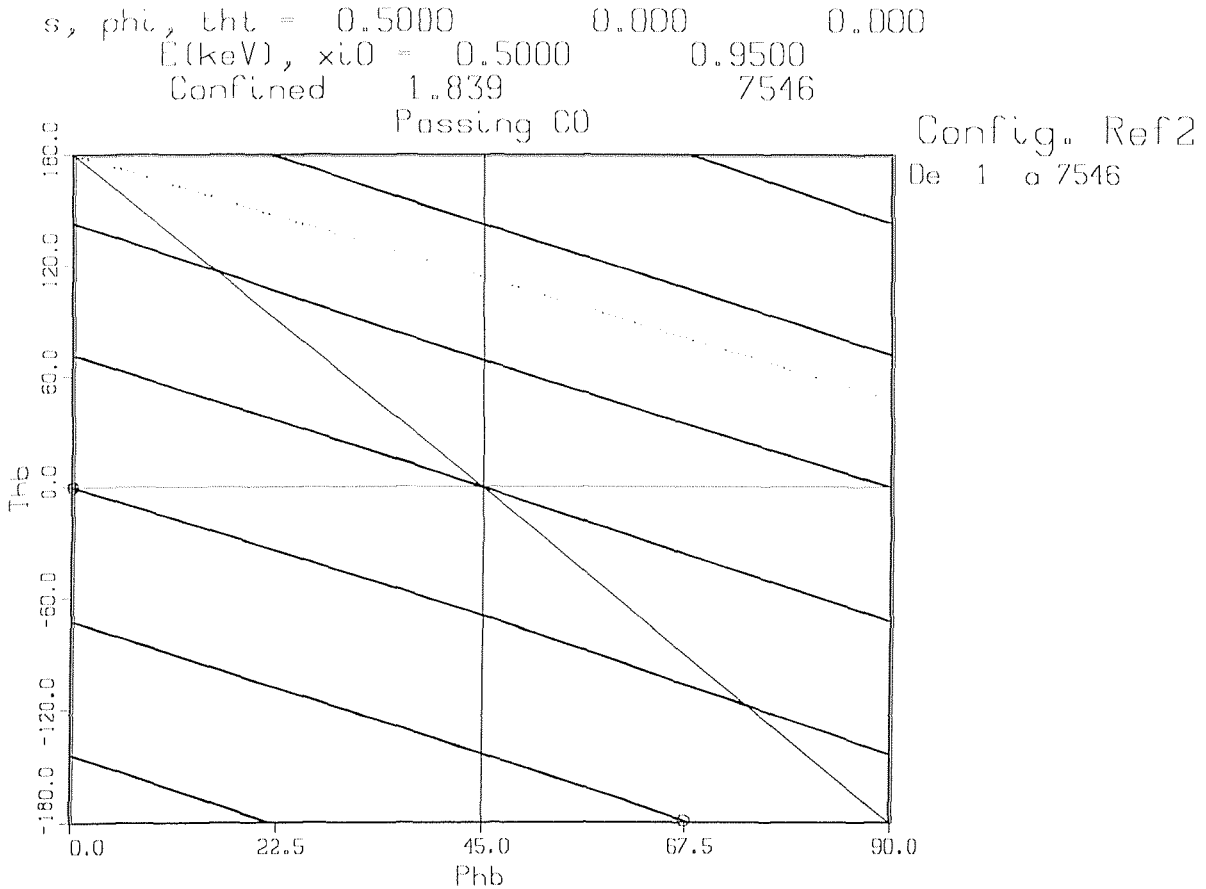
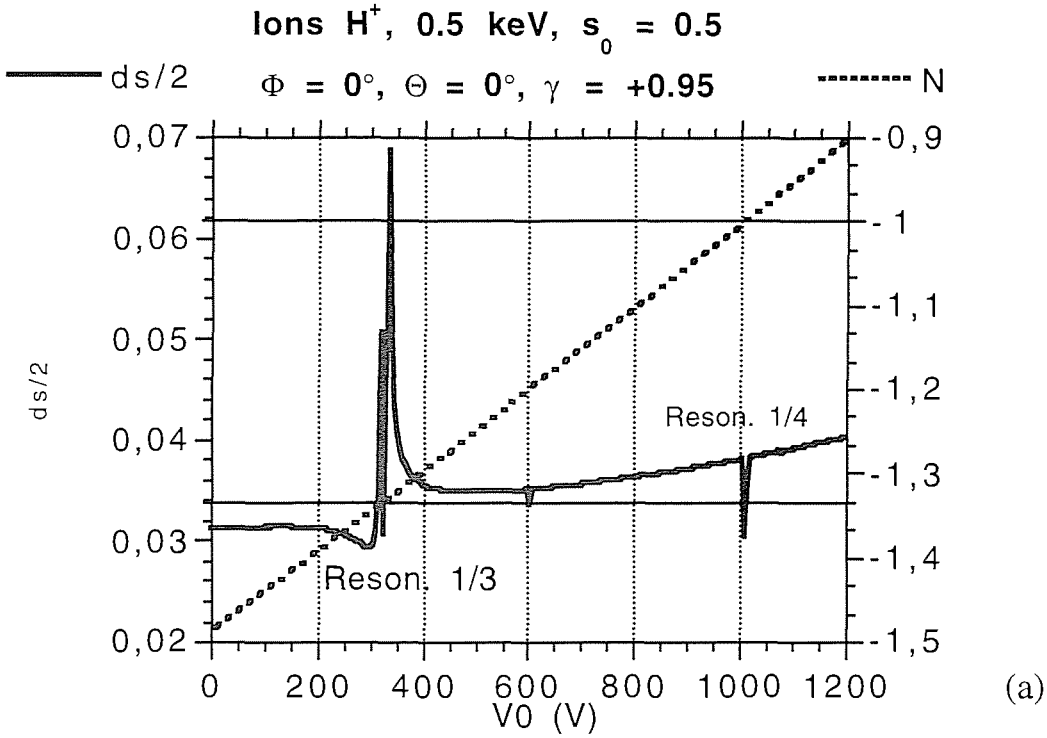
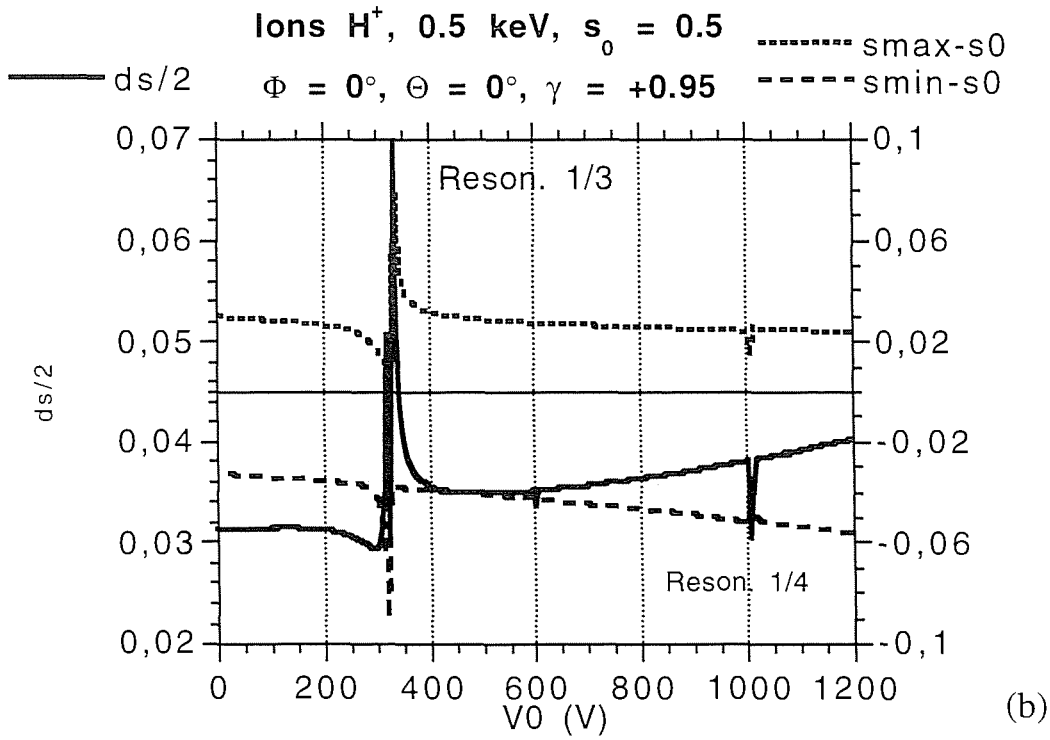


Fig.5.4

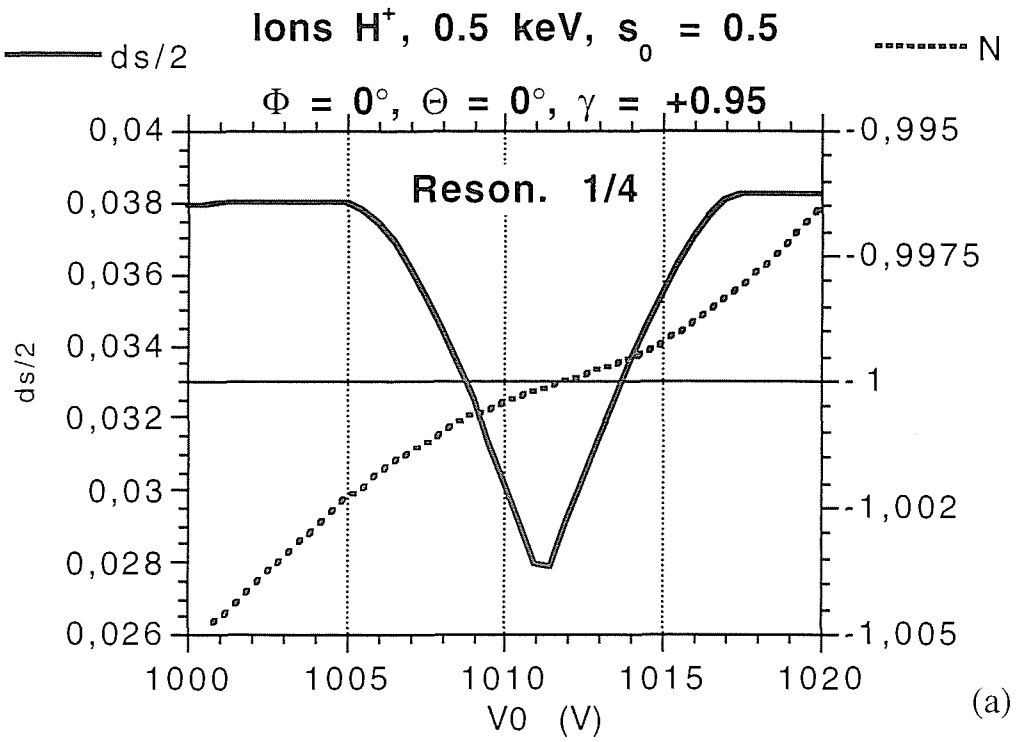

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
N
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
ds/2
-0,9
-1
-1,1
-1,2
-1,3
-1,4
-1,5
Reson. 1/4
Reson. 1/3
0
200
400
600
800
1000
1200
V0 (V)

(a)

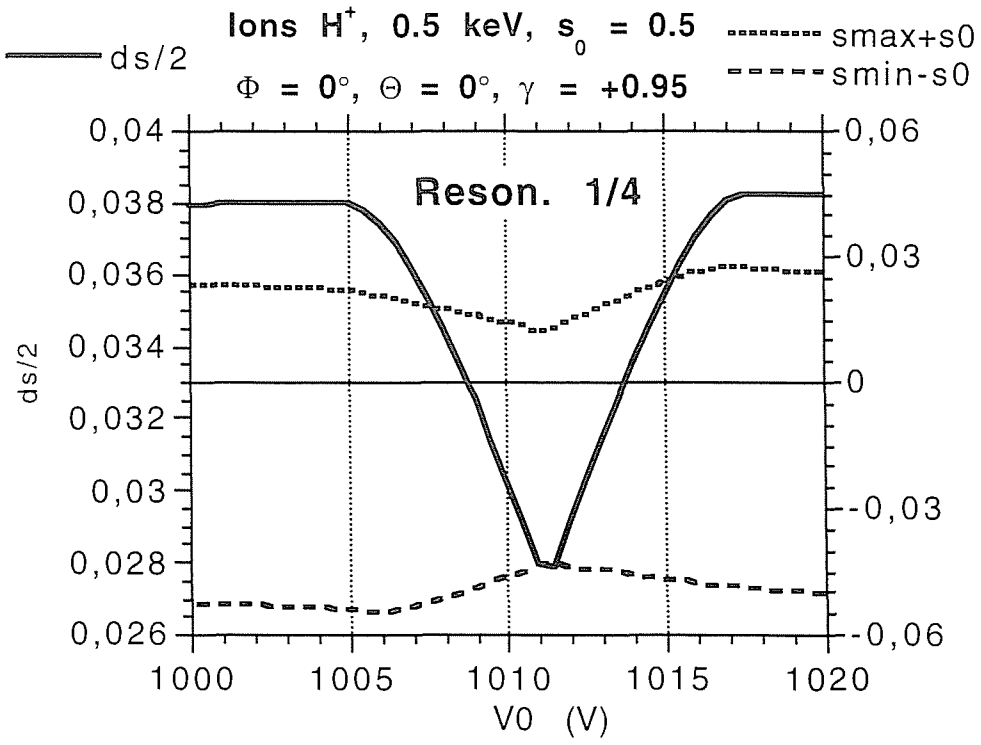

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
smax-s0
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
smin-s0
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
ds/2
0,1
0,06
0,02
-0,02
-0,06
-0,1
Reson. 1/3
Reson. 1/4
0
200
400
600
800
1000
1200
V0 (V)

(b)

Fig.5.5


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
N
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
Reson. 1/4
0,04
0,038
0,036
0,034
0,032
0,03
0,028
0,026
ds/2
-0,995
-0,9975
-1
-1,002
-1,005
1000
1005
1010
1015
1020
V0 (V)

(a)


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
smax+s0
smin-s0
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
Reson. 1/4
0,04
0,038
0,036
0,034
0,032
0,03
0,028
0,026
ds/2
0,06
0,03
0
-0,03
-0,06
1000
1005
1010
1015
1020
V0 (V)

(b)

Fig.5.6

Resonance 1/4

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

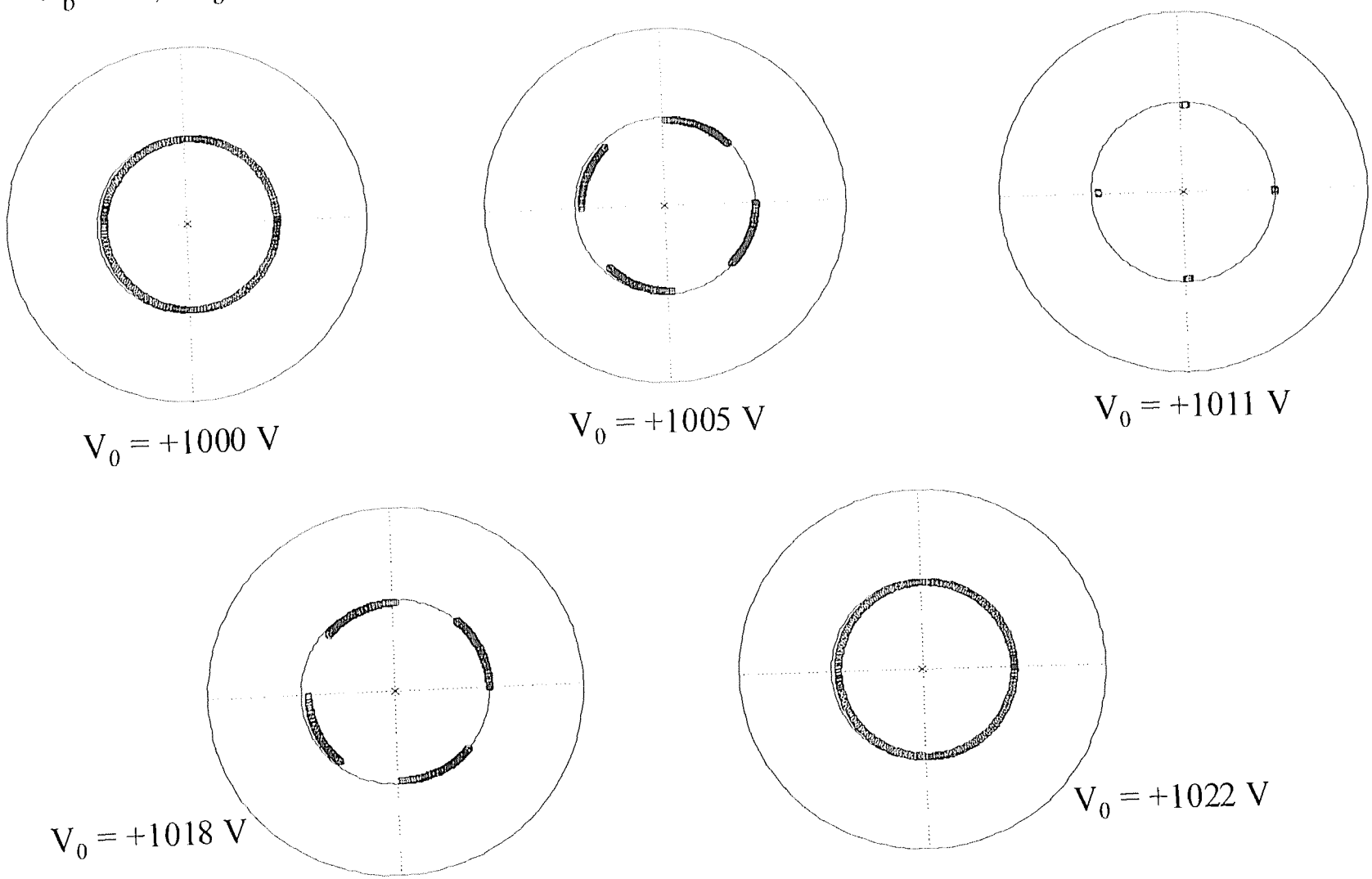


Fig.5.7

Resonance 1/4

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

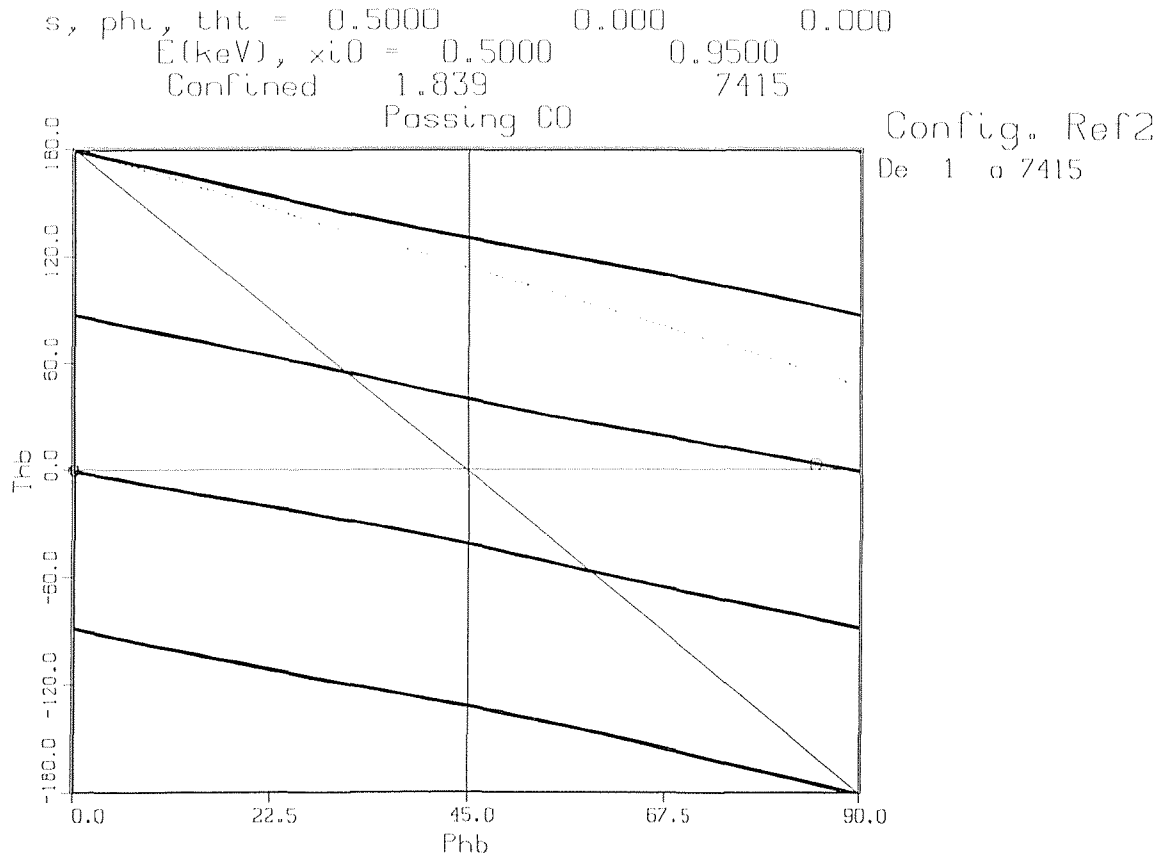
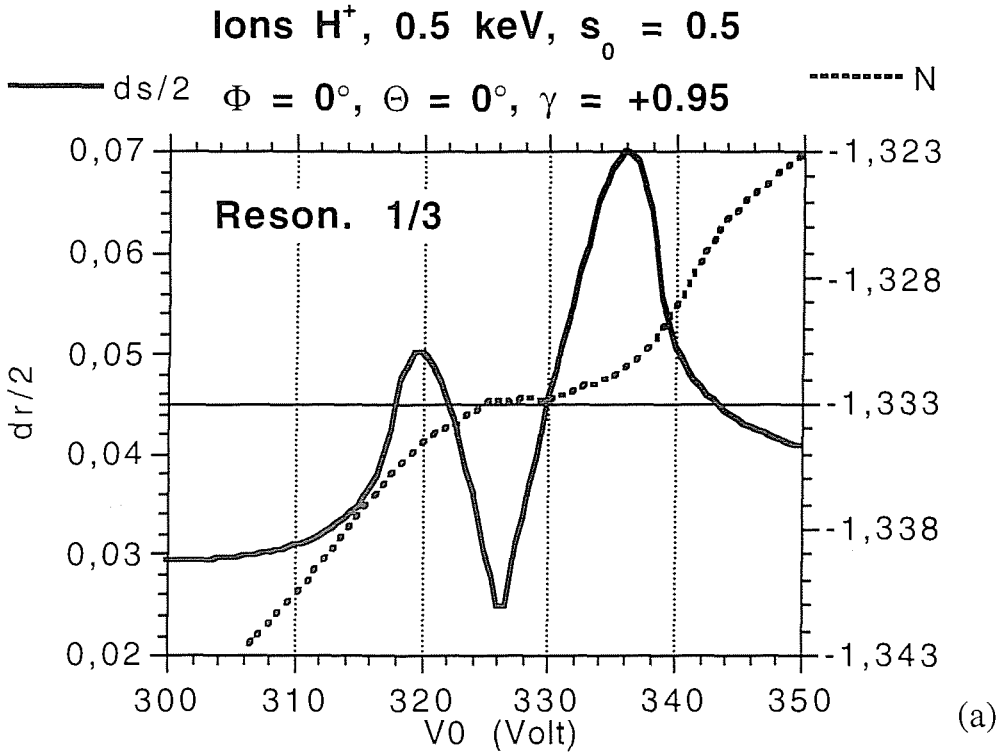
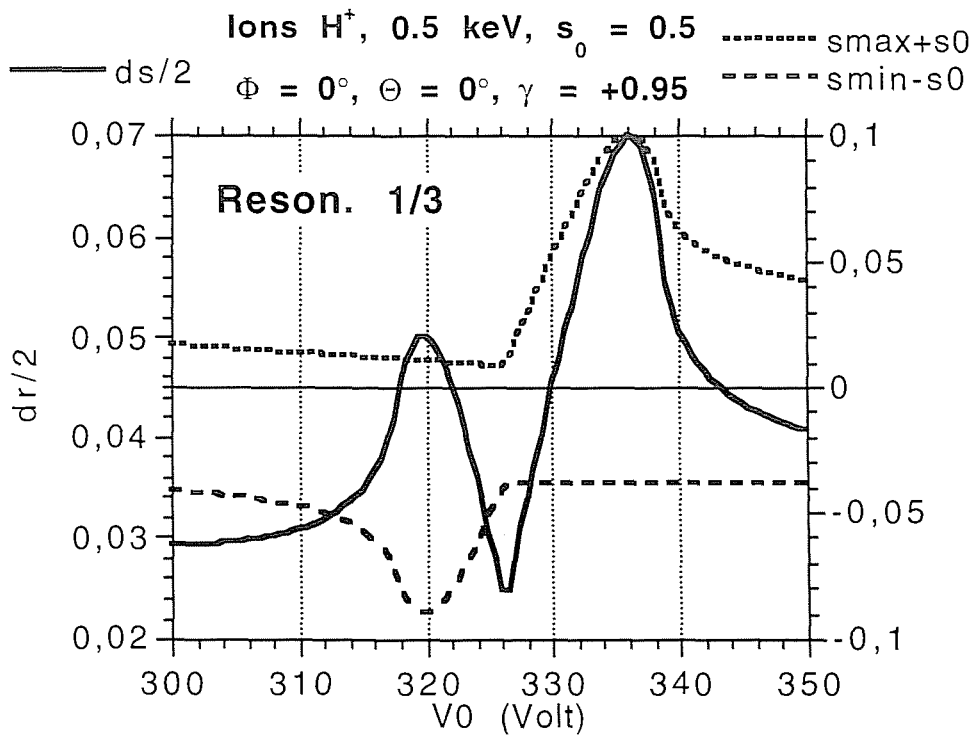


Fig.5.8


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
N
Reson. 1/3
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
dr/2
-1,323
-1,328
-1,333
-1,338
-1,343
300
310
320
330
340
350
V0 (Volt)

(a)


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
smax+s0
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
smin-s0
Reson. 1/3
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
dr/2
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
300
310
320
330
340
350
V0 (Volt)

(b)

Fig.5.9

Resonance 1/3

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

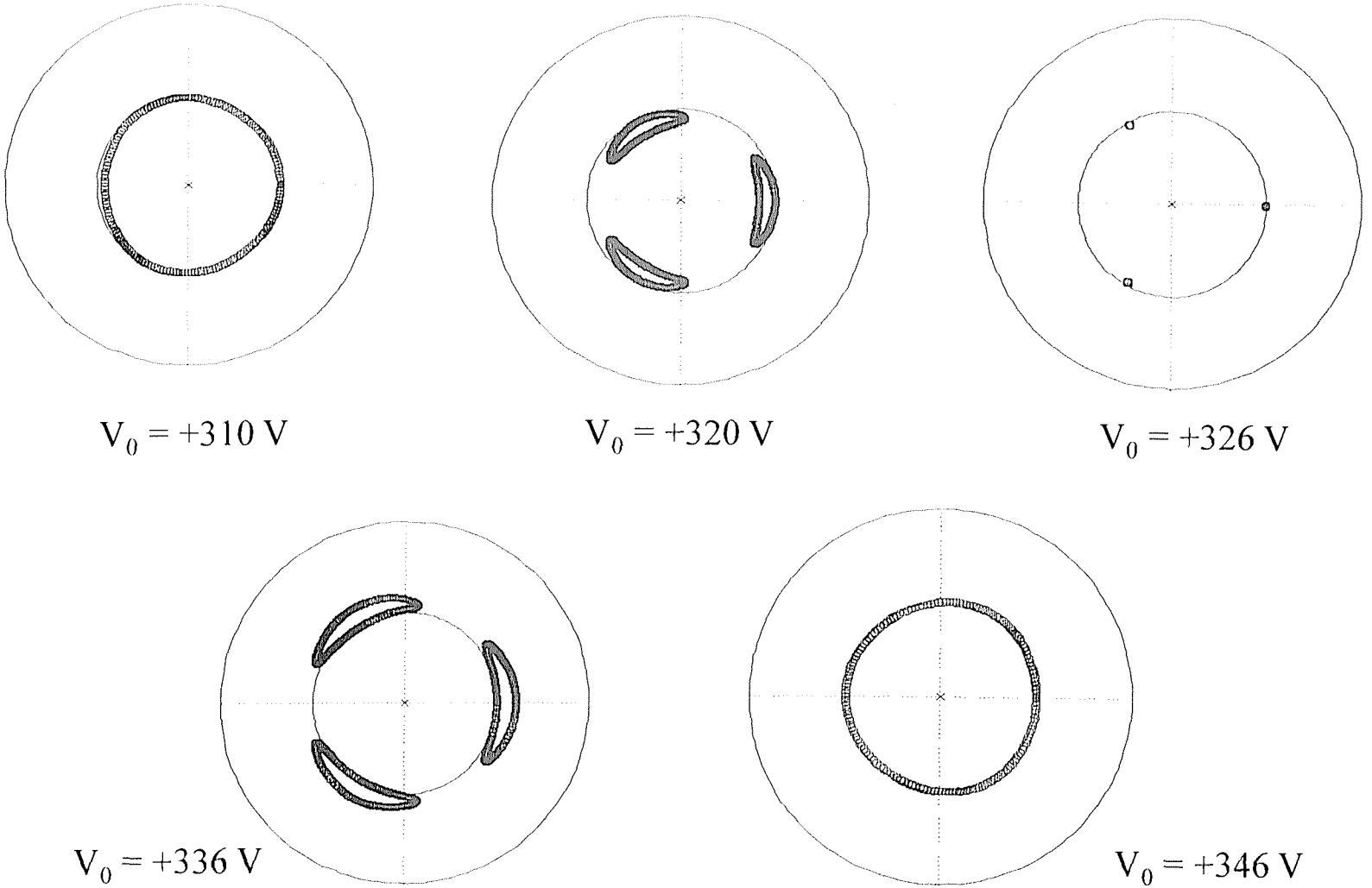


Fig.5.10

Resonance 1/3

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

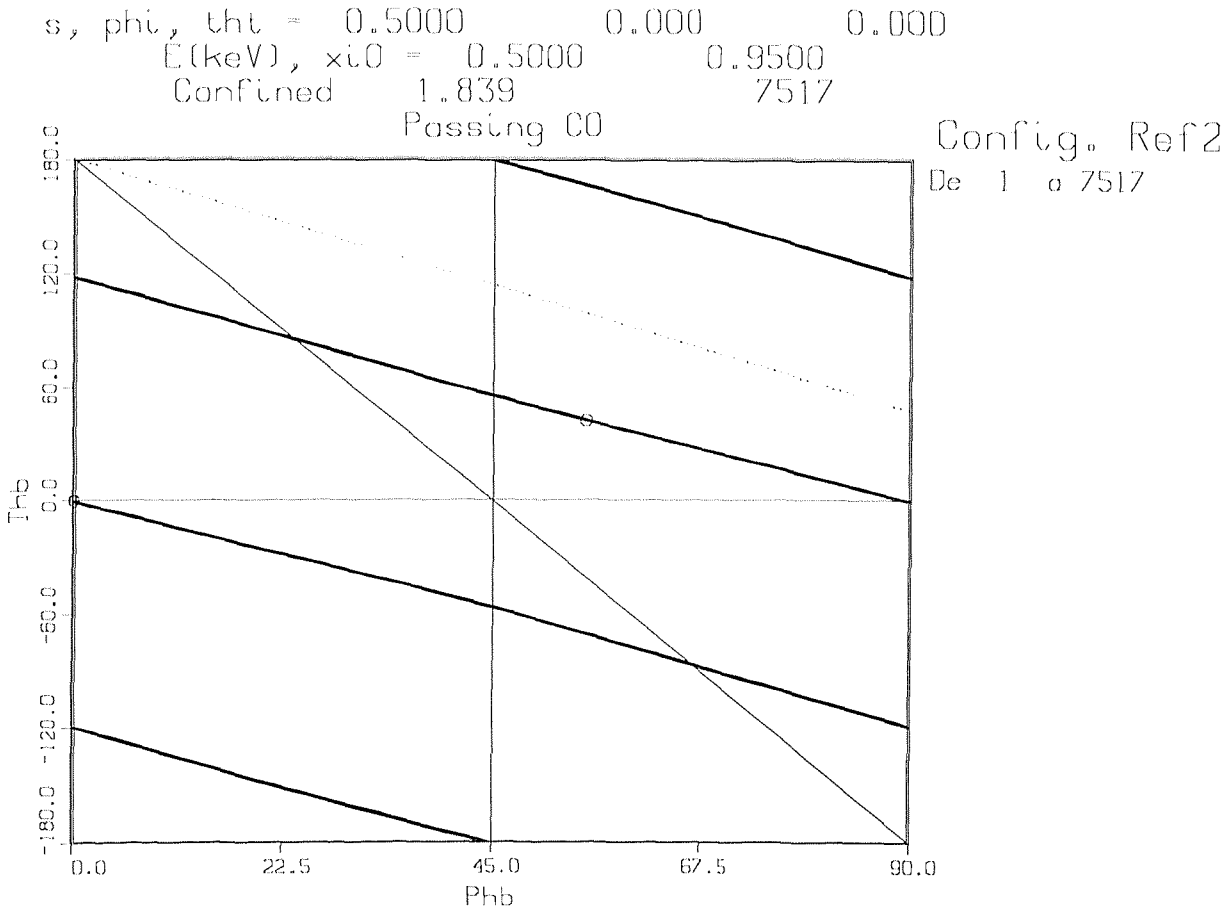
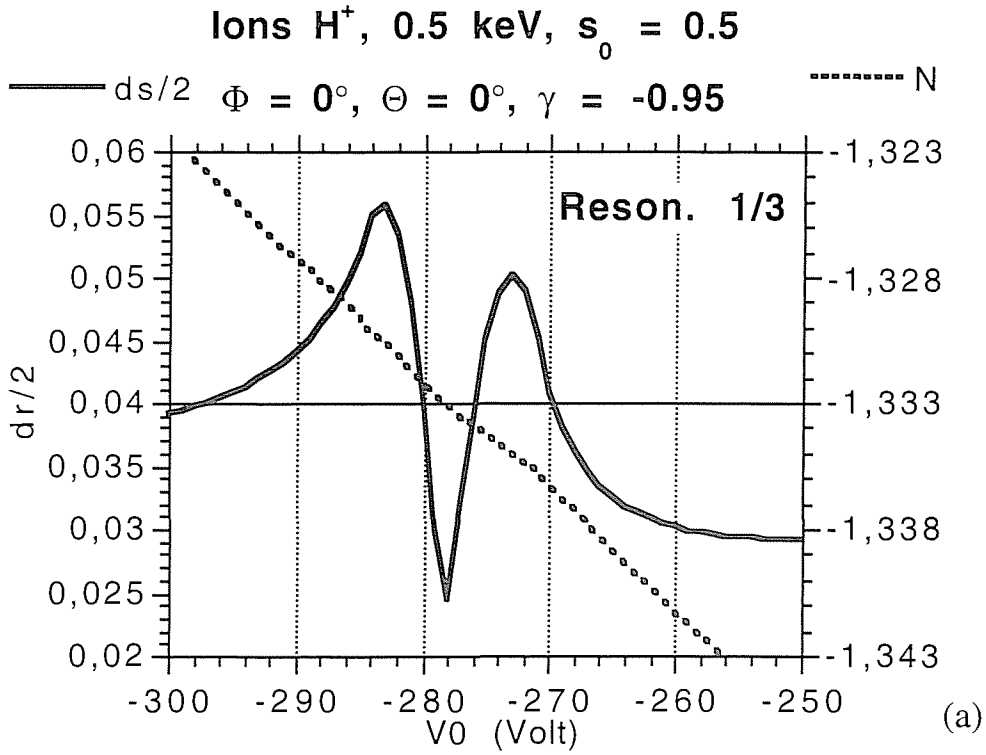
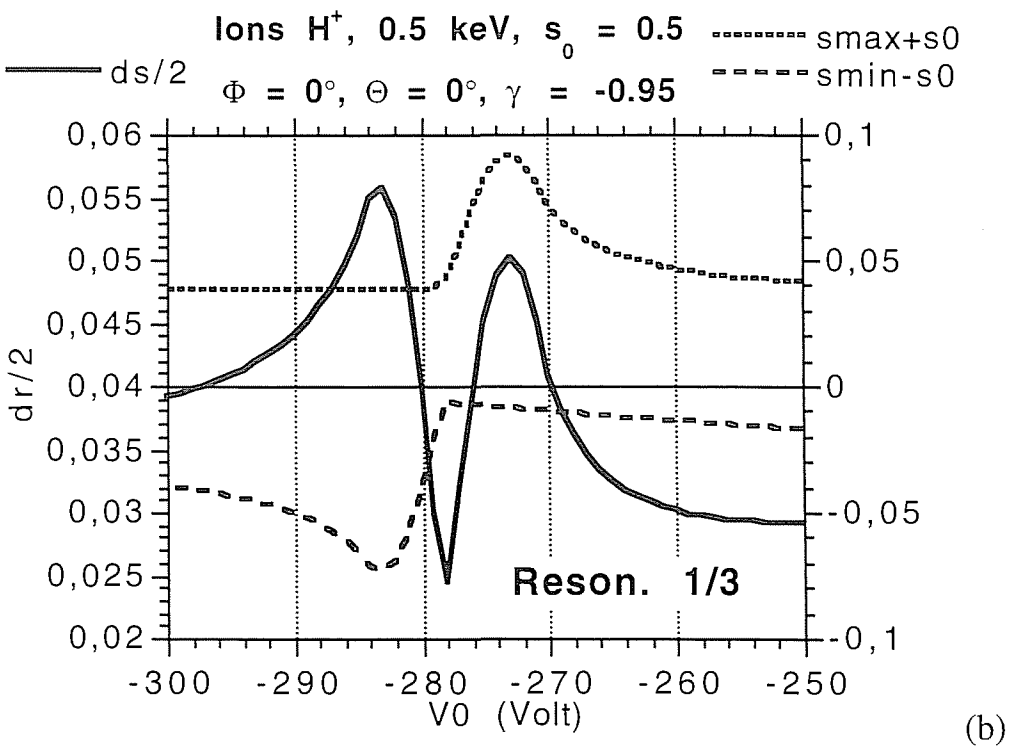


Fig.5.11

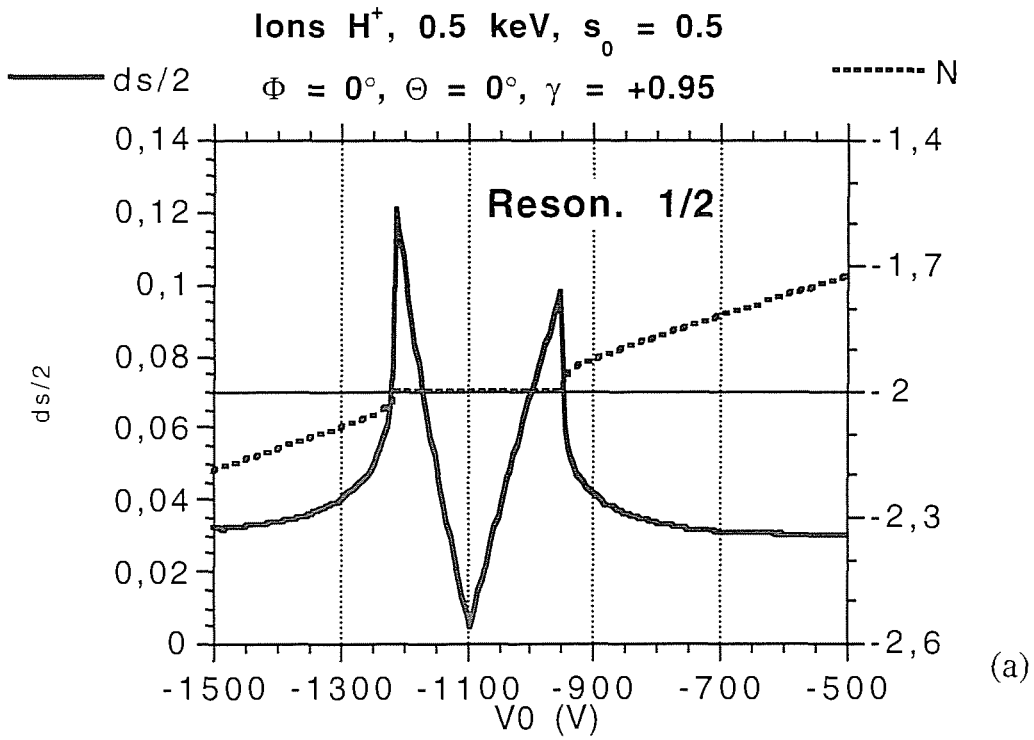

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.95
N
Reson. 1/3
dr/2
0,06
0,055
0,05
0,045
0,04
0,035
0,03
0,025
0,02
-1,323
-1,328
-1,333
-1,338
-1,343
-300
-290
-280
-270
-260
-250
V0 (Volt)

(a)

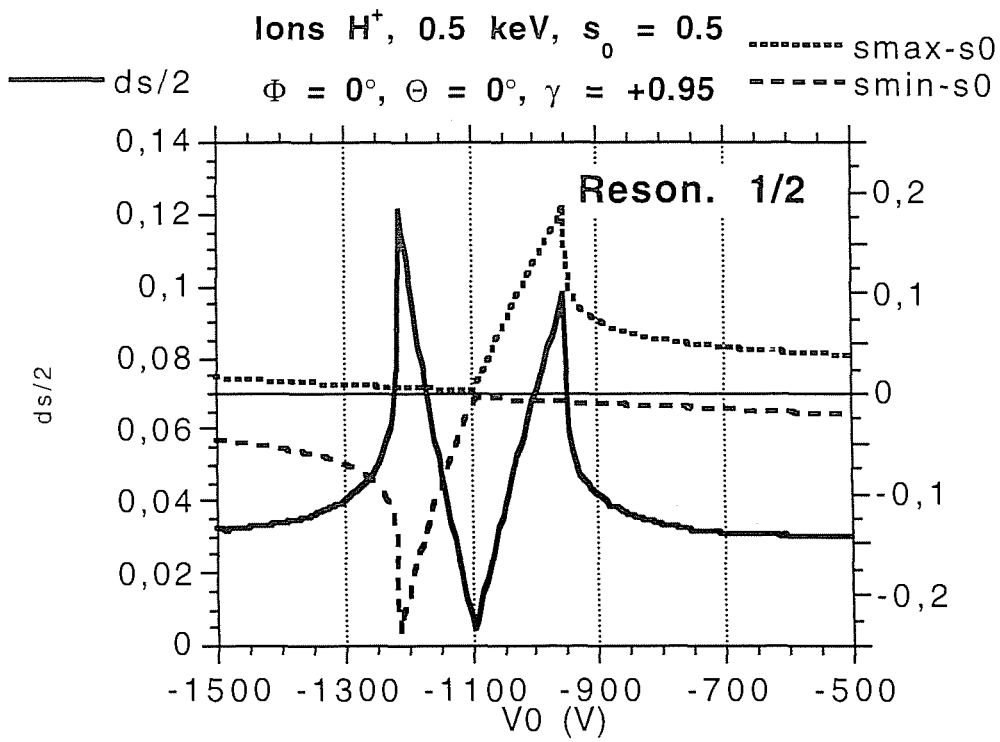

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
smax+s0
smin-s0
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.95
Reson. 1/3
dr/2
0,06
0,055
0,05
0,045
0,04
0,035
0,03
0,025
0,02
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
-300
-290
-280
-270
-260
-250
V0 (Volt)

(b)

Fig.5.12


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
N
Reson. 1/2
0,14
0,12
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
-1,4
-1,7
-2
-2,3
-2,6
-1500 -1300 -1100 -900 -700 -500
V0 (V)

(a)


Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.5
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.95
smax-s0
smin-s0
Reson. 1/2
0,14
0,12
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0,2
0,1
0
-0,1
-0,2
-1500 -1300 -1100 -900 -700 -500
V0 (V)

(b)

Fig.5.13

Resonance 1/2

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

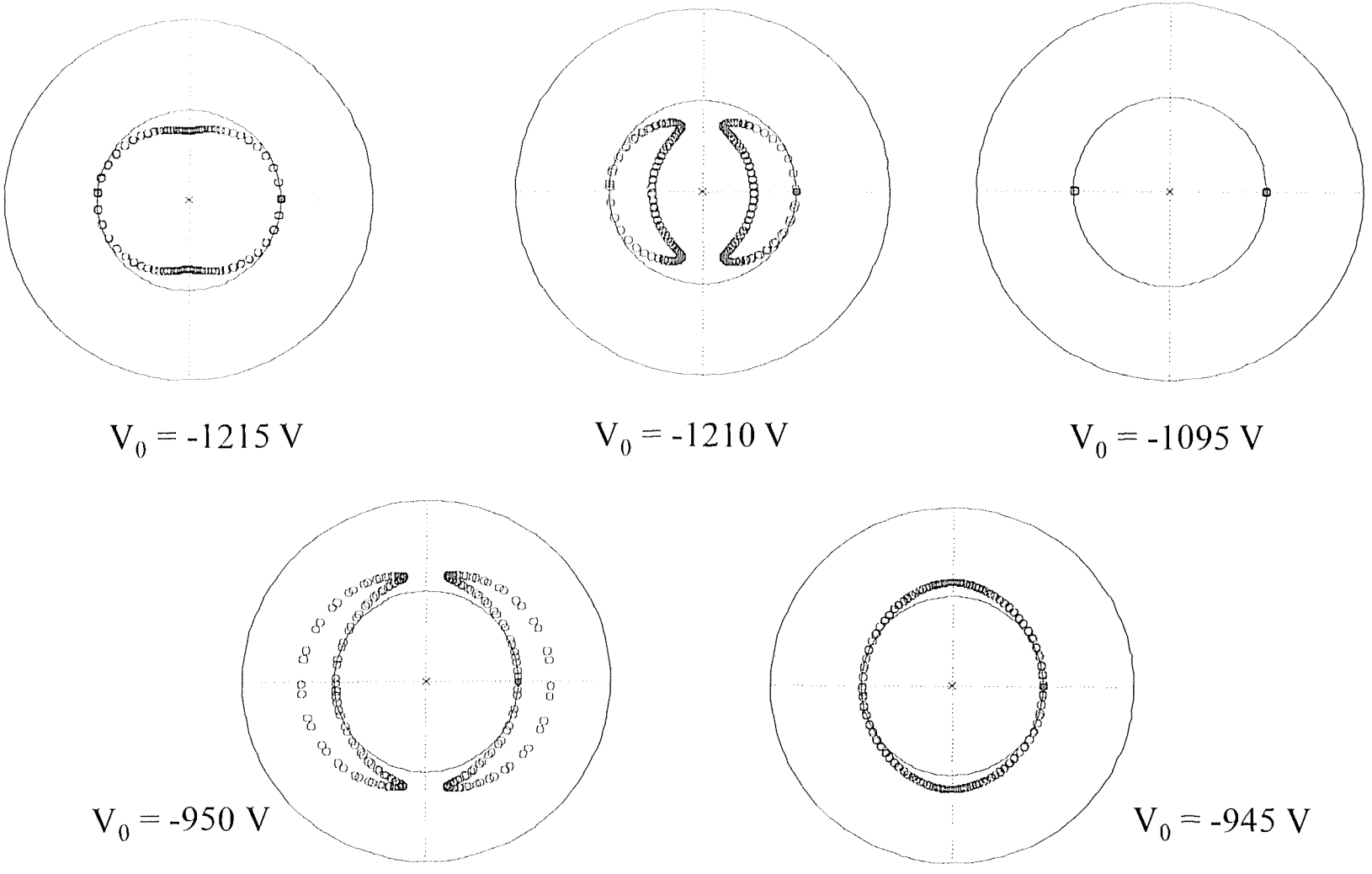


Fig.5.14

Resonance 1/2

Config. Ref2, Boozer coordinates

Ion H^+, 0.5 keV, $s_0 = 0.5$

$\Phi_b = 0°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = +0.95$

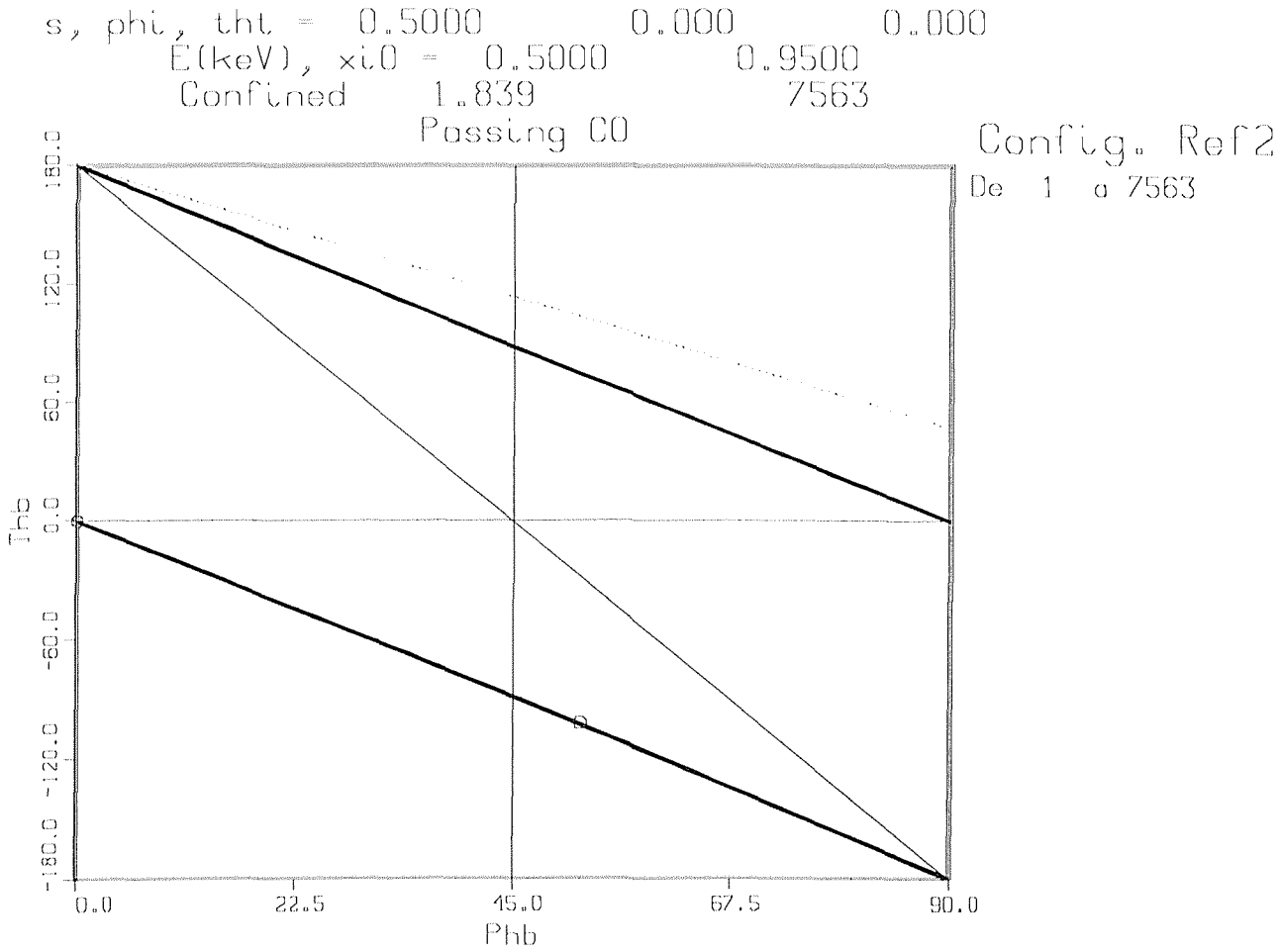
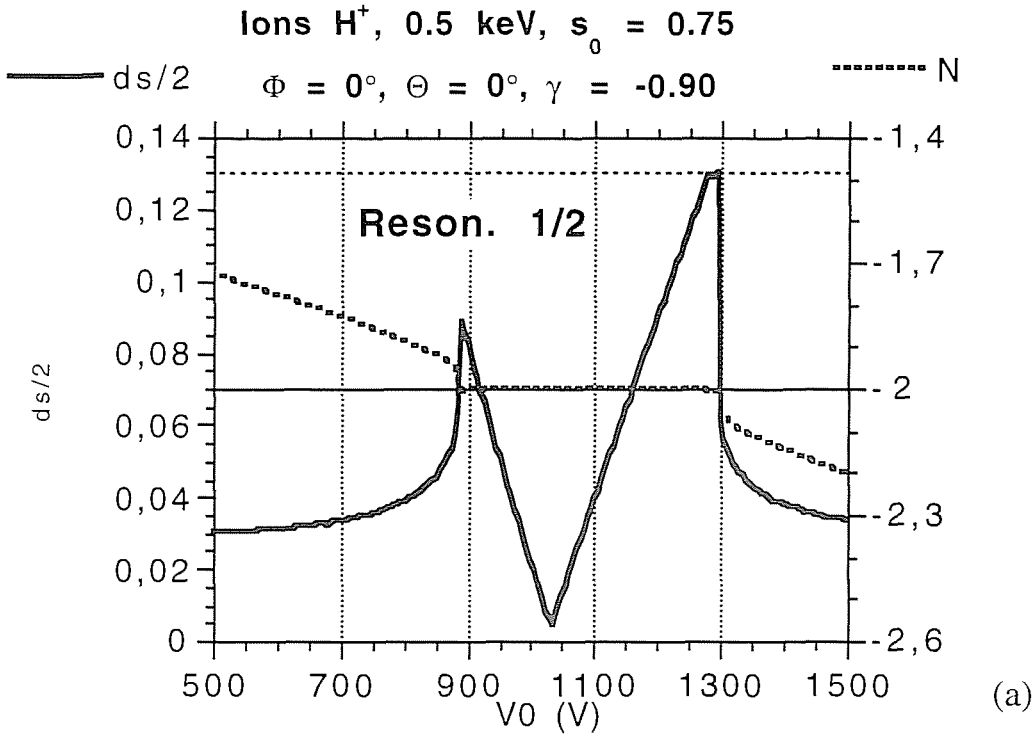
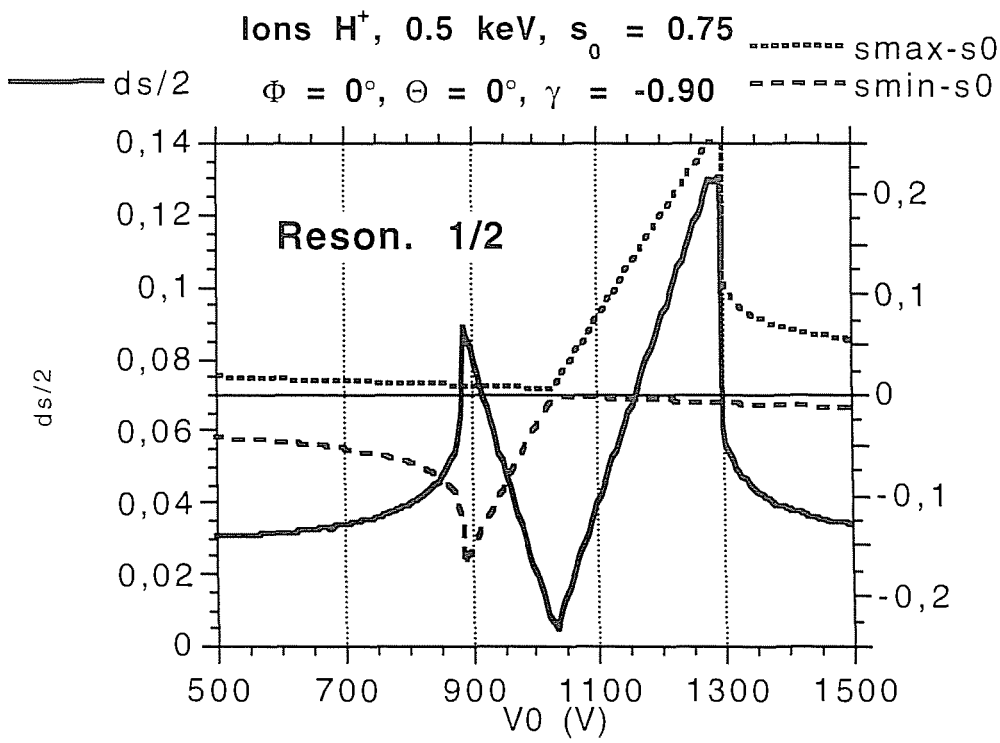


Fig.5.15

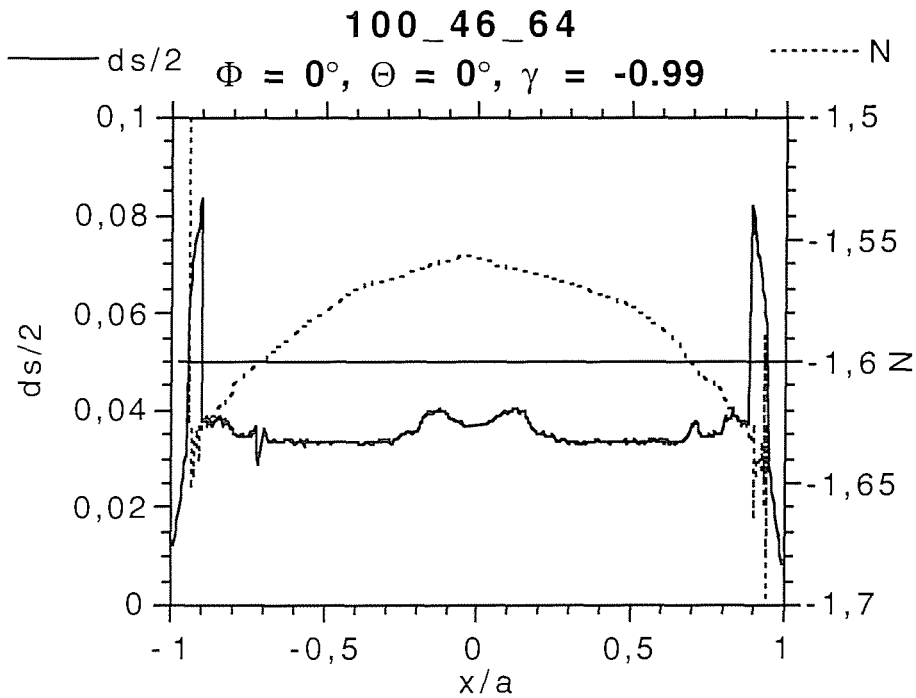

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.75
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.90
N
Reson. 1/2
ds/2
0,14
0,12
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
-1,4
-1,7
-2
-2,3
-2,6
500
700
900
1100
1300
1500
V0 (V)

(a)

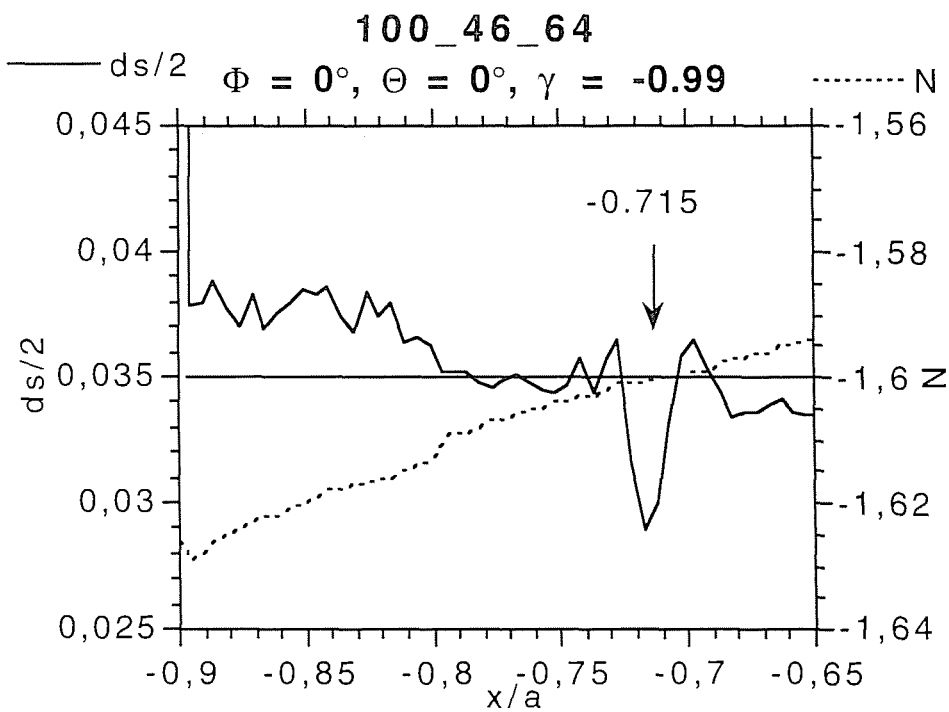

Ions H+, 0.5 keV, s0 = 0.75
smax-s0
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.90
smin-s0
Reson. 1/2
ds/2
0,14
0,12
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0,2
0,1
0
-0,1
-0,2
500
700
900
1100
1300
1500
V0 (V)

(b)

Fig.5.16


100_46_64
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.99
N
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
ds/2
-1,5
-1,55
-1,6
-1,65
-1,7
N
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

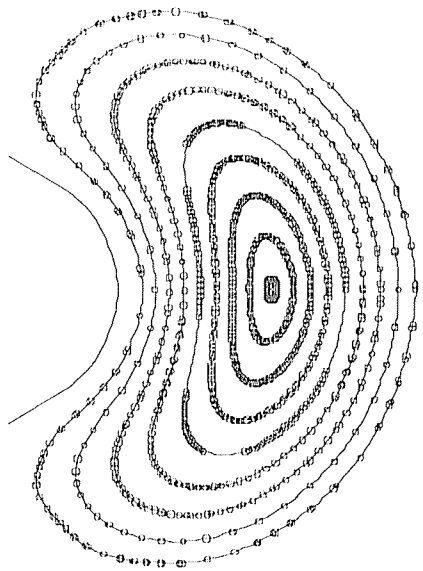
(a)

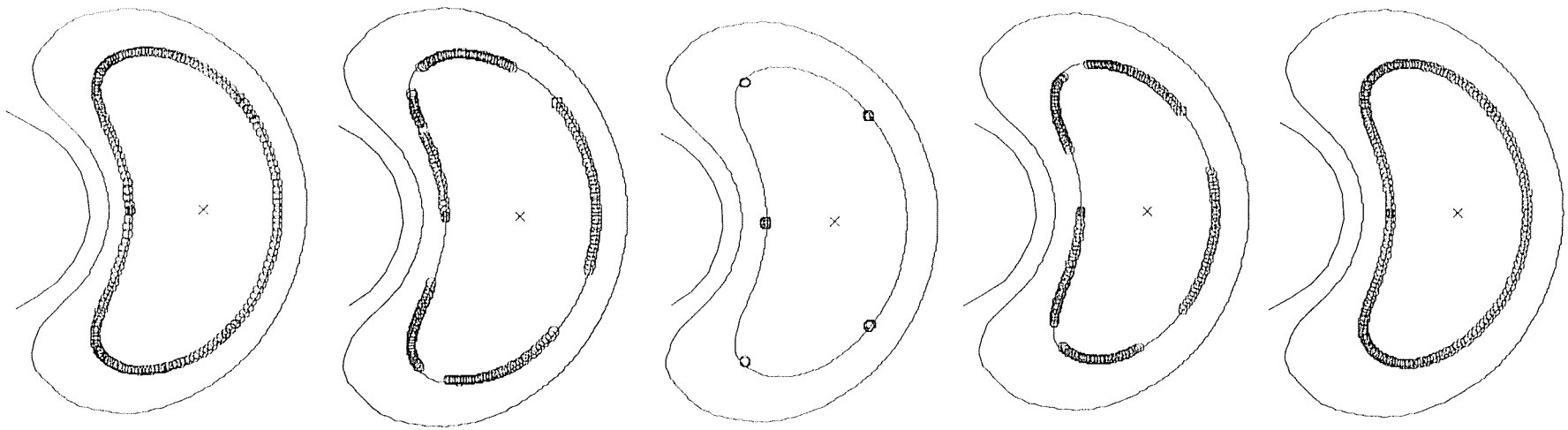

100_46_64
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = -0.99
N
-0.715
0,045
0,04
0,035
0,03
0,025
ds/2
-1,56
-1,58
-1,6
-1,62
-1,64
N
-0,9
-0,85
-0,8
-0,75
-0,7
-0,65
x/a

(b)

Fig.6.1

Rational 2/5
Config. 100_46_64
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 180°$, $\gamma = -0.99$





$s_0 = 0.75$ $s_0 = 0.74$ $s_0 = 0.715$ $s_0 = 0.69$ $s_0 = 0.68$

Fig.6.2

Rational 2/5
Config. 100_46_64
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 180°$, $\gamma = -0.99$

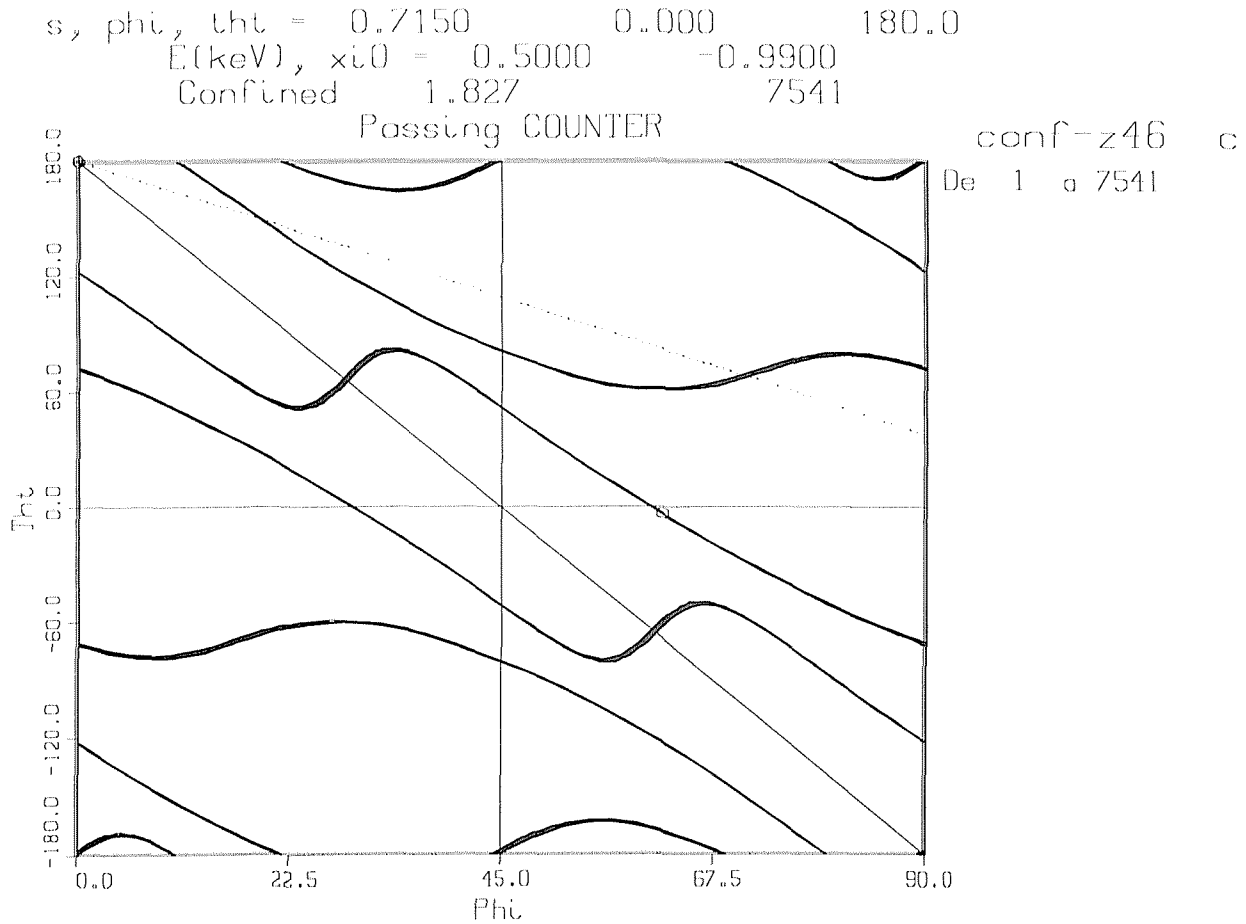


Fig.6.3

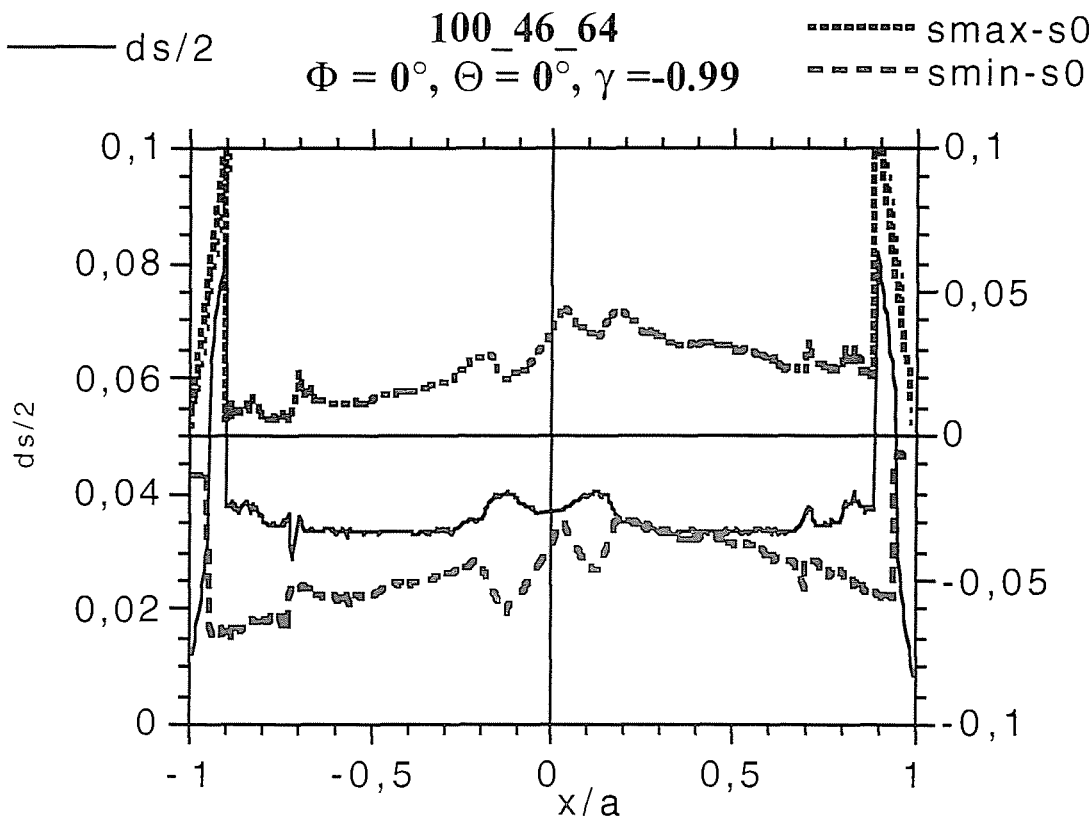
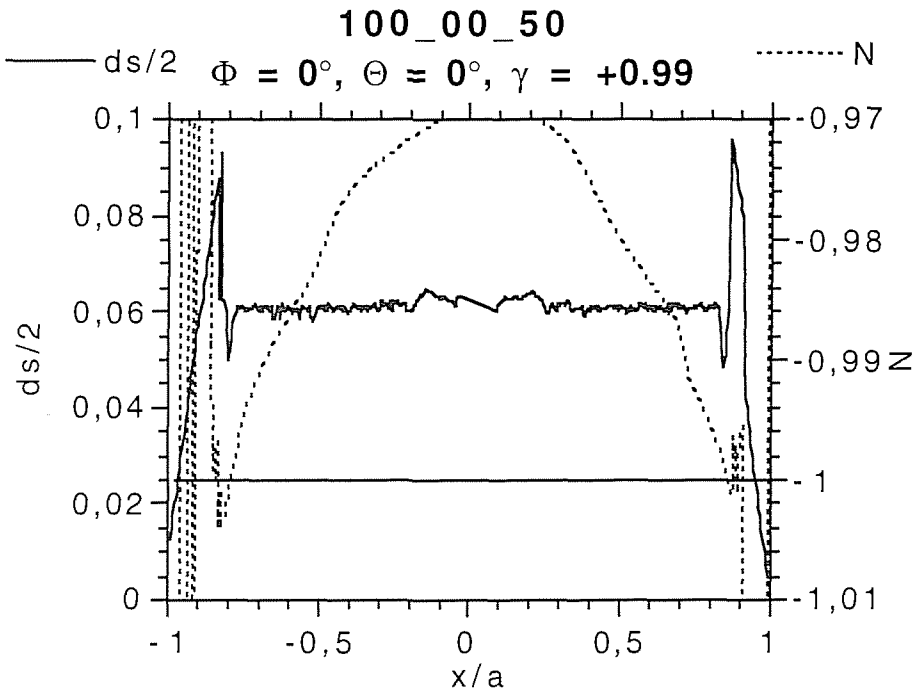
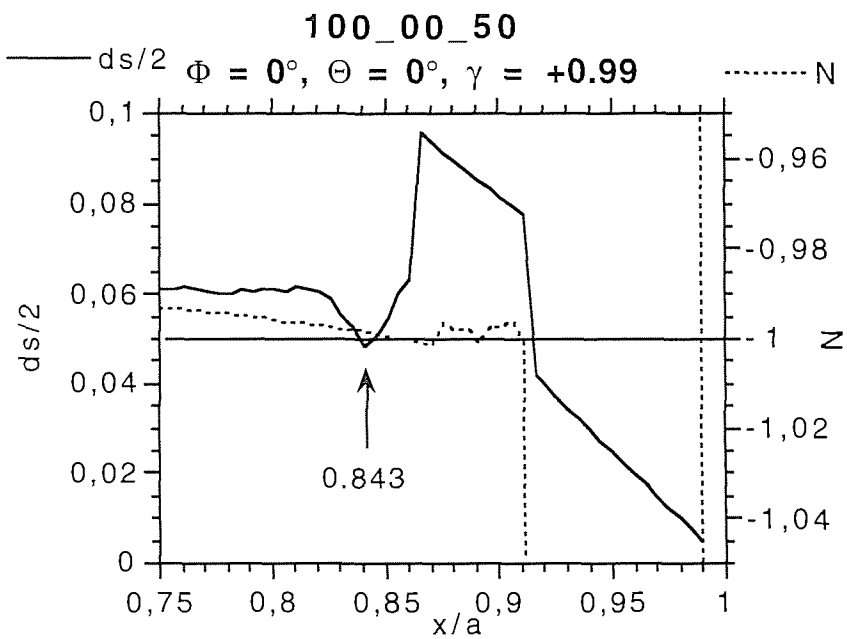

ds/2
100_46_64
Φ = 0°, Θ = 0°, γ =-0.99
smax-s0
smin-s0
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
ds/2
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

Fig.6.4


100_00_50
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.99
N
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
ds/2
-0,97
-0,98
-0,99
N
-1
-1,01
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

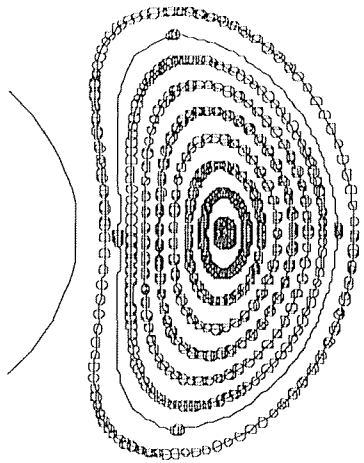
(a)

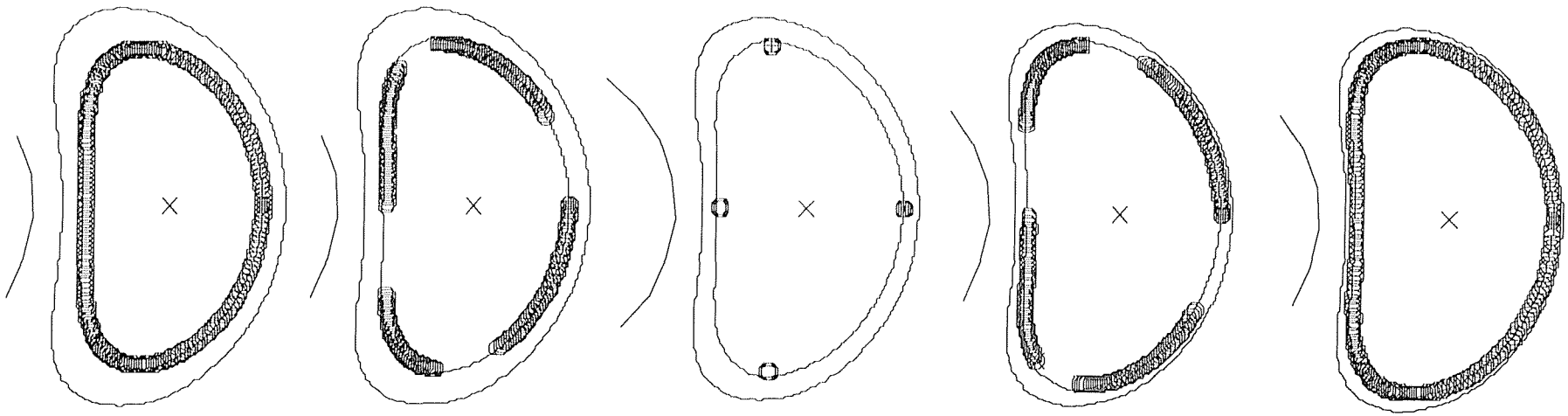

100_00_50
ds/2
Φ = 0°, Θ = 0°, γ = +0.99
N
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
ds/2
-0,96
-0,98
-1
N
-1,02
-1,04
0.843
0,75
0,8
0,85
0,9
0,95
1
x/a

(b)

Fig.6.5

Rational 1/4
Config. 100_00_50
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 0°$, $\gamma = +0.99$





S_0=0.79 S_0=0.81 S_0=0.843 S_0=0.88 S_0=0.90

Fig.6.6

Rational 1/4
Config. 100_00_50
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 0°$

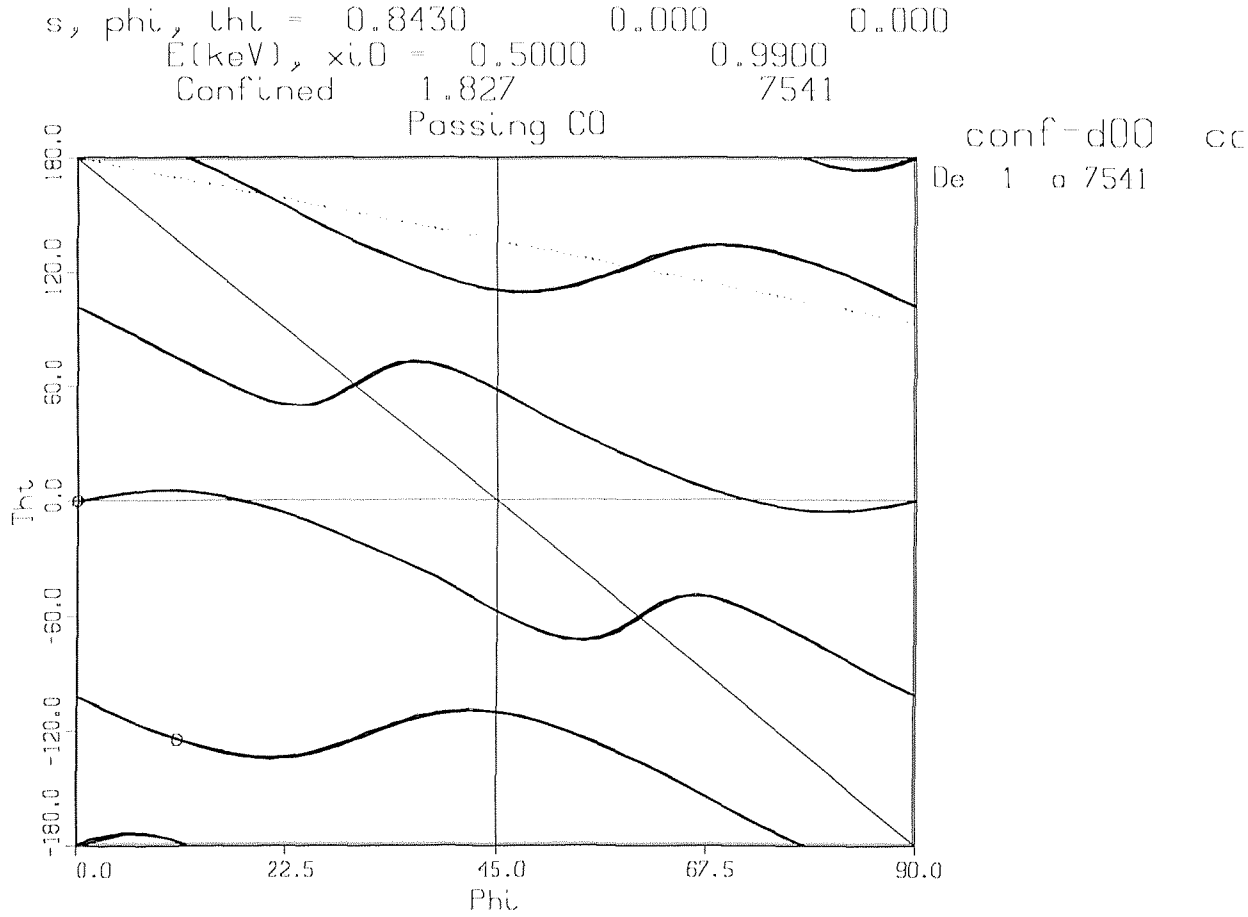
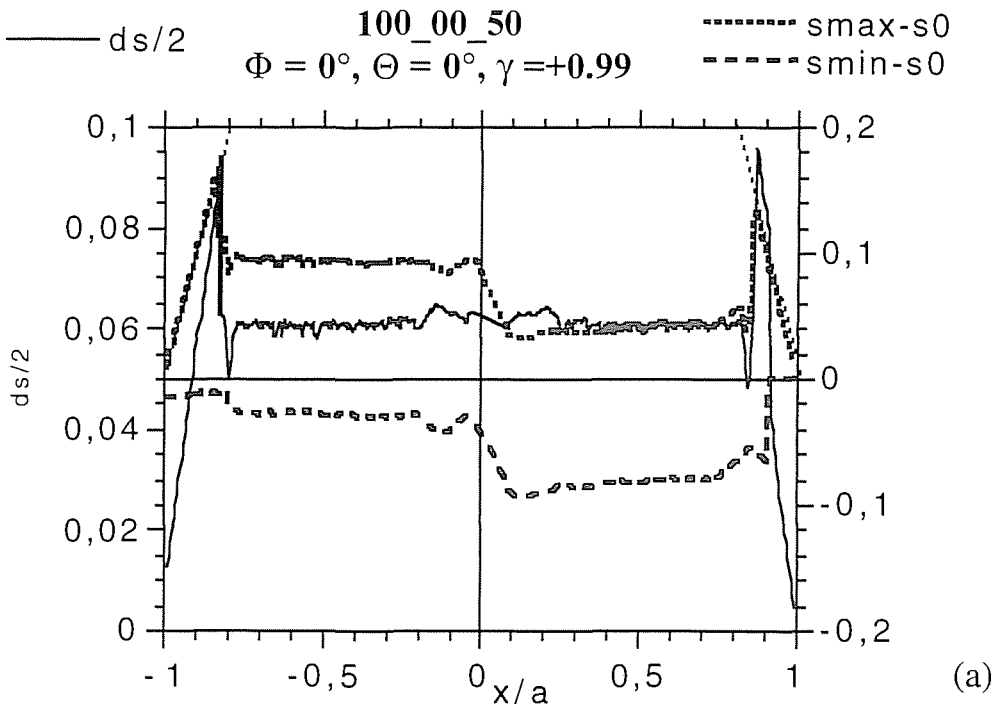
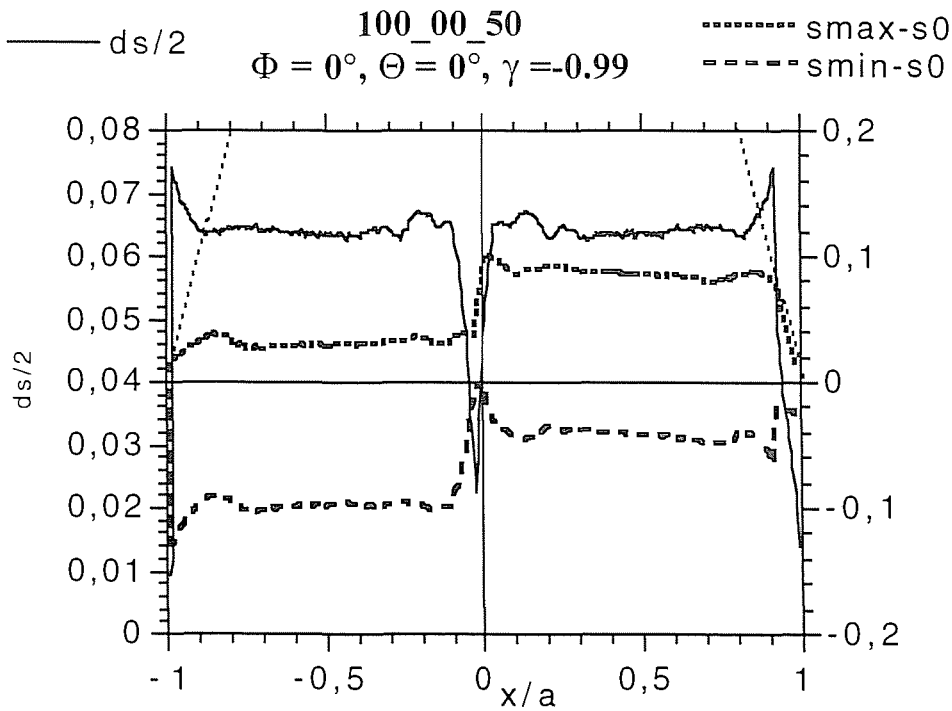


Fig.6.7


ds/2
100_00_50
Φ = 0°, Θ = 0°, γ =+0.99
smax-s0
smin-s0
0,1
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0,2
0,1
0
-0,1
-0,2
ds/2
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

(a)


ds/2
100_00_50
Φ = 0°, Θ = 0°, γ =-0.99
smax-s0
smin-s0
0,08
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
0,01
0
0,2
0,1
0
-0,1
-0,2
ds/2
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

(b)

Fig.6.8

Rational 1/3
Config. 100_22_56

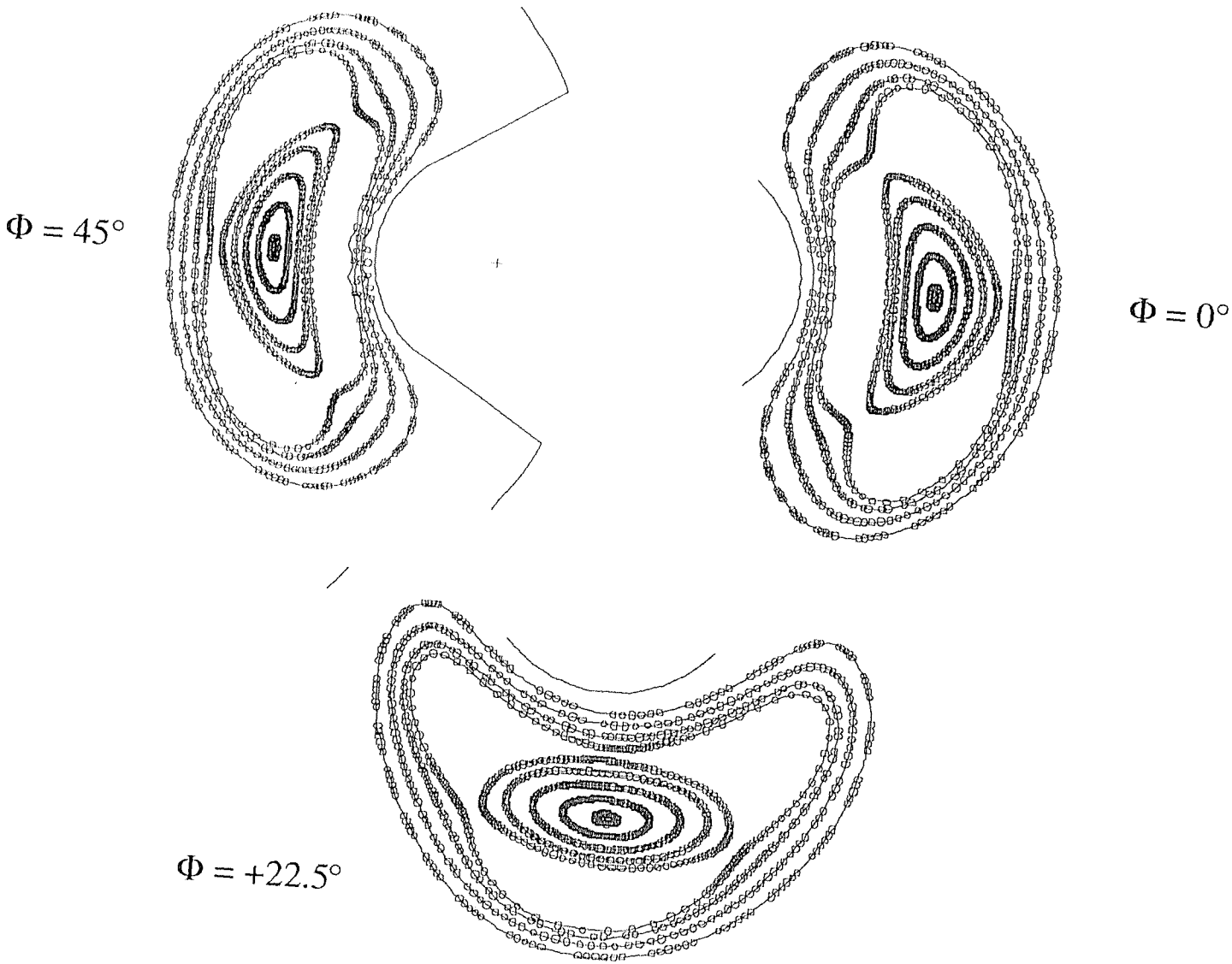
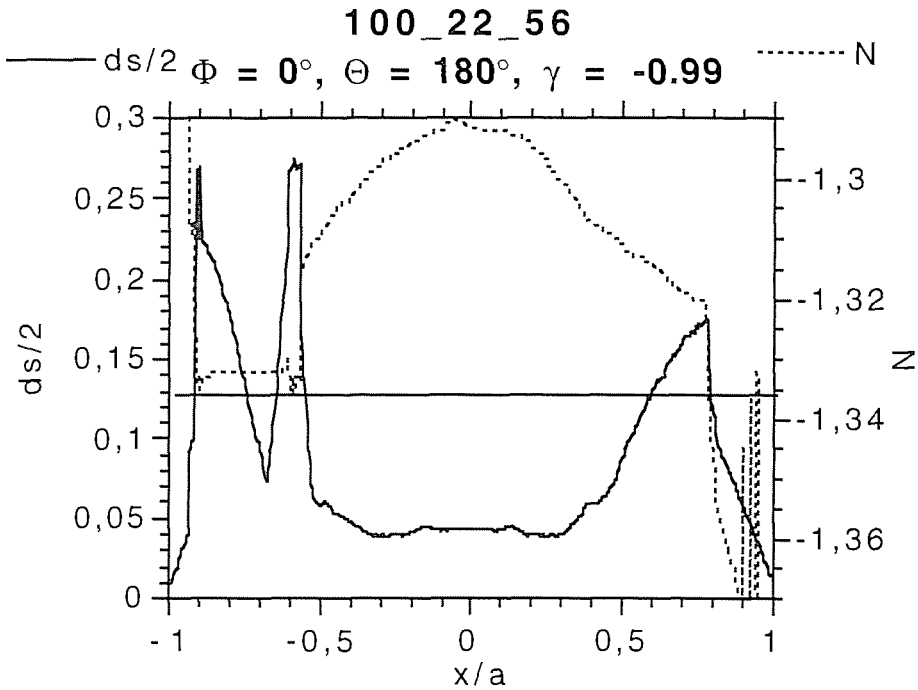
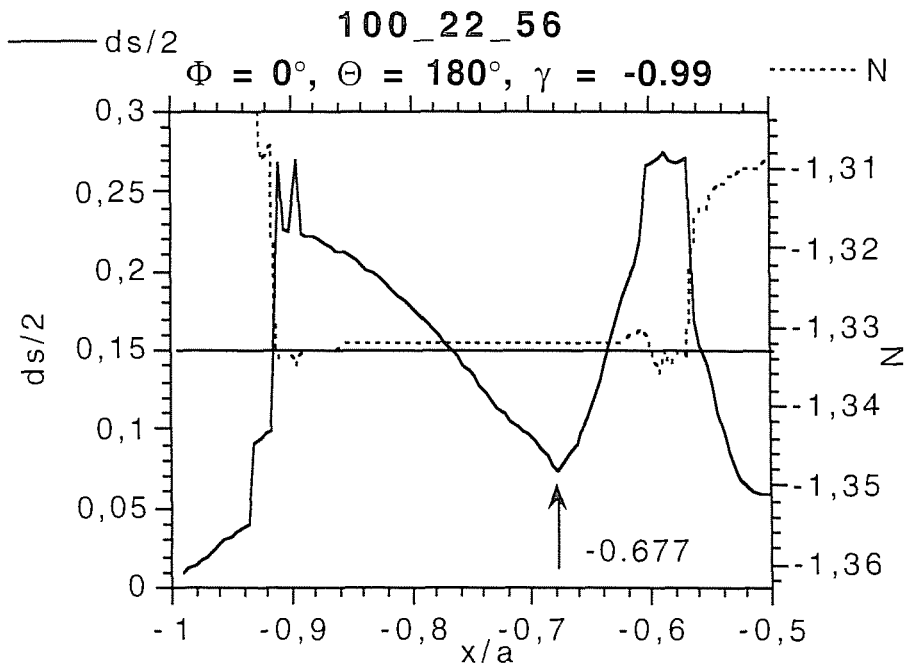


Fig.6.9

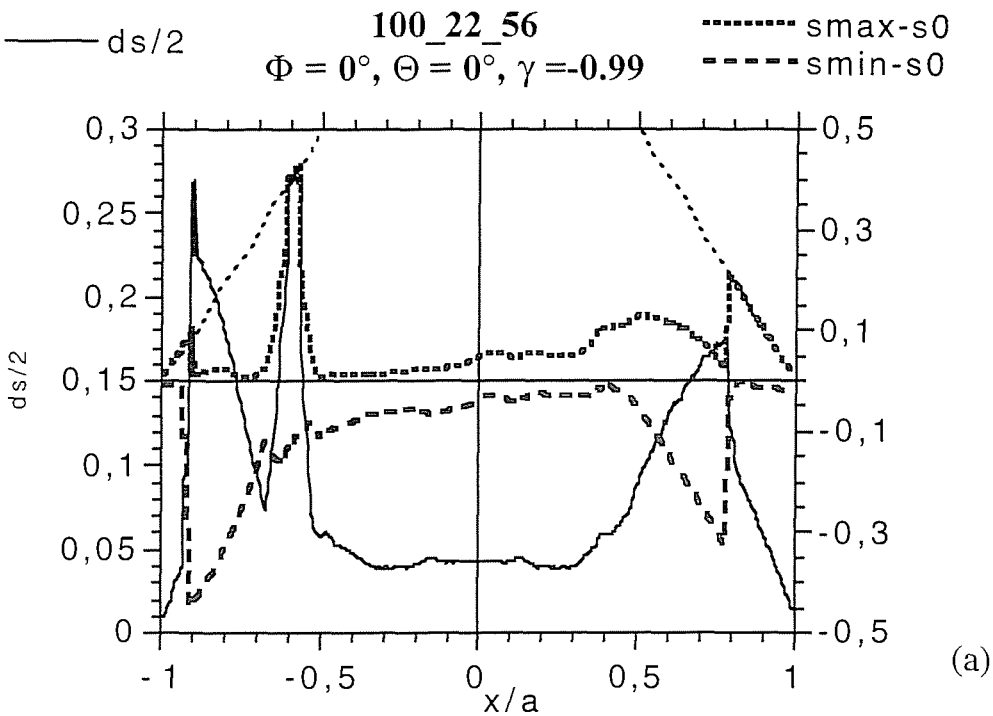

100_22_56
ds/2
Φ = 0°, Θ = 180°, γ = -0.99
N
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,05
0
ds/2
-1,3
-1,32
-1,34
-1,36
N
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

(a)

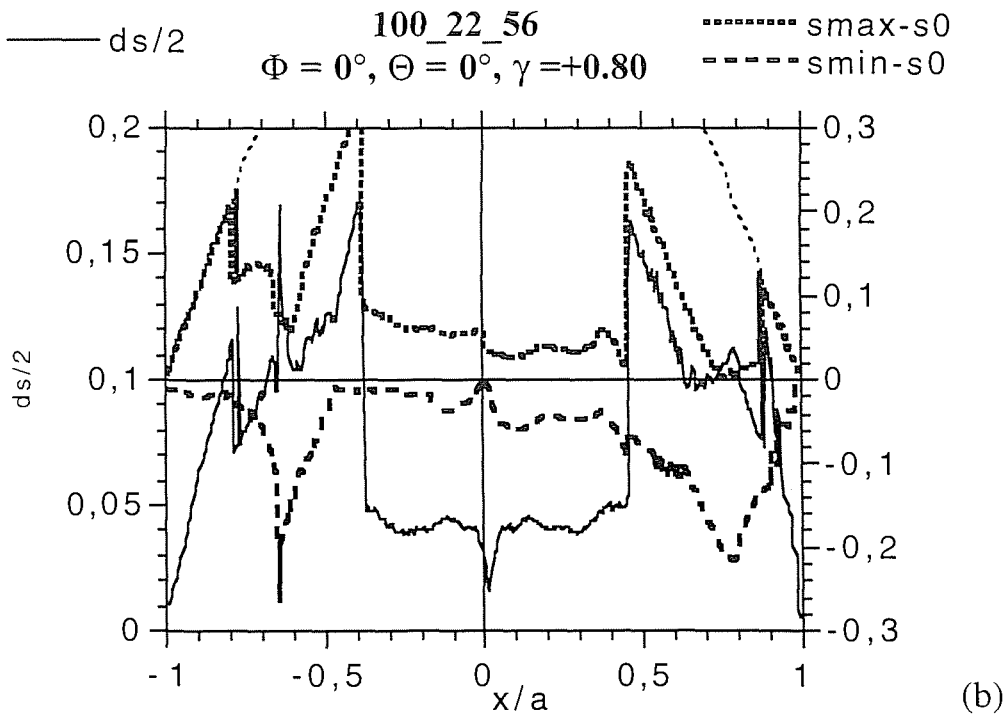

100_22_56
ds/2
Φ = 0°, Θ = 180°, γ = -0.99
N
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,05
0
ds/2
-1,31
-1,32
-1,33
-1,34
-1,35
-1,36
N
-0.677
-1
-0,9
-0,8
-0,7
-0,6
-0,5
x/a

(b)

Fig.6.10


ds/2
100_22_56
Φ = 0°, Θ = 0°, γ =-0.99
smax-s0
smin-s0
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,05
0
0,5
0,3
0,1
-0,1
-0,3
-0,5
ds/2
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

(a)


ds/2
100_22_56
Φ = 0°, Θ = 0°, γ =+0.80
smax-s0
smin-s0
0,2
0,15
0,1
0,05
0
0,3
0,2
0,1
0
-0,1
-0,2
-0,3
ds/2
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

(b)

Fig.6.11

Rational 1/3
Config. 100_22_56

Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 180°$, $\gamma = -0.99$

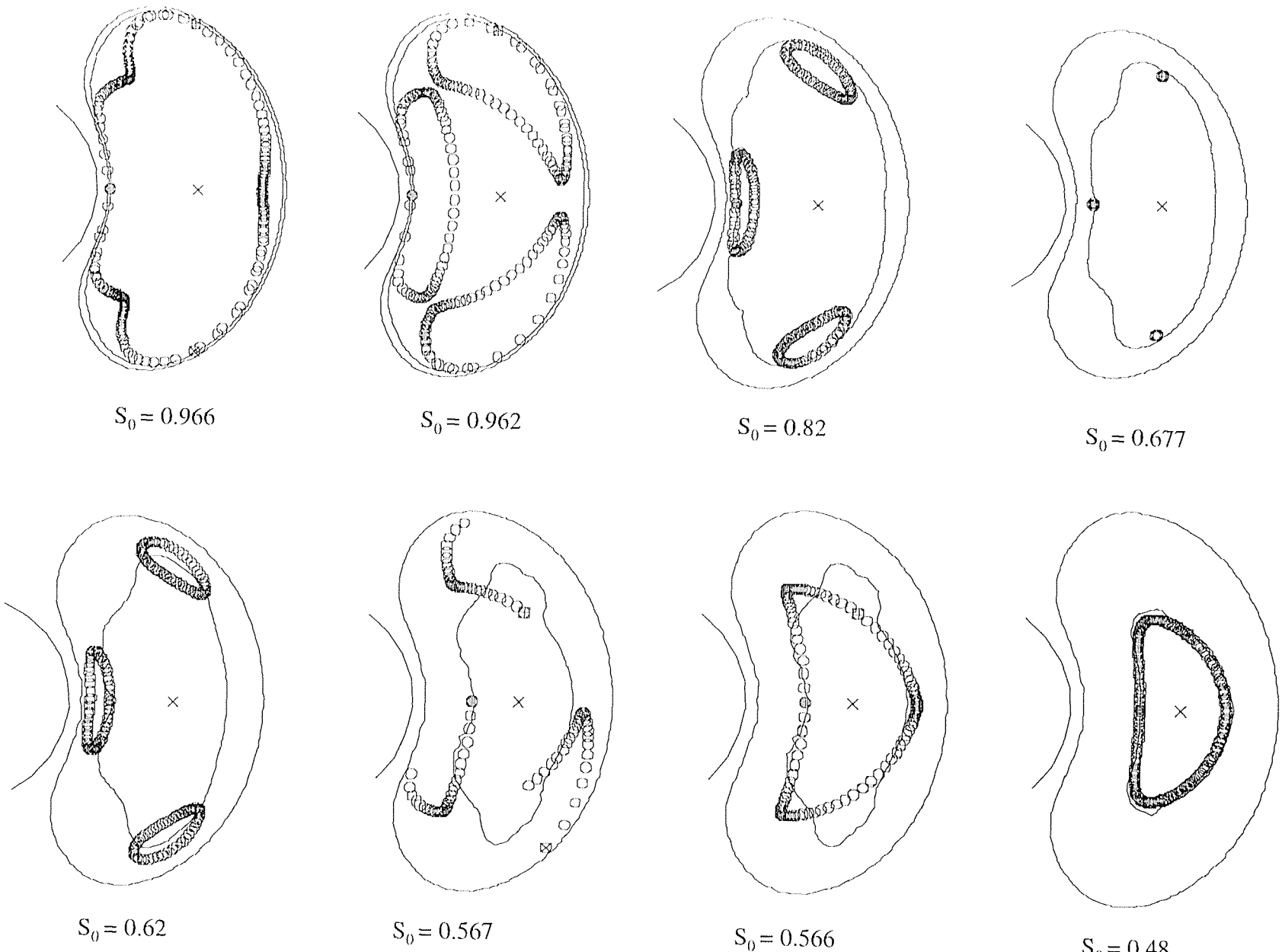


Fig.6.12

Rational 1/3
Config. 100_22_56
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 0°$, $\Theta = 180°$, $\gamma = -0.99$

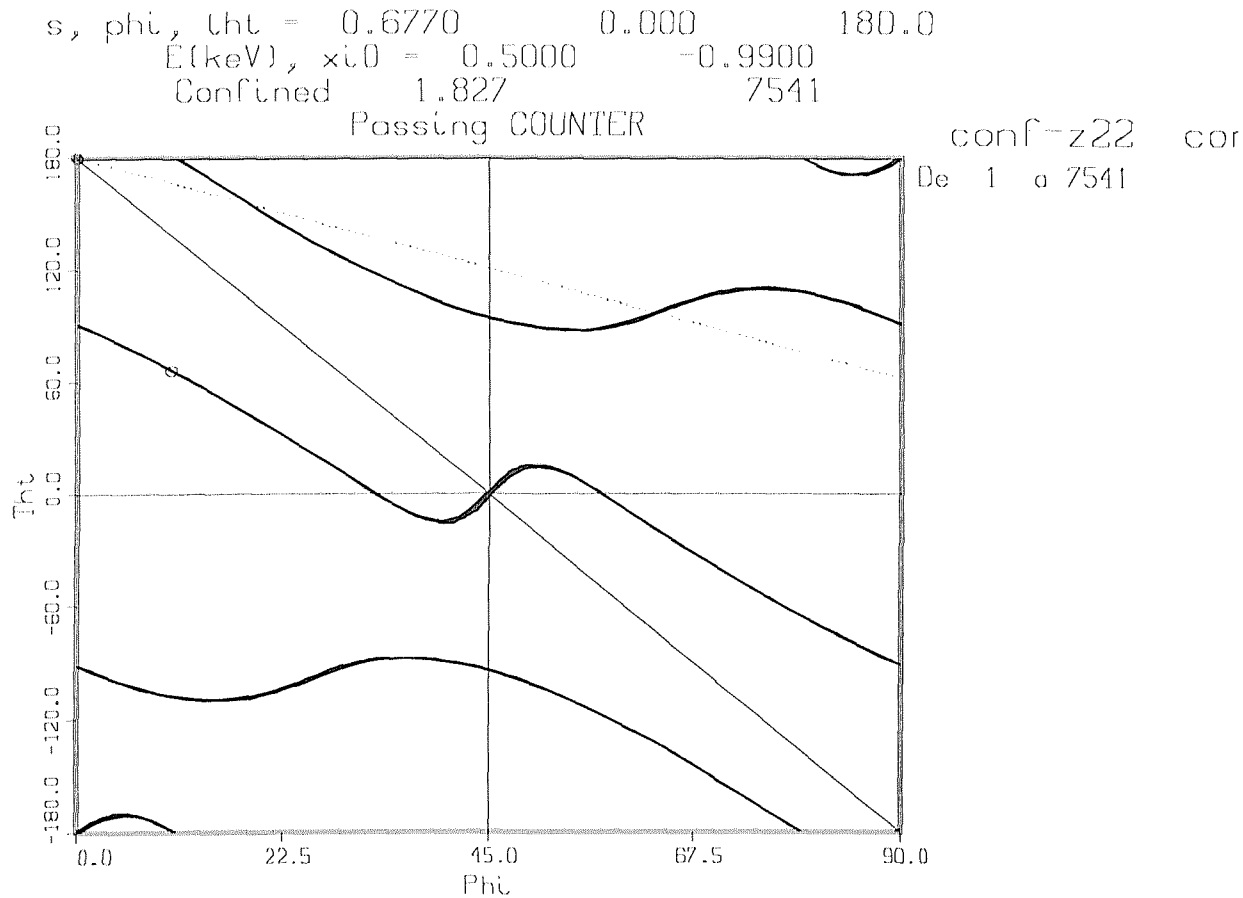


Fig.6.13

Rational 1/2
Config. 100_110_88

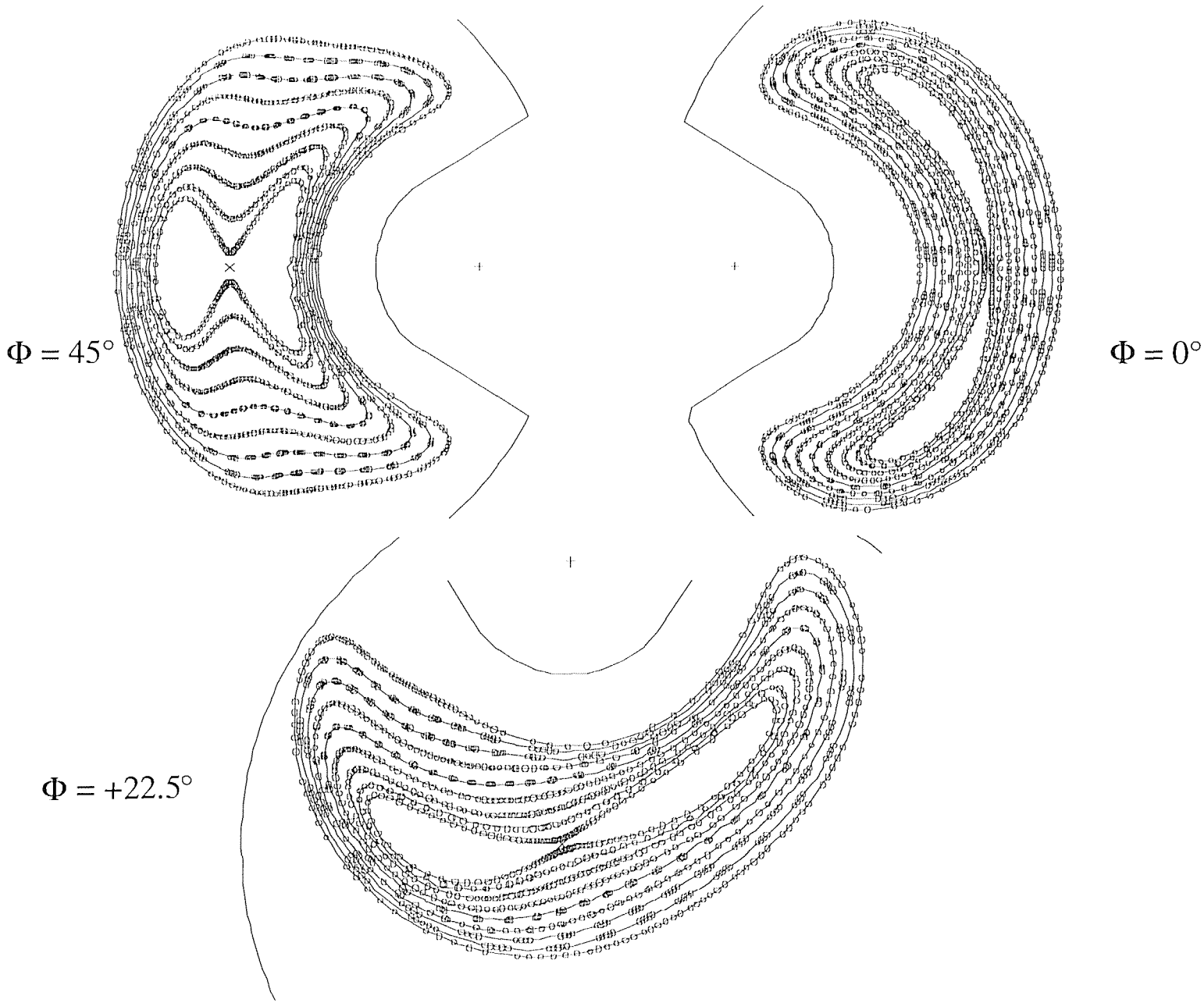


Fig.6.14

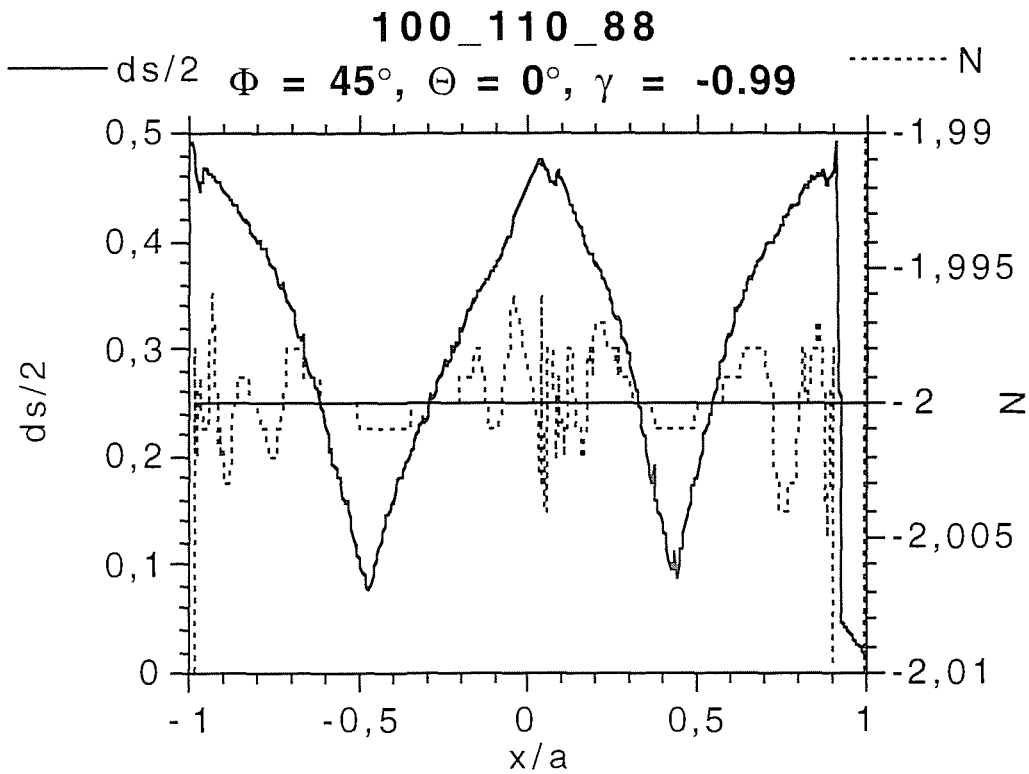
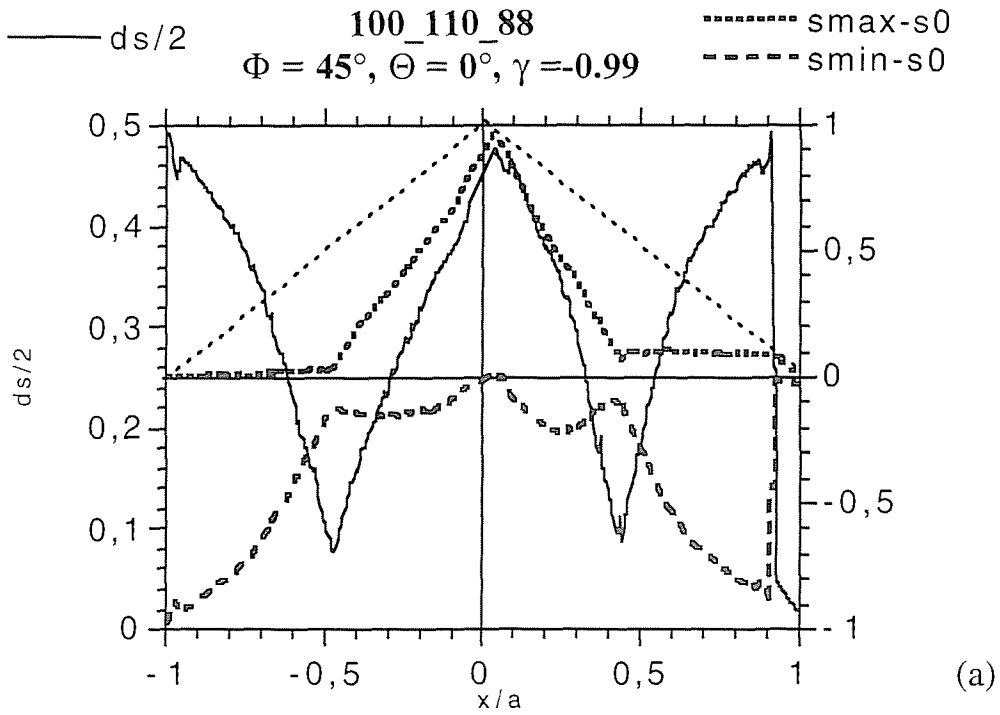
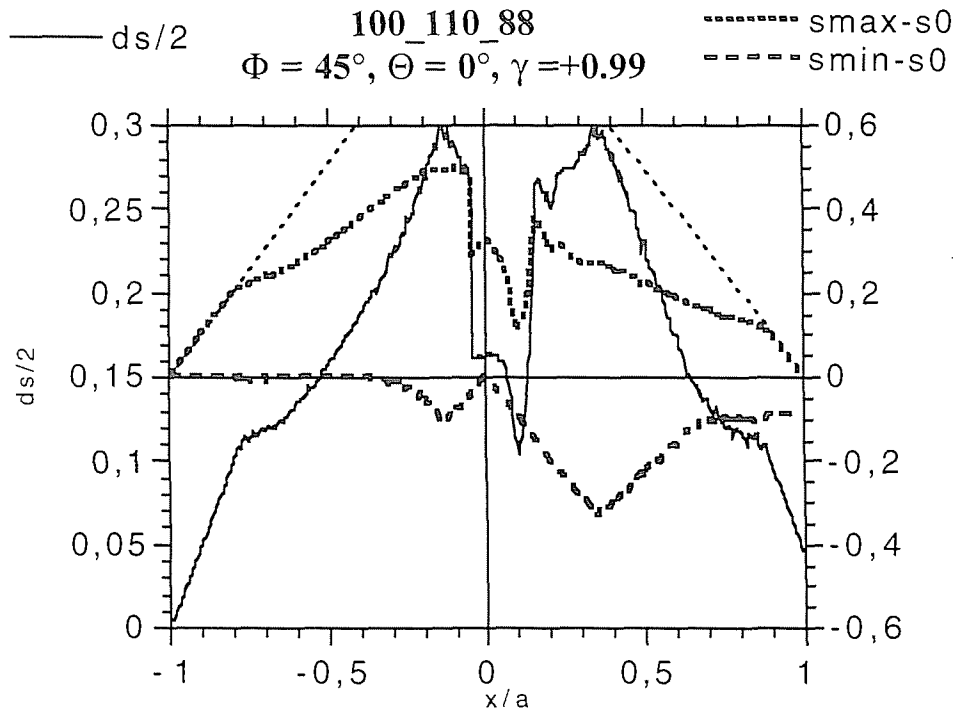

100_110_88
ds/2
Φ = 45°, Θ = 0°, γ = -0.99
N
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
ds/2
-1,99
-1,995
-2
-2,005
-2,01
N
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a

Fig.6.15


ds/2
100_110_88
Φ = 45°, Θ = 0°, γ =-0.99
smax-s0
smin-s0
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
1
0,5
0
-0,5
-1
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a
ds/2

(a)

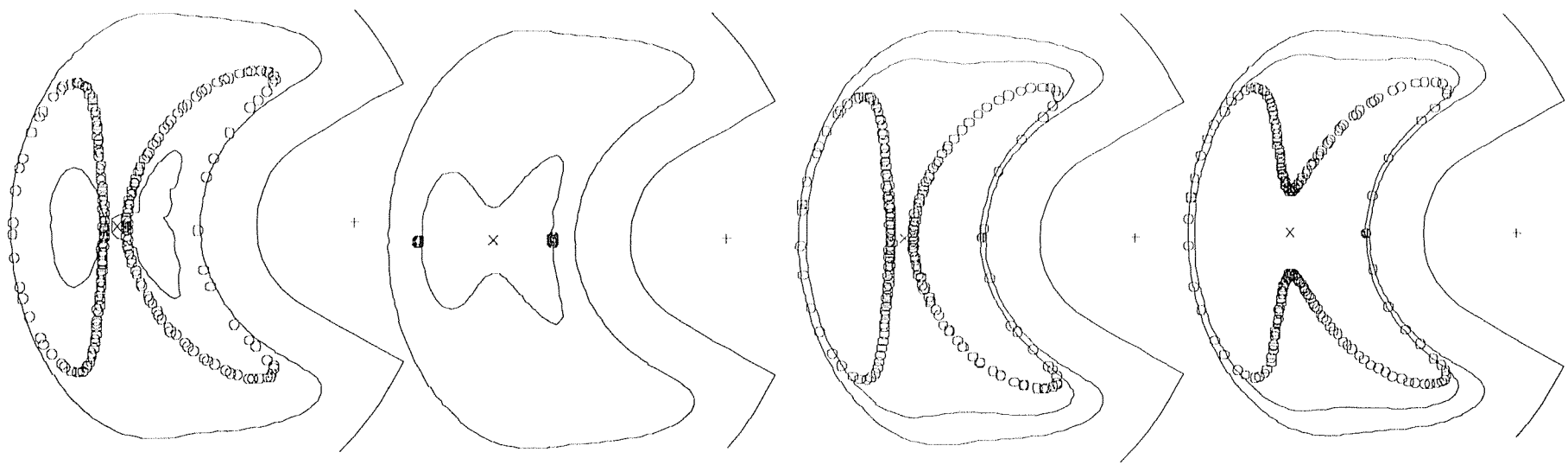

ds/2
100_110_88
Φ = 45°, Θ = 0°, γ =+0.99
smax-s0
smin-s0
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,05
0
0,6
0,4
0,2
0
-0,2
-0,4
-0,6
-1
-0,5
0
0,5
1
x/a
ds/2

(b)

Fig.6.16

Rational 1/2
Config. 100_110_88
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 45°$, $\Theta = 0°$, $\gamma = -0.99$

Fig.6.17



$S_0 = 0.05$ $S_0 = 0.426$ $S_0 = 0.90$ $S_0 = 0.914$

Rational 1/2
Config. 100_110_88
Ion H^+ 0.5 keV
$\Phi = 45°$, $\Theta = 0°$, $\gamma = -0.99$

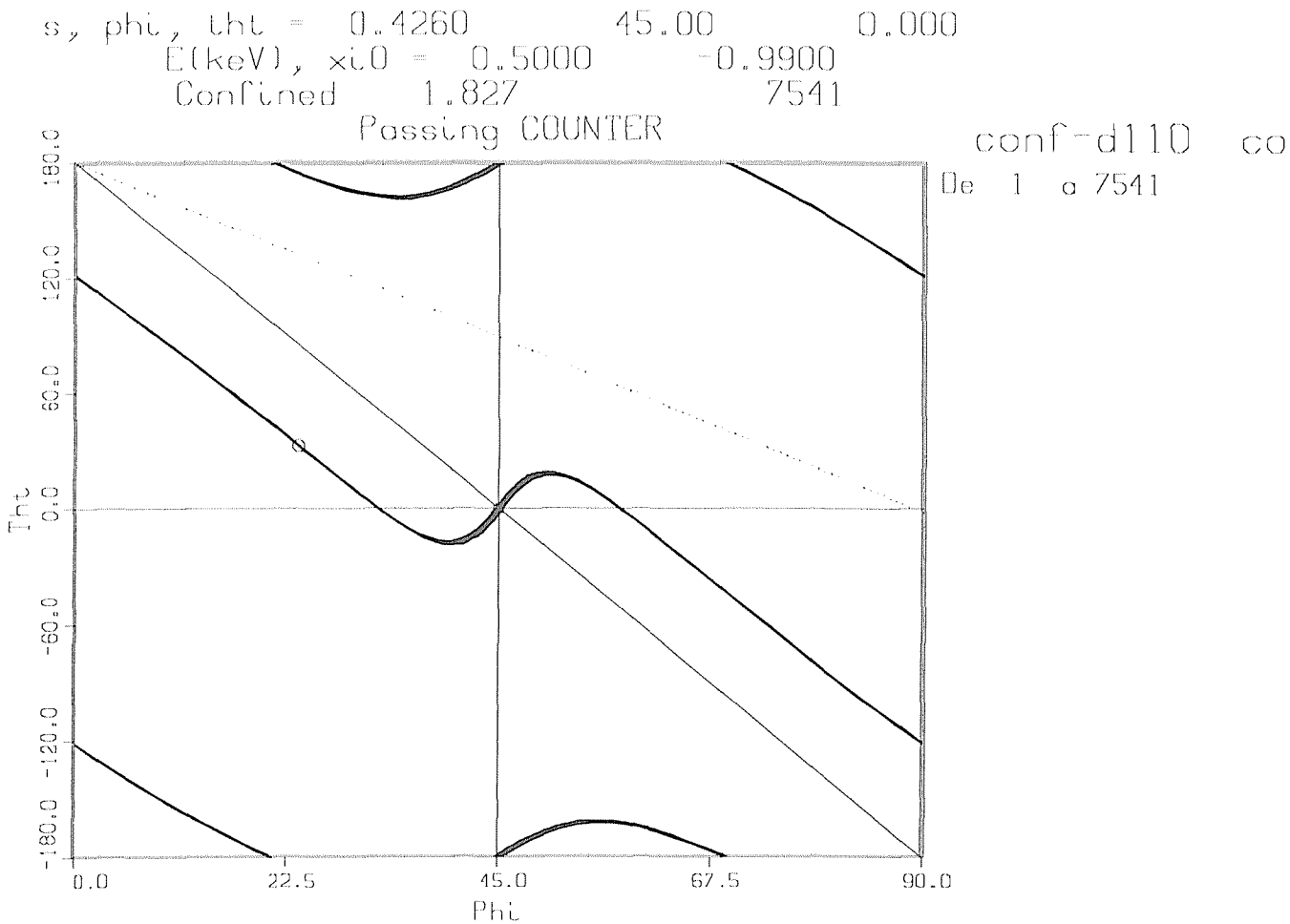


Fig.6.18