Informes Técnicos Ciemat

827

Mayo 1997

Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II

J. Guasp,
M. Liniers

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 43

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

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

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

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

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

Depósito Legal: M-14226-1995
NIPO: 238-97-001-5
ISSN: 1135-9420

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700380, 700412
PLASMA, HELICAL STELLARATORS, HELICAL CONFIGURATIONS, ELECTRIC FIELD, PARTICLE LOSSES, BEAM INJECTION, NUMERICAL ANALYSIS, TOKAMAK DEVICES

"Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II"

Guasp, J.; Liniers, M.
110 pp. 68 figs. 14 refs.

Resumen

En este estudio se efectúa un análisis detallado de la influencia del campo eléctrico radial en las velocidades de deriva, las trayectorias y en la modificación de barreras radiales de atrapamiento para iones de energía baja e intermedia (0.1-1 keV) en el Stellarator de eje helicoidal TJ-II.

En el TJ-II las velocidades de deriva tienen, fundamentalmente, la misma dirección de giro que el Hard Core (o que el propio plasma), con predominio de la componente vertical dirigida hacia abajo, además su intensidad es mayor cerca del HC y en la dirección externa al plasma. Estas tendencias crean fuertes asimetrías en las fugas incluso en ausencia de campo eléctrico.

En presencia de campo eléctrico la componente poloidal de la velocidad de deriva predomina, alterando fuertemente el comportamiento de las trayectorias. Campos eléctricos positivos producen barreras radiales internas y tienden a eliminar las externas. Lo contrario sucede con campos negativos. Esto altera profundamente las propiedades de atrapamiento y confinamiento de las partículas.

Estos análisis servirán de base para la comprensión de las alteraciones en la distribución de fugas, en las zonas de atrapamiento y en los conos de pérdidas del TJ-II que serán presentadas en próximos informes.

"Effects of the radial electrical field on the drifts, trapping and particle orbits in TJ-II"

Guasp, J.; Liniers, M.
110 pp. 68 figs. 14 refs.

Abstract

In this study a detailed analysis of the effect of radial electric fields on drifts, trapping and trajectories for ions of low and intermediate energy (0.1-1 keV) in the helical axis stellarator TJ-II has been perfomed.

In TJ-II the drift velocities have the same rotation direction than the Hard Core (HC, the same than the plasma) with predominance of the vertical downwards component. The instensity is higher near the HC and in the outwards direction. These trends create strong asymmetries in losses even in the absence of electric field.

When an electric field is present the poloidal component of the drift velocity predominates modifying deeply the orbit behaviour. Positive electric fields produce internal radial trapping barriers and have a tendency to eliminate the external ones. The opposite happens for negative fields. These facts alterate deeply the tapping and confinement porperties of the particles.

All these analysis will be used as a basis for the understanding of the modifications on the loss distribution, trapping regions and loss cones for TJ-II that will be adressed in forthcoming studies.

INDICE

1. Introducción

1.1 Método de cálculo.

2. Modificación de las velocidades de deriva

2.1 Velocidades de deriva.
2.2 Direcciones en el espacio real.
2.3 Componentes radiales y poloidales en coordenadas de Boozer.
2.4 Dependencia radial.
2.5 Efecto del campo eléctrico.

3. Modificación de las trayectorias

3.1 Clasificación de las trayectorias.
3.2 Ejemplos típicos en ausencia de campo eléctrico.
3.3 Consecuencias sobre las pérdidas en ausencia de campo eléctrico.
3.4 Efecto del campo eléctrico en casos típicos.

4. Aparición y desaparición de barreras radiales

4.1 Zonas de atrapamiento preferente
4.2 Diagramas transversales y poloidales.
4.3 Barreras radiales internas y externas en presencia de campo eléctrico.

5. Conclusiones

A1. Coordenadas de Boozer en el TJ-II.

Referencias.

Lista de Figuras.

1. Introducción

La gran complejidad de los efectos que el campo eléctrico radial introduce en las diferentes características de las trayectorias de partículas cargadas en el TJ-II ha hecho indispensable un estudio detallado de algunos temas básicos que afectan a las trayectorias individuales, tales como el comportamiento de las velocidades de deriva, con y sin campo eléctrico, sus consecuencias sobre las fugas de las partículas y el análisis de la aparición y desaparición de barreras radiales que modifican fuertemente las propiedades de atrapamiento y confinamiento.

Esos análisis, que son el objeto del presente estudio, se han utilizado como base para justificar y comprender comportamientos más globales, tales como las asimetrías en la distribución de pérdidas, tanto a la salida del plasma como sobre la cámara de vacío del TJ-II [1], las alteraciones radiales y angulares de la población de partículas atrapadas [2], el efecto del campo eléctrico y de las resonancias sobre los conos de pérdidas [3], etc., temas que irán siendo publicados sucesivamente.

1.1 Método de cálculo

En todos esos estudios se analizan las órbitas de iones H de energía baja o intermedia (0.1 - 1 keV) en presencia de campos eléctricos radiales.

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

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

El cálculo de órbitas para los iones se efectúa en la aproximación *Centro Guia*.[4], para las energías utilizadas ésta es una aproximación

razonable (p..ej para 0.5 keV el radio de Larmor es de 2.3 mm, es decir $1.2x10^{-2}$ veces el radio medio del plasma). Por otro lado se supone también que no existen colisiones (es decir se van a analizar solo las pérdidas *directas*).

El seguimiento de las trayectorias en el interior del plasma hasta su salida se efectua en coordenadas de Boozer (cf.[5] y Ap.I) teniendo en cuenta, en esta zona, la presencia posible de un campo electrico radial. Las partículas se siguen hasta alcanzar el borde del plasma o, en su defecto, durante un tiempo equivalente a 60 vueltas al toro (~1.8 ms para iones H de 0.5 keV)

Por el contrario en el exterior del plasma el seguimiento se hace en el espacio real hasta alcanzar la cámara de vacío, pero ya sin campo eléctrico y con un código distinto al que se utiliza en el interior del plasma [6] [7]. No se ha considerado la posibilidad de *reentering* (es decir la de que una partícula que emerja del plasma vuelva a entrar en él posteriormente) ya que, al contrario que en otros stellarators [8], es muy poco importante en el TJ-II [4] [9].

Como se indica con mayor detalle en Ref.[1] para la mayor parte de los estudios ha sido necesaria la paralelización de los códigos y el uso de la Cray T3E. P.ej. un caso típico [2] sigue 31000 partículas de una única energía, para una única superficie magnética y para un único valor del potencial eléctrico. Utilizando 16 procesadores en la T3E se necesita aproximadamente 1 h de tiempo real. Sin esta posibilidad de paralelización la estadística o la resolución alcanzables hubieran sido totalmente insuficientes.

2. Modificación de las velocidades de deriva

2.1 Velocidades de deriva

Las velocidades de deriva (*drifts*), que apartan los centros guía de las órbitas de las líneas de campo magnético, se deben a los gradientes y curvatura de las líneas de campo y a la acción del campo eléctrico y vienen dadas ([10] fórmula (3.74) p. 60) por :

$$\mathbf{V}_d = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B} + \left(1+\gamma^2\right)\frac{T}{q}\,\frac{[\mathbf{b} \times \nabla B]}{B^2}$$

o bien ([10] fórmula (3.64) p. 57):

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

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

Estas fórmulas indican que, para iones, sin campo eléctrico, la velocidad de deriva posee sentido opuesto a la binormal de las líneas de campo, que su magnitud crece con la energía cinética, con el parámetro de *pitch* y decrece con la intensidad del campo magnético. Además para electrones posee sentido opuesto al de los iones, aunque con magnitud equivalente para la mísma energía.

Por su parte la aportación del campo eléctrico tiene dirección preferentemente poloidal (perpendicular al campo magnético y situada sobre las superficies de flujo) es independiente de la carga y decrece con la intensidad del campo magnético.

Es muy fácil comprobar que para un campo toroidal ideal, con dirección de campo similar a la del TJ-II (campo dirigido en la dirección de angulos toroidales del espacio real Φ_r decrecientes), en ausencia de campo eléctrico, las derivas poseen dirección predominantemente vertical y van dirigidas hacia abajo en el caso de iones. Su magnitud máxima para partículas totalmente *pasantes* (γ=1) sería $2T/(B.R_0)$, siendo R_0 el radio mayor del toro, valor para el cual se han normalizado todos los cálculos que siguen.

2.2 Direcciones en el espacio real

Para el TJ-II, en el caso de iones de 0.5 keV sin campo eléctrico, las direcciones de la velocidad de deriva (V_d) en el espacio real aparecen para varios cortes toroidales (Φ_r constante) en las Fig.2.1 y 2.2. junto con los contornos de valor de campo magnético constante. Se observará que para Φ_r =0° las velocidades de deriva poseen, como en un campo toroidal ideal, dirección fundamentalmente vertical y dirigida hacia abajo ya que el gradiente del campo está dirigido hacia dentro del toro mientras que el campo magnético lo está hacia fuera del plano del papel

Por el contrario para otros ángulos la dirección de las derivas se desvía de la vertical y posee, más bién, la mísma dirección de giro que el *Hard Core* (HC), que es la del propio plasma. Incluso para Φ_r =45° la situación se ha invertido respecto a la ideal y las derivas están dirigidas predominantemente hacia arriba a causa de la inversión del sentido del gradiente del campo (que en este caso, al contrario que para los demás ángulos, crece hacia el exterior del toro). Una situación anómala que solo se da en sistemas de eje fuertemente helicoidal.

En suma, para el TJ-II, las derivas van dirigidas *grosso modo* en la mísma dirección que el giro del HC, no obstante, como se verá más adelante (§2.3), para la componente vertical en el espacio real, predomina en media el sentido hacia abajo (DOWN).

Por otro lado, comparando las direcciones de las derivas para Φ_r=22.5° (Fig.2.1b) y Φ_r=67.5° (Fig.2.2b) se observa que mientras la simetría stellarator se mantiene para los contornos de módulo del campo (simetría respecto a la línea horizontal que pasa por el centro del HC) y también para la componente horizontal de Vd (sentido opuesto para puntos simétricos), por el contrario la componente vertical Vdrz está dirigida hacia abajo en ambos casos, particularmente en las zonas de campo mínimo (a la derecha de las figuras) que es donde más abundan las partículas atrapadas y, por consiguiente, las pérdidas. Esto hace que en el primer caso (Φ_r=22.5°) las derivas se alejen del HC, mientras que en el caso antisimétrico (Φ_r=67.5°) se acercan. Esta situación va a tener importantes consecuencias en las asimetrías de la distribución de fugas (cf. §3.3, Ref.[1]).

2.3 Componentes radiales y poloidales en coordenadas de Boozer

Los análisis de trayectorias y campo magnético se simplifican considerablemente si se utilizan coordenadas de flujo de tipo Boozer [5] ya que en esas coordenadas las líneas de campo magnético son rectas con pendiente igual al valor de la transformada rotacional.

Para el TJ-II (cf. Ap.I) los ángulos toroidal (Φ_b) y poloidal (Θ_b) en coordenadas de Boozer son opuestos a los del espacio real, por lo tanto las direcciones arriba (UP) y abajo (DOWN) respecto al eje magnético se encuentran situadas de manera opuesta, por el contrario las dirigidas hacia el exterior del toro (OUT) y el interior (IN) mantienen la misma posición.

En esas coordenadas angulares de Boozer la representación de los contornos de módulo contante del campo magnético (B), en un solo periodo y para una superficie magnética de radio medio (normalizado a 1 en el borde) s=0.75, adoptan la forma de la Fig.2.3. Se observará el mantenimiento de la simetría Stellarator (simetría puntual respecto al centro de la figura, Φ_b=45°, Θ_b=0°) y la aparición de profundos mínimos a ambos lados de la linea del HC (diagonal descendente), mínimos que obviamente corresponden (cf. §4.1) a máximos de la población de

partículas atrapadas. En partícular deben notarse los mínimos situados en Φ_b=22.5°, Θ_b=-14.4°; Φ_b=33°, Θ_b=-40° y posiciones antisimétricas.

En esa Fig.2.3 aparecen superpuestas, para algunos puntos seleccionados, las direcciones de la velocidad de deriva (iones de 0.5 keV) sin campo eléctrico. Se observará que en las zonas de máxima población atrapada las derivas se encuentran dirigidas hacia arriba en el diagrama angular (Θ_b creciente). En éste y el resto de los diagramas siguientes los puntos con un círculo corresponden a componente radial de la velocidad de deriva (Vdrs, radial respecto a la superficie magnética) negativa, es decir dirigida hacia el interior del plasma, por el contrario las aspas representan puntos en los que Vdrs es positiva: dirigida hacia fuera del plasma. Se observará que puntos antisimétricamente situados en las zonas de máximo atrapamiento poseen componentes radiales opuestas (aunque ésto se verá con mayor claridad en las Fig. siguientes).

El módulo de Vdr viene representado en ese diagrama angular por la Fig.2.4, la linea gruesa corresponde a valor 1 (es decir el mísmo que para un campo toroidal ideal, cf. §2.1), se observará un fuerte incremento sobre el valor ideal en una zona situada alrededor del HC con extensiones hacia los máximos de atrapamiento en una de las cuales se situa el máximo absoluto (2.4 veces superior al de un campo torroidal ideal). Las zonas de intensidad mayor (contorno 2.0) son tanto las zonas de atrapamiento preferencial como el centro del HC y en particular la porción de éste situada hacia $\Phi_b \sim 45°$

La Fig.2.5 muestra la componente vertical Vdrz en el espacio real, los contornos punteados corresponden a zonas en que Vdrz es negativa, es decir va dirigida hacia abajo (en el espacio real). Se observa, como se dijo en §2.1, que la zona "anómala" en la que esa componente es positiva (dirigida hacia arriba) es una franja, no muy ancha, situada alrededor de $\Phi_b \sim 45°$ cuya area en el diagrama es claramente menor que la de la zona "normal". Esta situación se repite para todas las superficies magnéticas. Como las partículas del plasma se encuentran uniformemente distribuidas en ángulo toroidal y poloidal sobre cada superficie magnética, es evidente que, globalmente, va a existir un predominio neto de la componente

DOWN. Esto va a causar una fuerte asimetría UP/DOWN que domina la distribución de pérdidas de partículas incluso en presencia de campo eléctrico [1].

Por su parte la componente radial Vdrs (radial respecto a la superficie magnética) aparece representada en la La Fig.2.6. Se observará que puntos antisimétricos del diagrama poseen componentes radiales opuestas, al contrario de lo que sucede con Vdrz o, como se verá más adelante con la componente poloidal Vdrthb (Fig.2.7), lo que indica que para esa componente radial ya no aparece la simetría stellarator, una asimetría típica de las que acostumbran a producir las fuerzas magnéticas. Por consiguiente puntos antisimétricos van a presentar derivas que se comportan de manera diferente lo que va a introducir también una asimetría toroidal entre octantes del mísmo periodo [1], aunque mucho menos acusada que en el caso de la asimetría vertical y que sí que va a ser bastante afectada por el campo eléctrico (cf.[1] §3).

Se observará también que esa componente radial se anula (linea gruesa en Fig.2.6) a lo largo de una línea que pasa, *grosso modo* , por las zonas centrales de los mínimos de campo (es decir de las de atrapamiento preferente), esto es lógico, la componente radial de Vd está dominada por el gradiente angular del campo tomado sobre la superficie magnética y ese gradiente angular se anula en las zonas de campo mínimo. Por consiguiente la linea de componente radial nula va a pasar por los centros del "rosario" de zonas de atrapamiento máximo. Evidentemente lo misno ocurrirá con las zonas de campo máximo (mínimo atrapamiento).

Por último los máximos absolutos para esa componente radial se encuentran a ambos lados del HC a mitad de camino de los máximos de atrapamiento. Para ángulos toroidales de Boozer Φ_b inferiores a 45° (2º octante en el espacio real) la deriva se dirige hacia fuera del plasma, mientras para ángulos superiores (1er octante real) está dirigida hacia dentro del plasma. Lo que pone de manifiesto, una vez más, las asimetrías que introducen las derivas.

La Fig.2.7 muestra el mismo diagrama para la componente poloidal Vdrthb (poloidal en coordenadas de Boozer). En este caso la simetría stellarator se mantiene (puntos antisimétricos del diagrama poseen Vdrthb de igual sentido). Los máximos positivos de esa componente se encuentran *grosso modo* centrados con las zonas de campo mínimo, aunque no sean estrictamente coincidentes, de manera que el signo de esa componente es siempre positivo, es decir dirigido hacia ángulos poloidales de Boozer crecientes (decrecientes en el espacio real) en las zonas de atrapamiento preferencial tanto en un octante como en el otro.

Se observará también que la linea de componente poloidal nula pasa a ambos lados del HC, en cuya vecindad aparecen valores negativos (ángulos decrecientes) con valores más intensos centrados en el HC y, en particular, alrededor de $\Phi_b \sim 45°$ (lo mismo que ocurre con el módulo de V_d). La localización de las líneas en que Vdrthb se anula es lógica: como la componente poloidal de la velocidad de deriva depende del gradiente radial del campo, aquella se anulará cuando éste sea nulo, es decir cuando el vector ∇B sea paralelo a la superficie magnética. Una inspección de las Figs.2.1 o 2.2 permite comprobar que ésto sucede en la zona cercana a los "cuernos" de las superficies magnéticas ya que ese gradiente está *grosso modo* dirigido hacia el HC. Es evidente que esos puntos caen a mitad de camino entre las zonas de campo mínimo y el HC.

2.4 Dependencia radial

Las figuras anteriores describen las dependencias angulares de Vd, esas dependencias son similares de unas superficies magnéticas a otras, aunque sus valores varien con el radio.

Una representación útil para V_d es:

$$\overline{V}_d^+(s,\Phi_b) \equiv \frac{1}{\pi}\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} V_d(s,\Phi_b,\Theta_b)\,d\Theta_b$$

que es el promedio poloidal parcial, tomado separadamente sobre la parte externa e interna, con respecto al toro, de las superficies magnéticas.

La Fig.2.8 muestra la dependencia radial de esa media poloidal en función de la "distancia horizontal normalizada " x, definida de forma que valores de x positivos corresponden a radios medios del plasma s=x situados en la parte externa del toro ($-90° < \Theta_b \leq 90°$), mientras que la parte interna ($90° < \Theta_b \leq 270°$) corresponde a valores de x negativos con $|x| = s$. En esa figura, junto a las medias parciales poloidales correspondientes a algunos ángulos toroidales, aparece también la media a lo largo de un periodo toroidal (es decir, la integral doble sobre Θ_b y Φ_b)

Se observará, para la media extendida a todos los ángulos toroidales (curva continua con circulos negros en esa Fig.2.8), un comportamiento suave en el centro del plasma, con un crecimiento brusco en los bordes, más acentuado en el borde externo ($x \sim +1$) que en el interno. Esto hace que globalmente las derivas sean ligeramente mayores en la zona externa (OUT) que en la interna, originando una ligera asimetría del mismo sentido en las pérdidas que va a ser fuertemente modificada por el campo eléctrico [1].

Debe señalarse que esas denominaciónes "externa" e "interna" se consideran con relación a la posición respecto al eje magnético y que, por consiguiente, mientras que para $\Phi \sim 0°$ (Fig.2.1a) la zona "externa" cae en la parte opuesta al HC, lo contrario sucede para $\Phi \sim 45°$ (Fig.2.1c) esto puede dar lugar a muchas confusiones.

2.5 Efecto del campo eléctrico

Como ya se indicó, el campo eléctrico añade una componente poloidal a la velocidad de deriva. Para campos eléctricos positivos (dirigidos hacia fuera del plasma, potenciales centrales positivos), como el campo magnético está dirigido hacia fuera del papel la velocidad de deriva posee componente poloidal negativa en el espacio real (por consiguiente positiva, ángulos crecientes, en coordenadas de Boozer (Fig.2.9c)). Lo contrario sucede para potencial negativo. Esto aparece claramente en las Figs.2.9 y 2.10 que muestran la situación, en el espacio real, para tres potenciales eléctricos (valores centrales -200, 0 y +200 Volt para iones de 0.5 keV) y ángulos toroidales de $\Phi_r = 22.5°$ y 67.5°. Se observa incluso, en algunas zonas, una inversión de la dirección de V_d.

Las Figs.2.11 a 2.14 muestran el comportamiento de la componente poloidal en coordenadas de Boozer para varios valores de la relación potencial central, energía cinética (V_0/T). Si se compara el caso V_0/T =-0.1 (V_0 = -50 Volt., Fig.2.11) con el de potencial nulo (Fig.2.7) se observa que la zona de componente poloidal positiva ha quedado restringida al "rosario" de zonas de atrapamiento preferencial ya que ese campo eléctrico negativo produce una componente poloidal negativa (positiva en espacio real) que refuerza las zonas en donde también era negativa con campo nulo (las del HC) y restringe las otras. Si se incrementa algo más ese potencial negativo (V_0/T = -0.2, V_0 = -100 Volt., Fig.2.12) esas zonas casi desaparecen. Para potenciales negativos algo más intensos la componente poloidal posee ya siempre, en todos los puntos, dirección negativa.

Por el contrario para potenciales positivos (campo eléctrico dirigido hacia fuera del plasma) las componentes poloidales positivas se refuerzan (cf. Fig.2.13 V_0/T=+0.2, V_0 = -100 Volt.) quedando restringida la zona de componente negativa a la vecindad del HC. Para V_0/T=+0.4, V_0 = +200 Volt., Fig.2.14) esa zona ha desaparecido ya y todos los puntos poseen componente del mismo signo, positiva, aunque de intensidad muy diferente.

Se observará la fuerte influencia del campo eléctrico incluso para valores modestos de V_0/T. Como el perfil radial del potencial utilizado en estos cálculos se ha supuesto parbólico y nulo en el borde (§1.1), la intensidad del campo eléctrico resultante crece linealmente con el radio, siendo nula en el eje magnético. Por consiguiente esa influencia del campo eléctrico en las derivas será poco importante cerca del eje y máxima en el borde. Sin embargo muchas de las características de las trayectorias dependen de la velocidad angular poloidal y no de su valor lineal y esa velocidad de rotación poloidal (Vdr / s) ya no se anula en el eje por lo que no siempre el efecto final del potencial electrico resulta ser poco importante para radios pequeños (cf. [2] [3]).

3. Modificación de las trayectorias

3.1 Clasificación de las trayectorias

Las trayectorias de partículas en el TJ-II pueden ser extremadamente complicadas, la grán cantidad y profundidad de pozos magnéticos locales da lugar a numerosísimas posibilidades de atrapamiento en las que las partículas pueden transitar de unos pozos a otros lo que, en ocasiones, hace confusa la interpretación de las órbitas y dificil, si no imposible, su visualización sencilla.

Esta complejidad, que se acentúa en presencia del campo eléctrico, hace poco útiles las divisiones convencionales entre orbitas (pasantes, atrapadas y localmente atrapadas). Tal vez convendría adoptar algún nuevo esquema de clasificación, aunque su utilidad fuera del propio TJ-II podría ser reducida. De momento la clasificación convencional se ha mentenido.

Conviene recordar [11], [12] que en el TJ-II la definición de partícula atrapada corresponde a aquella cuyo parámetro de *pitch* cambia de signo alguna vez, independientemente del número de vueltas toroidales que recorra (aunque, sin campo eléctrico, apenas un 4% de ellas recorren mas de una vuelta cf.Fig.3.1). Mientras que una localmente atrapada corresponde a aquella atrapada cuyo recorrido en ángulo toroidal Φ_b (de Boozer) sea inferior a 1/8 de periodo (*grosso modo* el espacio entre dos bobinas TF consecutivas, un *sector*). El resto de las órbitas se clasifican como pasantes. Esta definición no deja de ser enteramente convencional, tanto más que en multitud de ejemplos algunas partículas empiezan su vida como localmente atrapadas pero posteriormente van a parar a un pozo magnético más amplio (con lo cual dejan de considerarse locales) e incluso en muchas ocasiones vuelven a quedar atrapadas localmente en algún otro pozo desde el que se fugan. Esto es frecuentísimo al final de las trayectorias ya cerca de la cámara de vacío (cf.§3.3). Sin embargo esas partìculas NO son consideradas como locales con los criterios de clasificación actuales, eso demuestra lo limitado de las categorías convencionales para un caso tan complicado como el del TJ-II.

3.2 Ejemplos típicos en ausencia de campo eléctrico

Los ejemplos más sencillos de visualizar pertenecen a las partículas localmente atrapadas que, en lo que atañe a las fugas, son mucho más representativas de lo que parece a primera vista.

Efectivamente, para campo nulo a 0.5 keV (Ref.[1]) 33% de todas las partículas del plasma están atrapadas mientras que las que se fugan son un 32% (cifra que decrece muy fuertemente con el potencial eléctrico). De esas partículas fugadas, a esas energias, la inmensa mayoría (95%) son atrapadas y un 19% de ellas lo están localmente. Sin embargo, como muestra la Fig.3.1 la proporción de partículas atrapadas fugadas que recorren solamente 2 sectores (1/4 de periodo) asciende al 50% mientras que las que se limitan a 4 sectores (medio periodo) son ya el 65%. Por lo tanto existen muchas orbitas que poseen poca amplitud en su movimiento toroidal y que se asemejan mucho en su comportamiento a las localmente atrapadas.

Un ejemplo típico de trayectoria localmente atrapada aparece en la Fig.3.2 que representa las proyecciónes poloidales (izquierda) y toroidales (derecha), en coordenadas de Boozer, para una partícula que nace en el punto s=0.75, Φ_b=25° y Θ_b=0° con parámetro de *pitch* pequeño γ=0.1, es decir cerca del mínimo de B. La órbita queda reducida a un intervalo de solamente 6.2° toroidales (0.55 sectores) y se fuga, siguiendo la dirección de la velocidad de deriva, hacia fuera y hacia arriba (cf. Fig.2.3), muy rápidamente (en unos 60 μs). Sobre el diagrama angular de Boozer (Fig.3.3) la trayectoria de esta partícula experimenta rápidas idas y venidas a lo largo de las lineas de campo (paralelas a la linea de puntos de la esquina superior izquierda) a la vez que deriva, más lentamente, hacia ángulos poloidales Θ_b crecientes. El punto inicial se ecuentra marcado con un circulo sólido, el final, en el borde del plasma, con uno abierto.

Otra órbita característica, esta vez de una trayectoria no localmente atrapada, aparece en los diagramas análogos de las Figs.3.4 y 3.5 que corresponden a una partícula que nace en el mismo punto pero con pitch bastante mayor γ =0.39. La amplitud de oscilación toroidal es ahora de 88° (algo menos que un periodo) y el "empuje" de la deriva es perfectamente visible en el diagrama angular. La partícula sigue fugandose rapidísimamente en apenas 90 μs.

Otro ejemplo, que será mencionado más adelante, corresponde al de la Fig.3.6, partícula localmente atrapada que nace en el punto s=0.75, Φ_b=67.5° y Θ_b=-30°, casi fuera de las zonas de máximo atrapamiento y en el octante opuesto al del primer ejemplo, con *pitch* pequeño γ=0.1 y se mueve "hacia arriba" en el espacio de Boozer (hacia abajo en el real), tal como corresponde a los diagramas del §2.3, entrando primero en el interior del plasma pero fugandose finalmente tras 290 μs tras atravesarlo por completo.

Una última órbita localmente atrapada, que será utilizada más adelante, aparece en la Fig.3.7, nace en el punto s=0.75, Φ_b=45° y Θ_b=180°, en la zona de anomalía del gradiente del campo y, como corresponde a esa zona, se dirige hacia abajo en el espacio de Boozer (hacia arriba en el real) (cf. Figs.2.1b y 2.7) con historia análoga a la del caso inmediatamente anterior, acabando perdida al cabo de 507 μs.

Para parámetros de pitch γ>0.60 las partículas nacidas en esos radios (s=0.75) se convierten en pasantes (cf. §4.1), como este tipo de partículas ha sido analizado ya ampliamente en [11],[12],[9] y [13], no será considerado aqui, además, como ya se ha dicho, su contribución a las fugas a estas energías es mínima (inferior al 5%). No obstante sí que pueden jugar un papel importante en las resonancias del campo electrico [4] lo que será analizado en Ref.[3].

Baste decir aqui que las partículas pasantes describen trayectorias cuyas proyecciónes poloidales en coordenadas de Boozer son *grosso modo* círculos [13] [4] con el centro desplazado (*shift*) hacia fuera del toro para partículas que se mueven toroidalmente en la dirección del campo (Φ_b creciente,Φ_r decreciente, partículas CO) hacia dentro para las de dirección contraria (COUNTER). No obstante cerca del eje magnético también las trayectorias de partículas pasantes pueden hacerse muy complicadas.

3.3 Consecuencias sobre las pérdidas en ausencia de campo eléctrico

Aunque el análisis de la distribución de partículas perdidas será hecho en Ref.[1] es conveniente efectuar aqui algunos comentarios sobre esas pérdidas en ausencia de campo eléctrico.

La Fig.3.8 muestra la proyección poloidal y toroidal, esta vez en el espacio real y con la trayectoria entera hasta chocar con la cámara de vacío (VV), del primer ejemplo del §3.2 (partícula localmente atrapada que comienza en el punto s=0.75, Φ_b=25° y Θ_b=0° con parámetro de *pitch* γ=0.1). Se observará que a la salida del plasma la trayectoria va a parar directamente al HC, en 100 μs, a la placa lateral nº2 (PLT2, es decir aquella que queda por debajo para Φ_r=0°). A título de ilustración la Fig.3.9 muestra un diagrama de Poincaré (ya no una proyección poloidal) para

ángulo Φ_r=67.5° y el diagrama angular en el espacio real (con el ángulo poloidal Θ_{VV} medido desde el centro de la VV).

Por su parte la trayectoria en el espacio real del segundo ejemplo (caso no localmente atrapado con el mismo punto inicial pero con γ=0.39) aparece en las Fig.3.10 y 3.11. Se observará que inmediatamente a la salida del plasma la partícula queda localmente atrapada y va a parar directamente a la VV, a la misma zona que antes: la PLT2. El diagrama angular (Fig.3.11) muestra clarísimamente este efecto, así como el hecho de que en el espacio real la deriva de esa partícula va hacia angulos poloidales decrecientes, al revés que en coordenadas de Boozer, por otro lado muestra también como en ese espacio real las líneas de campo distan de ser rectas.

Una muestra de la falta de simetría stellarator para las fugas de partículas aparece en la Fig.3.12. Se trata del caso exactamente antisimétrico del ejemplo 1º, es decir una partícula que nace en s=0.75, Φ_b=65° y Θ_b=0° con γ=0.1. Se observará que la trayectoria es completamente diferente emergiendo del plasma por la zona opuesta al HC, con varios tránsitos entre pozos distintos y acabando su vida (también localmente atrapada) al cabo de 930 μs fuera del HC sobre una de las placas verticales.

Es obvio que esas partículas que salen del plasma por la parte opuesta al HC tienen más posibilidades de sobrevivir largo tiempo y que se van a distribuir de forma más dispersa sobre la VV que aquellas otras que emergen directamente sobre el HC. No obstante la "atracción" del HC, debida a la mayor intensidad de las derivas en su vecindad, se deja sentir también para estas partículas y basta considerar una que nace un poco más arriba (s=0.75, Φ_b=65°, Θ_b=-12°, γ=0.1, Figs.3.13 y 3.14) para comprobar que, esta vez, va a parar al HC (y precisamente a la PLT2) tras varios clarísimos cambios de pozo perfectamente visibles en el diagrama angular.

Otro caso de interés es el correspondiente al 3er ejemplo del §3.2 situado en la zona de gradiente "anómalo" (partícula localmente atrapada que comienza en s=0.75, Φ_b=45° y Θ_b=180° con γ=0.1, Fig.3.15) y que deriva hacia arriba en el espacio real (tal como indicaba la Fig.2.1c) y acaba directamente en el HC y, una vez más, en la PLT2 (que para Φ_r=45° se encuentra arriba). Podrían ser puestos muchos otros ejemplos de esa mísma situación.

Todo ésto ilustra no solo la tendencia de las partículas a caer sobre el HC sino tambien la marcada preferencia por la PLT2 que se confirma

cuando se efectuan estadísticas extensas para la distribución de fugas (Ref.[1]) y es algo que sucedía también para las pérdidas de iones rápidos [11],[14].

Esta tendencia queda de manifiesto cuando se observa con cuidado el diagrama angular para la componente poloidal en coordenadas de Boozer de la velocidad de deriva (Fig.2.7) o el propio mapa del campo B (Fig.2.3). En la zona situada entre los mínimos del campo y el HC para la parte izquierda del diagrama ($0° < \Phi_b < 45°$, 2º octante en el espacio real) la deriva poloidal es primero positiva (acercándose al HC) pero cambia de signo justo encima del HC, de forma que aparece una especie de "zona de convergencia" o de "acumulación" alrededor de la linea sobre la que Vdrthb es nula, en donde (Fig.2.6) la componente radial es positiva, ahi las partículas tienden a salir del plasma. Es fácil ver que esa "zona de acumulación" cae justo sobre la PLT2.

Por el contrario en el otro octante (el de la derecha del diagrama angular: $45° < \Phi_b < 90°$) la zona de atrapamiento preferente esta situada encima de la linea del HC y la situación es justo inversa a la anterior: aqui no aparece ahora acumulación, es más bien una zona de "divergencia" y, además, las derivas tienden a llevar las partículas al interior del plasma (Fig.2.6).

Todos estos comportamientos van a tener gran influencia en la distribución de partículas perdidas, tanto con campo eléctrico como sin él [1].

3.4 Efecto del campo eléctrico en casos típicos

Veamos ahora el efecto del campo eléctrico en algunas trayectorias típicas.

La Fig.3.16 muestra el efecto de un potencial eléctrico positivo de +200 Volt. sobre la trayectoria del ejemplo 1º (comparar con Fig.3.2). La "torsión" de la órbita en el sentido de Θ_b crecientes es evidente en la proyección poloidal y tiene el sentido correcto discutido en §2.5. La partícula sigue estando localmente atrapada y también acaba fugandose, incluso en menor tiempo que antes (44 frente a 60 μs), consecuencia de la ganancia de energía cinética que aporta el campo eléctrico a ese ion.

Un aumento del potencial hasta +400 Volt. (Fig.3.17) refuerza aún más esa tendencia, además la partícula ha dejado de estar localmente atrapada y ha pasado a un pozo más extenso como se observa en el diagrama toroidal (figura de la derecha, amplitud toroidal de casi 22°).

Finalmente un potencial de +600 Volt. hace que la partícula quede ya confinada (Fig.3.18, se ha truncado la trayectoria para mejor visibilidad) a la vez que circula "libremente" en la dirección poloidal (Fig.3.19). Parecería como si los "obstáculos" para su movimiento poloidal hubieran sido retirados por el campo eléctrico (cf. §4.3).

El efecto de un potencial negativo (-80 Volt.) en el mismo caso aparece en la Fig.3.20, se observa la rotación poloidal en sentido inverso que casi compensa la de la deriva puramente magnética (comparar con Fig.3.2), la partícula continúa localmente atrapada y, como esta vez es desacelerada por el campo eléctrico negativo, pierde energía cinética y tarda algo más en escapar (94 μs frente a 60 sin campo).

Un aumento de ese potencial negativo acentúa (Fig.3.21) el proceso, confina la partícula (también aqui se ha truncado la trayectoria para mejor visibilidad) y la hace transitar a otros pozos más extensos (diagrama toroidal de la derecha y Fig.3.22) a la vez que circula poloidalmente. En este caso la reentrada al interior del plasma, clarísimamente visible en la proyección poloidal, semejaría a la aparición de una barrera radialmente externa que "reflejara" la partícula impidiendola salir (cf.§4.3).

Como ejemplo suplementario, correspondiente a la partícula no localmente atrapada del ejemplo 2º (γ=0.39, Figs.3.4 y 3.5) aparece en las Figs.3.23 y 3.24 el efecto de un potencial positivo (+500 Volt.). De nuevo aqui la partícula queda confinada (como siempre la trayectoria se ha truncado) y se aprecia perfectamente el tránsito sucesivo entre dos pozos locales (situados toroidalmente a 180° uno de otro) a la vez que circula poloidalmente.

Para terminar se presentan dos ejemplos más que ayudarán a ilustrar el tema de la aparición y desaparición de barreras (§4.3). El primero corresponde al ejemplo de la Fig.3.6 (s=0.75, Φ_b=67.5° y Θ_b=-30°, γ=0.1). Un potencial positivo de +200 Volt. (Fig.3.25) es insuficiente para confinar a la partícula o sacarla del pozo magnético local aunque modifica la trayectoria de forma que parecería que el campo positivo hubiera creado una barrera radialmente interna que rechazara la partícula hacia la periferia.

Finalmente la Fig.3.26 muestra el caso de la partícula nacida en en la zona de anomalía del gradiente del campo (s=0.75, Φ_b=45° y Θ_b=180°, γ=0.1, Fig.3.15). En este caso un potencial positivo de +300 Volt. confina a la partícula aun cuando la mantiene localmente atrapada sin cambiar de pozo, circula "libremente" en sentido poloidal cerca de la periferia del plasma aunque sin salir de él. Parecería como si se hubiera establecido una barrera radialmente interna a la vez que se hubieran despejado todos los obstaculos en la periferia.

Todos esos ejemplos ilustran el fenómeno de aparición y desaparición de barreras radiales cuando hay campos eléctricos en juego, tema que será tratado en el próximo apartado.

4. Aparición y desaparición de barreras radiales

4.1 Zonas de atrapamiento preferente

Los ejemplos del §3.4 muestran la necesidad de analizar ese tipo de barreras. Para ello vamos a recordar las condiciones de atrapamiento.

En primer lugar la Conservación de la Energía total para una partícula de carga q que se mueve en un campo magnético B y un potencial eléctrico V establece que:

$$E = T_{||} + \mu B + q V$$

siendo

$$\mu = T_{\perp}/B = (1-\gamma_0^2)\, T_0/B_0 \qquad (4.1)$$

el momento magnético de la partícula, que es un invariante adiabático [10] y es una medida de la energía cinética transversal $T_{\perp}$.

$$E \equiv T_0 + q V_0$$

es la energía total, un invariante exacto, mientras que T_0, B_0, γ_0 y V_0 son los valores iniciales de las magnitudes correspondientes y $T_{||}$ la energía cinética paralela al campo magnético.

es decir:

$$T_{||} = T_0 - q(V-V_0) - \mu B \qquad (4.2)$$

Como es bien sabido [10] existe atrapamiento en aquel punto de la trayectoria en que se da la condición $T_{||} \leq 0$

$$\mu B \geq T_0 - q(V-V_0)$$

es decir si

$$(1-\gamma_0^2)\, B/B_0 \geq 1 - q(V-V_0)/T_0 \qquad (4.3)$$

que, en ausencia de campo eléctrico y de derivas radiales, conduce a la bien conocida condición [10]:

$$\gamma_0 \leq \gamma_{crit} \equiv [\ 1 - B_0/B_{max}\ ]^{1/2} \qquad (4.4)$$

donde B_{max} es el valor máximo del campo para la superficie magnética en cuestión.

La Fig.4.1 muestra la variación del máximo y mínimo de la intensidad del campo para cada superficie magnética, junto con el valor medio, que muestra que la profundidad y altura de los pozos magnéticos se acentúa a medida que nos movemos hacia el exterior del plasma. El máximo absoluto del campo es 1.4 T, el mínimo 0.72, ambos localizados en el borde.

Una medida de esa profundidad de los pozos la da el rizado (*ripple*) definido como

$$r_p = (\ B_{max} - B_{min}\ )\ /(2\ B_{aver})$$

que aparece representado en la Fig.4.2a, este rizado es mínimo en el eje (0.85%), crece monótonamente hasta alcanzar un valor muy elevado en el borde (32.9%) y para s=0.75 vale 21.7%.

Con esto es fácil calcular el *pitch* critico dado por (4.4) con $B_0=B_{min}$ y que aparece representado en la Fig.4.2b. Su valor también crece monótonamente alcanzando el valor 0.60 para s=0.75.

Sin embargo, en realidad, las partículas pueden cambiar de superficie magnética de manera no predecible *a priori* y alcanzar zonas más externas donde los pozos son más profundos, por consiguiente no conocemos el valor de Bmax sin recorrer toda la trayectoria, por lo que la condición (4.4) solo puede ser utilizada como una indicación.

Recíprocamente, como el máximo valor absoluto del campo es conocido (1.4 T) sí que podemos afirmar con certidumbre que si una partícula comienza con pitch superior a:

$$\gamma_0 \geq \gamma^*_{crit} \equiv [\ 1 - B_0(T)/1.4]^{1/2} \qquad (4.5)$$

será, con seguridad, una partícula pasante. Además, como el mínimo absoluto es 0.72 T, también podremos afirmar con certeza que cualquier partícula con *pitch* inicial $\gamma_0 > 0.697$ es pasante. Sin embargo la inversa no puede afirmarse, una partícula que no verifica la condición (4.5) no queda necesariamente atrapada.

La relación (4.2) puede ilustrarse gráficamente por el bien conocido diagrama de la Fig.4.3, similar a un diagrama de energías potenciales en el cual μB jugaría el papel de "energía potencial" y, en ausencia de campo eléctrico, T_0 el de "energía total", mientras $T_{||}$ haría el de "energía cinética" del diagrama. En concreto en esa Fig. se muestra una situación muy cercana a la del ejemplo nº2 del §3.2 ($s0=0.75$, $\Phi_{b0}=22.5°$,$\Theta_{b0}=0°$, $\gamma_0=0.3$) siguiendo una linea de campo. Una extension a las 2 dimensiones angulares en coordenadas de Boozer aparece en las Fig. 4.4. Las curvas gruesas muestran los límites de las posibles zonas de atrapamiento (zonas de lineas de nivel punteadas). Si la partícula no pudiera pasar de una superficie a otra quedaría eternamente confinada en la que contiene el punto inicial siguiendo una linea de campo en constantes idas y venidas (línea recta gruesa).

Las zonas con lineas contínuas son aquellas en que se verifica la condición (4.3), por consiguiente son inaccesibles a esa partícula

Sin embargo, aun en ausencia de campo eléctrico, existen las velocidades de deriva que apartan a la pertícula de la línea de campo. La flecha de la Fig. 4.4 muestra su dirección poloidal inicial. La orbita de la partícula va a derivar lentamente hacia arriba a la vez que oscila, mucho más rápidamente, a lo largo de la línea de campo en el interior de la zona permitida. Como también existen derivas radiales (hacia fuera del plasma en ese caso, cf. Fig.2.6) la trayectoria va a apartarse de esa superficie accediendo a zonas donde la profundidad de los pozos es mayor y el panorama se complica y deja de ser facilmente perceptible en solo esas dos dimensiones. La situación "en profundidad", es decir para las otras superficies magnéticas, es tan importante como la de la única superficie que muestra ese diagrama angular.

Otros diagramas similares, pero esta vez para radio de plasma algo menor ($s=0.5$) aparecen en las Figs.4.5 y 4.6. Esta vez, como el valor inicial del campo B_0 es mayor (cf. Fig.4.1) y el *pitch* ($\gamma=0.3$) es el mismo que antes, el término de "energía potencial" resulta menor cf. (4.1), por lo que se desplaza hacia abajo respecto al valor de la energía total (linea horizontal), las "barreras" magnéticas que inpiden el acceso a la partícula fuera del pozo y causan el atrapamiento se alejan del punto inicial y la partícula describe una trayectoria atrapada de mayor amplitud.

4.2 Diagramas trnsversales y poloidales

Como (4.3) indica, cuando existe campo eléctrico, si la trayectoria permaneciera siempre sobre la mísma superficie magnética, la situación de atrapamiento permanecería idéntica a la que aparece sin campo puesto que, en ese caso, la diferencia ($V-V_0$) sería siempre nula. Por lo tanto, aparentemente, parecería que el campo eléctrico no debiera afectar a las condiciones de atrapamiento. Sin embargo, dado que las trayectorias cambian de superficie y que, además, en presencia de campo la energía cinética ya no es un invariante (lo es la energía total) por lo que la partícula puede acelerarse o decelerarse debido a la diferencia de potencial que existe entre las diferentes posiciones radiales, la situación se complica y sí que puede haber fuerte influencia del campo sobre el atrapamiento, influencia que solo puede ser percibida correctamente cuando también se analizan los diagramas de atrapamiento "en profundidad", es decir teniendo en cuenta la estructura completamente tridimensional de la situación.

Un primer diagrama transversal, monodimensional, puede verse, para el primer caso citado antes, en la Fig.4.7, en el caso de potencial nulo. Es análogo al diagrama lineal de la Fig.4.3, reflejando la ecuación (4.2), con la única diferencia de representarlo en función de la "distancia horizontal normalizada" x/a (cf.§2.4). Se observa que la zona permitida (la que produce valor positivo para $T_{||}$ en (4.2)) está reducida a la parte externa del toro, por el contrario más al interior de x/a ~+0.37 el acceso a la particula está prohibido por las leyes de conservación. Por el contrario nada impide que la partícula vaya hacia el exterior del toro, alcance el borde del plasma (x/a = 1) y se fugue.

No obstante ese diagrama es incompleto, solo representa la situación para un angulo toroidal Φ_b y un ángulo poloidal Θ_b determinados (justo los iniciales) pero no nos dice nada de lo que puede suceder a otros ángulos. Para paliar eso cabe efectuar un diagrama poloidal (Fig.4.8) del mismo caso, esta vez a ángulo toroidal Φ_b fijo. Se observa la presencia de una zona prohibida (la que está en blanco a la izquierda y hacia arriba del diagrama) en la cual jamás se podrá encontrar la partícula pase lo que pase. Como se ve alli, la velocidad de deriva tiende a llevar la partícula hacia arriba, más o menos paralelamente a esa "barrera".

A pesar de todo, para otros ángulos toroidales, la situación podría ser distinta, por lo que un diagrama alternativo, el "toroidal" (Fig.4.9), se hace necesario y muestra cómo la posible excursión toroidal de esta partícula está fuertemente limitada. Solo una combinación simultánea de los tres diagramas: angular (Fig.4.4), poloidal (Fig.4.8) y toroidal (Fig.4.9), y para varios ángulos y radios, puede dar una idea cabal de esta situación de naturaleza estrictamente tridimensional.

La situación de barrera interna que reflejan las Figs.4.7 y 4.8 para el caso de ausencia de campo eléctrico es la más usual, no obstante, como ya se indicó en §2.2, existen en el TJ-II posiciones toroidales en las que el gradiente del campo está invertido. P. ej. para Φ_b=45° y Θ_b=180° en la que, como muestran las Figs.4.10 y 4.11 aparece una clara barrera externa (y debe recordarse que, para ese ángulo, el HC se encuentra precisamente ahi, en la parte exterior). Nótese la similitud de la frontera que fija la barrera con la proyección poloidal de la trayectoria que nace en ese mismo punto (cf. Fig.3.15).

4.3 Barreras radiales internas y externas en presencia de campo eléctrico

Ya se ha indicado que cuando existe potencial eléctrico los diagramas angulares no se modifican aparentemente. Por el contrario los transversales, poloidales y toroidales cambian drásticamente.

En ese caso el diagrama transversal monodimensional, que refleja la relación (4.3) adopta el aspecto de la Fig.4.12 en donde se presentan tres ejemplos con potencial nulo, -200 y +200 Volt. para un ion de 0.5 keV que nace en s=0.75, Φ_b=25°, Θ_b=0° con γ_0=0.3. Para potencial nulo (linea horizontal con aspas) el esquema permanece similar al de la Fig.4.7 con la presencia de una barrera radial interna.

Para potencial positivo (recuerdese, cf.§1.1, que tiene perfil radial parabólico y es nulo en el borde) el 2º término de la ecuación (4.3) tiene forma de parábola con su mínimo en el eje magnético (x/a=0, línea de triángulos con vértice hacia arriba). Se observará que ahora la zona prohibida interior se ha extendido hacia el exterior, la barrera radial interna ha aumentado. No obstante para potenciales positivos algo mayores la curvatura de la parábola sería aún mayor y la zona de la extrema izquierda (x/a ~-1) podría convertirse en permitida, por ese lado la barrera hubiera desaparecido y esa zona periférica hubiera quedado libre para que el ion pudiera circular por ella (lo que no quiere decir que lo haga

forzosamente). Con ello, en esa zona radialmente periférica, la barrera magnética hubiera quedado suprimida. Se verán ejemplos de ésto más adelante.

Por el contrario para potenciales negativos el perfil radial de ese segundo término de (4.3) es opuesto, parábola con su máximo en el eje (línea de triángulos con vértice hacia abajo). La barrera interna se ha alejado mientras que en el borde externo (x/a ~+1) ha aparecido una nueva zona prohibida, una barrera radial externa. Si esta situación se repitiera, a ese potencial, para todos los ángulos esa partícula jamás podría escapar del plasma, independientemente de cual fuera su comportamiento en ausencia de campo, ha quedado incondicionalmente confinada (al menos en la aproximación *Centro Guia*).

Con esto ya podemos ver qué les ocurre, con relación a las barreras, a los ejemplos de trayectorias mencionados anteriormente. Las Figs.4.13 a 4.15 muestran los diagramas transversal, poloidal y toroidal para el primer caso mencionado en §4.2 en el caso de un potencial positivo de +200 Volt. La presencia de una barrera radial interna es evidente y su forma debe compararse a las trayectorias del §3.4. Tanto el diagrama poloidal como el toroidal muestran que la barrera aún no ha desaparecido para todos los ángulos y la partícula todavía podriá fugarse. Sin embargo con un potencial positivo algo mayor (+1000 Volt., Figs.4.16 a 4.18) se comprueba que las barreras han desaparecido completamente en la periferia del plasma y, a la vez, se ha extendido en el interior. Ahora la partícula puede moverse libremente por la periferia y aunque la velocidad de deriva en algun punto (como el inicial) la lleve hacia el exterior del plasma, podría ocurrir que a continuación accediera a zonas en que sucediera lo contrario, por lo que ya no está claro si la partícula escapa o no (eso depende de detalles concretos individuales de cada trayectoria concreta). Al tener más amplitud poloidal y toroidal de movimiento es más dificil que la partícula permanezca localmente atrapada. Incluso pudiera suceder que la partícula dejara de estar atrapada y se convirtiera en pasante, o también que en la zona en que la barrera radial interna se va extendiendo hacia fuera, una partícula marginalmente pasante quede obstaculizada y se convierta en atrapada. Ambos casos ocurren en la realidad, cf. Ref.[2] [3].

Para un potencial negativo de -200 Volt (Figs.4.19 a 4.21) empieza a cerrarse la barrera por la periferia del plasma, quedando apenas un resquicio por donde la partícula pudiera escapar, si lo hace o no depende de detalles "microscópicos" de la trayectoria. Para potencial negativo algo mayor (-1000 Volt., Figs.4.22 a 4.24) la "trampa" se ha cerrado ya, la

barrera radial externa está completa y la partícula queda forzosamente confinada, e incluso, dependiendo de detalles de la trayectoria, pasar de marginalmente atrapada a convertirse en pasante.

Como comparación suplementaria de la situación de las barreras en los ejemplos de trayectorias de los §§3.2 y 3.4, se presentan en las Fig. 4.25 y 4.26 los diagramas poloidales para 0 Volt (a comparar con la trayectoria de la Fig.3.6) y para +200 Volt.(a comparar con la trayectoria de la Fig.3.25) que muestran la expansión de la berrera interna y la liberación de la zona periférica.

Finalmente la Fig.4.27 muestra el caso espectacular de supresión total de barrera en la periferia en la zona de anomalía del gradiente de B (a comparar con la trayectoria de la Fig.3.26).

En resumen, todo esto pone de manifiesto cómo campos eléctricos positivos producen barreras radiales internas y tienden a eliminar las existentes en zonas periféricas del plasma. Lo contrario sucede con campos negativos: generan barreras radiales externas y tienden a eliminar las internas. Esto altera profundamente las propiedades de atrapamiento y confinamiento de las partículas, propiedades que serán analizadas en detalle, a la luz de estos resultados, en Ref.[2]

5. Conclusiones

La comprensión correcta de los fenómenos que introduce el canpo eléctrico en las órbitas y atrapamiento de las partículas exige analizar en profundidad el comportamiento de las velocidades de deriva y la aparición y desaparición de las barreras radiales de atrapamiento.

En el TJ-II las velocidades de deriva tienen, fundamentalmente, la misma dirección de giro que el Hard Core (o que el propio plasma), con predominio de la componente vertical dirigida hacia abajo, además su intensidad es mayor cerca del HC y en la dirección externa al plasma. Estas tendencias crean fuertes asimetrías en las fugas incluso en ausencia de campo eléctrico.

En presencia de campo eléctrico la componente poloidal de la velocidad de deriva predomina, alterando fuertemente el comportamiento de las trayectorias.

Campos eléctricos positivos producen barreras radiales internas y tienden a eliminar las externas. Lo contrario sucede con campos negativos. Esto altera profundamente las propiedades de atrapamiento y confinamiento de las partículas.

Esas alteraciones en la distribución de fugas, en las zonas de atrapamiento y en los conos de pérdidas serán analizadas y explicadas en próximos informes [1],[2],[3].

Apéndice I. Coordenadas de Boozer en el TJ-II

Se analizan aqui algunos detalles sobre las coordenadas de Boozer en el TJ-II así como algunas otras propiedades de la configuración de Referencia.

Todos estos estudios utilizan dos sistemas de coordenadas distintos. El primero es el "espacio real": un sistema de coordenadas cilíndricas directo (*dextrorso*) (R, Φ_r, Z) en donde el ángulo toroidal Φ_r está orientado en el sentido antihorario cuando se observa el sistema desde arriba del toro (Z > 0). En este sistema la helicidad del eje magnético lleva el plasma hacia abajo cuando se avanza a lo largo de Φ_r en su dirección positiva.

El segundo sistema es el de las coordenadas de flujo de Boozer [5]. Se trata de un sistema directo (*dextrorso*) (Ψ, Φ_b, Θ_b) en el que Ψ es proporcional al flujo magnético toroidal mientras que Φ_b, el ángulo toroidal de Boozer, va en la mísmo sentido que la componente toroidal del campo magnético y, en el TJ-II, eso quiere decir en la dirección negativa de Φ_r. Finalmente el ángulo poloidal de Boozer Θ_b va dirigido hacia abajo en la parte externa respecto al eje magnético.

A menudo en lugar de la coordenada de flujo Ψ se utiliza el radio medio normalizado s definido como:

$$s = \left[\Psi/\Psi_{max}\right]^{1/2}$$

en donde Ψ_{max} es el valor de Ψ en el borde del plasma.

El ángulo toroidal de Boozer Φ_b es opuesto y casi igual en valor absoluto al del espacio real Φ_r. A lo largo del eje magnético la diferencia en valores absolutos es muy pequeña, nunca superior a 2°, mientras que en el borde del plasma es algo mayor aunque nunca supera los 6°. Para Φ_r=0° ambos ángulos coinciden siempre.

A título de ejemplo la Tabla A.1 muestra la posición toroidal de los centros de las bobinas TF en coordenadas de Boozer (referidas al eje magnético) juinto al ángulo toroidal real. Las entradas denominadas SC6 y SC3 no son propiamente bobinas TF sino que corresponden a la posición de

ventanas importantes: aquellas desde las que se puede observar la cuerda de mayor longitud, casi horizontal, a lo largo del plasma.

TABLE A.1.- TOROIDAL POSITION OF TF COILS

TF Coil	Boozer angle $\Phi b(°)$	Real space angle $\phi r(°)$
TF1	0.	0.
TF8	10.28	-9.44
TF7	20.93	-19.60
SC6	26.69	-25.47
TF6	32.22	-31.34
TF5	45.	-45.
TF4	57.78	-58.66
SC3	64.53	-63.31
TF3	69.07	-70.40
TF2	79.72	-80.56

El ángulo poloidal de Boozer Θ_b forma un triedro directo con las demás coordenadas (Ψ, Φ_b, Θ_b), por lo tanto su dirección positiva va hacia abajo del toro en las partes externas al eje magnético. La Tabla A.2 muestra la dirección aproximada de algunas líneas Θ_b = Cte, la última columna muestra las posiciones toroidales (en coordenadas de Boozer) para las que esta correspondencia es exacta en el borde del plasma. Para cada línea esta coincidencia ocurre cuatro veces en cada periodo. La separación respecto a las direcciones reseñadas es mayor que para Φ_b y puede alcanzar hasta 35°.

Finalmente la Fig.A.1a muestra una sección transversal (a Φ_b=26.7°, que corresponde a la posición de SC6: Φ_r~-25.5°) de las principales líneas Θ_b = Cte que clarifica la disposición angular.

TABLE A.2.- APPROXIMATE ORIENTATION OF MAIN CONSTANT POLOIDAL BOOZER ANGLE LINES

Poloidal Boozer Θb = Const. line	Rough orientation respect the torus	Toroidal position where exact (Boozer angle)
0°	OUT	0°, 37°, 45°, 53°
+90°	DOWN	15°, 22.5°, 33°, 63°
180°	IN	0°, 10°, 45°, 80°
-90°	UP	27°, 57°, 67.5°, 75°

En resumen: Φ_b es opuesto y casi igual en valor absoluto a Φ_r, mientras que las líneas Θ_b=0° se encuentran siempre dirigidas aproximadamente hacia fuera del toro, las Θ_b=180° lo están hacia dentro, Θ_b=+90° aproximadamente hacia abajo y Θ_b=-90° hacia arriba.

En estas coordenadas de Boozer las líneas de campo magnético en el plano (Φ_b, Θ_b) son rectas con pendiente constante igual a la transformada rotacional ι de la superficie magnética correspondiente. Para la configuración de referencia (REF2) esa transformada rotacional es prácticamente constante, igual a -1.47 para s=0.75 (0.37 por periodo) con un incremento de solo un 3% entre el eje y el borde.

En el TJ-II no solo la componente toroidal del campo magnético es negativa en el espacio real sino que también lo es la transformada rotacional en coordenadas de Boozer: a lo largo de las líneas de campo Θ_b decrece mientras Φ_b aumenta. Dos hechos que difieren de la situación de muchos otros Stellarators y que pueden dar origen a numerosos malentendidos.

Por otro lado, las configuraciones del TJ-II no solo poseen la simetría correspondiente a sus 4 periodos (90° toroidales) sino que también poseen "simetría stellarator", es decir son simétricas respecto al punto

Φ_b=45°, Θ_b=0°, en otras palabras las configuraciones son invariantes bajo las dos transformaciones equivalentes:

$$\begin{array}{lcl} s \rightarrow s & & R \rightarrow R \\ \Phi_b \rightarrow \pi/2 - \Phi_b & \text{or} & \phi_r \rightarrow \pi/2 - \phi_r \\ \Theta_b \rightarrow -\Theta_b & & Z \rightarrow -Z \end{array}$$

La complejidad de la estructura del campo magnético queda de manifiesto cuando se analizan sus componentes de Fourier en coordenadas de Boozer, es decir los coeficientes B_{nm} del desarrollo:

$$B = 1 + \sum_{n,m} B_{nm} \cos\left(n \ \Phi_b + m \ \Theta_b\right)$$

que aparecen en la Tabla A.3 para la superficie magnética s=0.75 (solo se incluyen las componentes de valor superior al 2%). El valor absoluto de esas componentes crece monótonamente con el radio s manteniendo siempre la misma ordenación (excepto para la componente 0,0) en todas las superficies.(Fig.A.1b)

De esa tabla se deducen tres consideraciones:

a) La helicidad del eje magnético, esto es la componente (4,1) (denominada *corner ripple*), es el término dominante junto con la (0,1) correspondiente al *ripple* toroidal.

b) Esas dos componentes poseen mayor importancia que el *ripple* helicoidal, la (8,1) en este caso, al contrario que en muchos otros stellarators.

c) También aparece una contribución importante del modo (32,0), obviamente relacionado con la presencia de las 32 bobinas TF del TJ-II.

Otros modos menos importantes (4,0), etc. pueden atribuirse al espaciamiento no uniforme de esas bobinas TF.

TABLE A.3.- MAGNETIC FIELD INTENSITY FOURIER COMPONENTS AT THE S=0.75 MAGNETIC SURFACE

$$B = 1 + \sum_{n,m} B_{nm} \cos\left(n\,\Phi_b + m\,\Theta_b\right)$$

n	m	B_{nm}
0	0	0.026
0	1	-0.088
4	1	-0.098
8	1	0.057
32	0	-0.030
4	0	0.025
...	...	< 0.02

Esta mezcla de modos de Fourier permite explicar los máximos y mínimos de la intensidad del campo de la Fig.2.3. Las componentes (4,1), (0,1) y (8,1) producen un amplio mínimo global alrededor de la posición angular $\Phi_b \sim 21°$, $\Theta_b \sim 28°$, mínimo que es "modulado" adicionalmente en menores "longitudes de onda" por la componente (32,0).

Finalmente esta configuración posee una profundidad para el pozo magnético de 2.4%, una elongación del eje magnético de 22 cm y un radio medio del plasma en el borde de 18 cm limitado por el HC.

Referencias

[1]. J. Guasp. "Influencia del campo eléctrico en las Asimetrías de las pérdidas directas en el TJ-II". Informe CIEMAT en prensa.

[2]. J. Guasp. "Dependencia de las regiones de atrapamiento con el campo eléctrico en el TJ-II". Informe CIEMAT en preparación

[3]. J. Guasp. "Influencia de las Resonancias del campo eléctrico sobre las órbitas de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT en preparación.

[4]. A.Teubel, J.Guasp, M.Liniers. "Montecarlo simulations of neutral beam injection into the TJ-II helical axis Stellarator". Report IPP 4/268. IPP Garching. March 1994.

[5]. A.H.Boozer. Physics Fluids. 23, 904 (1980).

[6]. J.Guasp, M.Liniers. "Theoretical evaluations of neutral beam injection efficiency for the TJ-II helical axis Stellarator", Fusion Technol. 24, 251 (1993).

[7]. V.Tribaldos, B.Ph.van Milligen, A. López-Fraguas. "TJ-II Library Manual". Informe CIEMAT-806. Agosto 1995.

[8]. J.Guasp, K.Yamazaki, O.Motojima. "Particle orbit analysis fot LHD Helical axis Configurations" National Institute for Fusion Science. Nagoya (Japan). NIFS-217. April 1993.

[9]. J.Guasp, M.Liniers. "Comportamiento de las pérdidas instantáneas y retardadas en la inyección de neutros del TJ-II". Informe CIEMAT-761. Septiembre 1995.

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

[11]. J. Guasp, M.Liniers. "Fast ion behaviour for NBI scenarios for TJ-II" 10th Int. Conf. on Stellarators. p.204,Madrid. Mayo 1995.

[12]. J. Guasp, F.Castejón, M.Liniers,B.Ph.van Milligen . "Transport studies for TJ-II" 10th Int. Conf. on Stellarators, Madrid. Mayo 1995.

[13]. J. Guasp. "Puntos de salida en el Plasma de los iones rápidos durante NBI en el TJ-II". Informe CIEMAT-762. Septiembre 1995.

[14]. J. Guasp. "Impactos de los iones rápidos en la Cámara de Vacío durante NBI en el TJ-II". Informe CIEMAT-763. Septiembre 1995.

Lista de Figuras

§2.2

Fig.2.1 Velocidades de deriva en el espacio real sin campo eléctrico, iones de 0.5 keV para ángulo toroidal en el espacio real Φ_T = 0°, 22.5° y 45°.

Fig.2.2 Similar a la Fig.2.1 para Φ_T = 56.25°, 67.5° y 78.75°.

§2.3

Fig.2.3 Mapa angular del módulo del campo magnético en coordenadas de Boozer para s=0.75. Las flechas corresponden a la velocidad de deriva para iones de 0.5 keV sin campo eléctrico.

Fig.2.4 Mapa angular del módulo de la velocidad de deriva en coordenadas de Boozer para s=0.75, iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

Fig.2.5 Mapa angular (en coordenadas de Boozer) de la componente vertical en el espacio real de la velocidad de deriva para s=0.75, iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

Fig.2.6 Mapa angular de la componente radial de la velocidad de deriva en coordenadas de Boozer para s=0.75, iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

Fig.2.7 Mapa angular de la componente poloidal de la velocidad de deriva en coordenadas de Boozer para s=0.75, iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

§2.4

Fig.2.8 Perfil radial de las medias poloidales parciales de la velocidad de deriva para s=0.75, iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

Fig.2.9 Velocidades de deriva en el espacio real, iones de 0.5 keV para ángulo toroidal en el espacio real Φ_T = 22.5° para tres valores del potencial eléctrico central (-200 , 0 y +200 Volt.).

Fig.2.10 Similar a la Fig.2.9 para $\Phi_r = 67.5°$.

Fig.2.11 Mapa angular de la componente poloidal de la velocidad de deriva en coordenadas de Boozer para s=0.75, iones 0.5 keV con potencial eléctrico.igual a -0.1 veces la energía cinética (V_0 = -50 Volt.).

Fig.2.12 Similar a la Fig.2.11 para $V_0/T = -0.2$ (V_0 = -100 Volt.).

Fig.2.13 Similar a la Fig.2.11 para $V_0/T = +0.2$ (V_0 = +100 Volt.).

Fig.2.14 Similar a la Fig.2.11 para $V_0/T = +0.4$ (V_0 = +200 Volt.).

§3.1

Fig.3.1 Proporción de partículas perdidas atrapadas que recorren un número dado de sectores (1 *sector* = 1/32 de vuelta completa al toro: 11.25°), iones 0.5 keV sin campo eléctrico.

§3.2

Fig.3.2 Proyección poloidal (izquierda) y toroidal (derecha) en coordenadas de Boozer de la trayectoria de una partícula localmente atrapada típica. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, $\Phi_b = 25°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = 0.1$.

Fig.3.3 Diagrama angular de Boozer de la trayectoria anterior.

Fig.3.4 Proyecciónes en coordenadas de Boozer (similares a las representadas en la Fig.3.2) para una trayectoria atrapada (no local) típica. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, $\Phi_b = 25°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = 0.39$.

Fig.3.5 Diagrama angular de Boozer de la trayectoria anterior.

Fig.3.6 Proyecciónes en coordenadas de Boozer para una trayectoria localmente atrapada que atraviesa completamente el plasma. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b=67.5°, $\Theta_b = -30°$, γ= 0.1.

Fig.3.7 Proyecciónes en coordenadas de Boozer para una trayectoria localmente atrapada que comienza en la zona de anomalía del gradiente del campo. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b=45°, Θ_b = 180°, γ= 0.1.

§3.3

Fig.3.8 Proyección poloidal (arriba), toroidal vista desde arriba del toro (centro) y lateral (abajo) en el espacio real de la trayectoria correspondiente a la partícula localmente atrapada de la Fig.3.2. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b=25°, Θ_b =0°, γ= 0.1.

Fig.3.9 Arriba: Diagrama de Poincaré en el espacio real para ángulo toroidal Φ_r = 67.5° de la trayectoria anterior.
Abajo: Diagrama angular en el espacio real de la trayectoria anterior. El ángulo Thvv se mide desde el centro de la cámara de vacío, es decir el de las bobinas TF.

Fig.3.10 Proyecciónes en el espacio real (similares a las de la Fig.3.8) para la trayectoria no localmente atrapada correspondiente a la Fig.3.4.. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b=25°, Θ_b=0°, γ=0.39.

Fig.3.11 Diagrama angular en el espacio real de la trayectoria anterior.

Fig.3.12 Proyecciónes en el espacio real para la trayectoria localmente atrapada que corresponde al caso antisimétrico del de la Fig.3.8. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b = 65°, Θ_b=0°, γ=0.1.

Fig.3.13 Proyecciónes en el espacio real para una trayectoria localmente atrapada que nace muy cerca de la anterior y que va a chocar con el HC. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b =65°, Θ_b=-12°, γ=0.1.

Fig.3.14 Diagrama angular en el espacio real de la trayectoria anterior.

Fig.3.15 Proyecciónes en el espacio real para la trayectoria localmente atrapada que corresponde al caso de la Fig.3.7. Ion 0.5 keV sin campo eléctrico. Valores iniciales: s=0.75, Φ_b=45°, Θ_b=180°, γ = 0.1.

§3.4

Fig.3.16 Proyecciónes en el espacio de Boozer para la trayectoria correspondiente a la Fig.3.2 con potencial eléctrico V_0=+200 Volt.

Fig.3.17 Similar a la Fig. anterior con potencial eléctrico V_0=+400 Volt.

Fig.3.18 Similar a la Fig. anterior con potencial eléctrico V_0=+600 Volt.

Fig.3.19 Diagrama angular en coordenadas de Boozer de la trayectoria anterior (potencial eléctrico V_0=+600 Volt).

Fig.3.20 Similar a la Fig.3.16 con potencial eléctrico V_0=-80 Volt.

Fig.3.21 Similar a la Fig. anterior on potencial eléctrico V_0=-130 Volt.

Fig.3.22 Diagrama angular en coordenadas de Boozer de la trayectoria anterior (pótencial eléctrico V_0=-130 Volt).

Fig.3.23 Proyecciones en el espacio de Boozer para la trayectoria no localmente atrapada correspondiente a la Fig.3.4 (γ=0.39) con potencial eléctrico V_0=+500 Volt.

Fig.3.24 Diagrama angular en coordenadas de Boozer de la trayectoria anterior (potencial eléctrico V_0=+500 Volt).

Fig.3.25 Proyecciónes en el espacio de Boozer para la trayectoria localmente atrapada correspondiente a la Fig.3.6 con potencial eléctrico V_0=+200 Volt.

Fig.3.26 Proyecciónes en el espacio de Boozer para la trayectoria localmente atrapada correspondiente a la Fig.3.7 con potencial eléctrico V_0=+300 Volt.

§4.1

Fig.4.1 Valores mínimo y máximo del módulo del campo magnético para cada superficie magnética.

Fig.4.2 Variación del rizado (*ripple)* del campo (arriba) y del *pitch* crítico (abajo) para cada superficie magnética.

Fig.4.3 Diagrama lineal de la condición de atrapamiento para un ion de 0.5 keV con condiciones iniciales: s=0.75, $\Phi_b = 22.5°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = 0.3$.

Fig.4.4 Diagrama angular, en coordenadas de Boozer, desarrollado sobre la superficie magnética s=0.75, para el caso anterior. La flecha indica la dirección de la velocidad de deriva en el punto inicial.

Fig.4.5 Diagrama lineal de la condición de atrapamiento para un ion de 0.5 keV con condiciones iniciales: s=0.50, $\Phi_b = 22.5°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = 0.3$.

Fig.4.6 Diagrama angular, en coordenadas de Boozer, desarrollado sobre la superficie magnética s=0.50, para el caso anterior.

§4.2

Fig.4.7 Diagrama transversal para el caso de la Fig.4.3 (s=0.75, $\Phi_b = 22.5°$, $\Theta_b = 0°$, $\gamma = 0.3$.) para ángulos de Boozer $\Phi_b = 22.5°$, $\Theta_b = 0°$ y 180°.

Fig.4.8 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer $\Phi_b = 22.5°$.

Fig.4.9 Diagrama toroidal del caso anterior para un ángulo poloidal de Boozer $\Theta_b = 0°$ y 180°.

Fig.4.10 Diagrama transversal para el caso de la Fig.3.7 (partícula en la zona de anomalía del gradiente de campo s=0.75, $\Phi_b = 45°$, $\Theta_b = 180°$, $\gamma = 0.1$) para ángulos de Boozer $\Phi_b = 45°$, $\Theta_b = 0°$ y 180°.

Fig.4.11 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer $\Phi_b = 45°$.

§4.3

Fig.4.12 Modificación del diagrama transversal en presencia de potencial eléctrico. Caso de la Fig.4.7 con V_0 = -200, 0 y +200 Volt.

Fig.4.13 Diagrama transversal para el caso de la Fig.4.7 (s=0.75, Φ_b=22.5°, Θ_b =0°, γ=0.3) para ángulos de Boozer Φ_b =22.5°, Θ_b = 0° y 180°. Potencial eléctrico central V_0=+200 Volt.

Fig.4.14 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =22.5°. (V_0=+200 Volt.).

Fig.4.15 Diagrama toroidal del caso anterior para un ángulo poloidal de Boozer Θ_b =0° y 180°. (V_0=+200 Volt.).

Fig.4.16 Diagrama transversal para el caso anterior. Potencial eléctrico central V_0=+1000 Volt.

Fig.4.17 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =22.5°. (V_0=+1000 Volt.).

Fig.4.18 Diagrama toroidal del caso anterior para un ángulo poloidal de Boozer Θ_b =0° y 180°. (V_0=+1000 Volt.).

Fig.4.19 Diagrama transversal para el caso anterior. Potencial eléctrico central V_0=-200 Volt.

Fig.4.20 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =22.5°. (V_0=-200 Volt.).

Fig.4.21 Diagrama toroidal del caso anterior para un ángulo poloidal de Boozer Θ_b =0° y 180°. (V_0=-200 Volt.).

Fig.4.22 Diagrama transversal para el caso anterior. Potencial eléctrico central V_0=-1000 Volt.

Fig.4.23 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =22.5°. (V_0=-1000 Volt.).

Fig.4.24 Diagrama toroidal del caso anterior para un ángulo poloidal de Boozer Θ_b =0° y 180°. (V_0=-1000 Volt.).

Fig.4.25 Diagrama poloidal del caso correspondiente a la Figs.3.6 para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =67.5° sin campo eléctrico (s=0.75, Φ_b=67.5°, Θ_b = -30°, γ= 0.1).

Fig.4.26 Diagrama poloidal del caso anterior para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =67.5° y potencial eléctrico central V_0=+200 Volt.(cf. Fig.3.25)

Fig.4.27 Diagrama poloidal del caso correspondiente a la Figs.3.7 y 3.26 para un ángulo toroidal de Boozer Φ_b =45° (s=0.75, Φ_b=45°, Θ_b = 180°, γ= 0.1) y potencial eléctrico central V_0=+300 Volt.

§A.1

Fig.A.1 Arriba: Orientación en el espacio real de las principales líneas Θ_b=Cte. para un corte transversal correspondiente a un ángulo toroidal de Boozer Φ_b=26.7°.

Abajo: Principales modos de Fourier para el módulo del campo magnético en cada superficie magnética. Solo se muestran los de intensidad superior al 2%

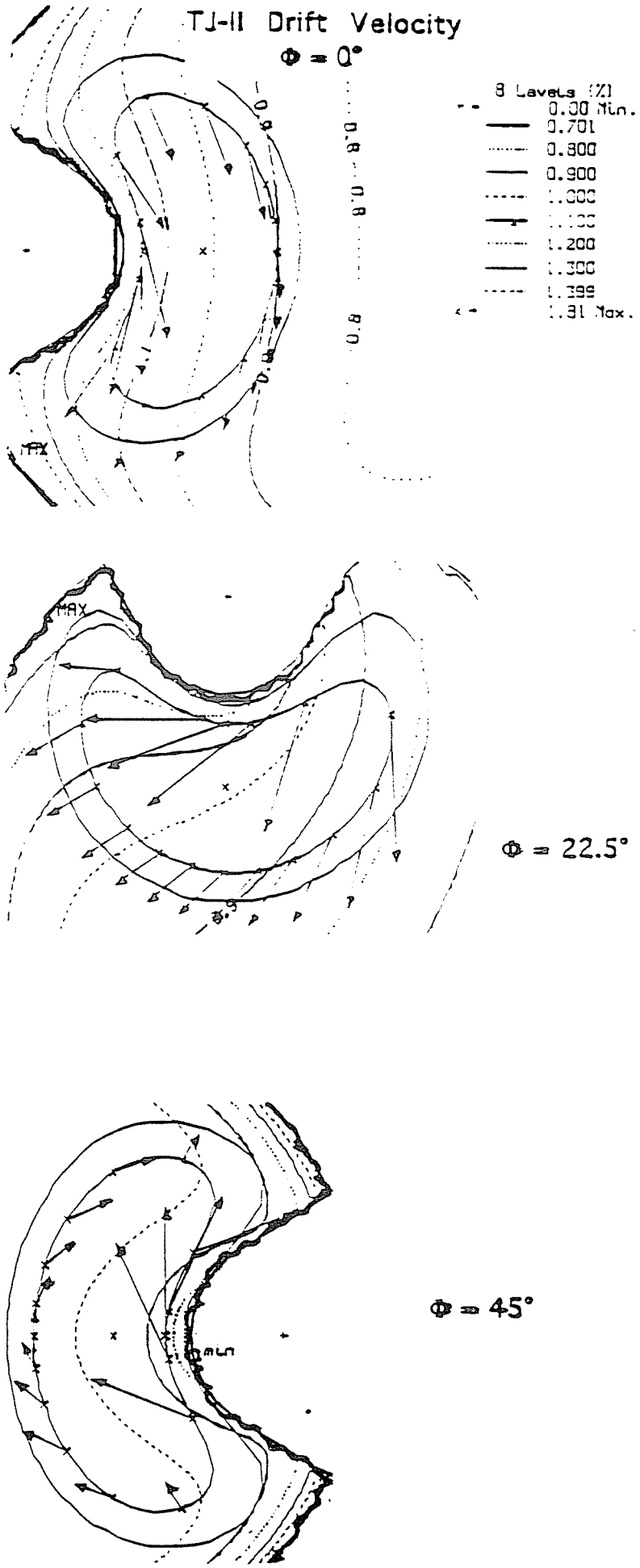

TJ-II Drift Velocity
Φ = 0°
B Levels (%)
0.00 Min.
0.701
0.800
0.900
1.000
1.100
1.200
1.300
1.399
1.31 Max.
MAX
Φ = 22.5°
MAX
Φ = 45°
MIN

Fig.2.1

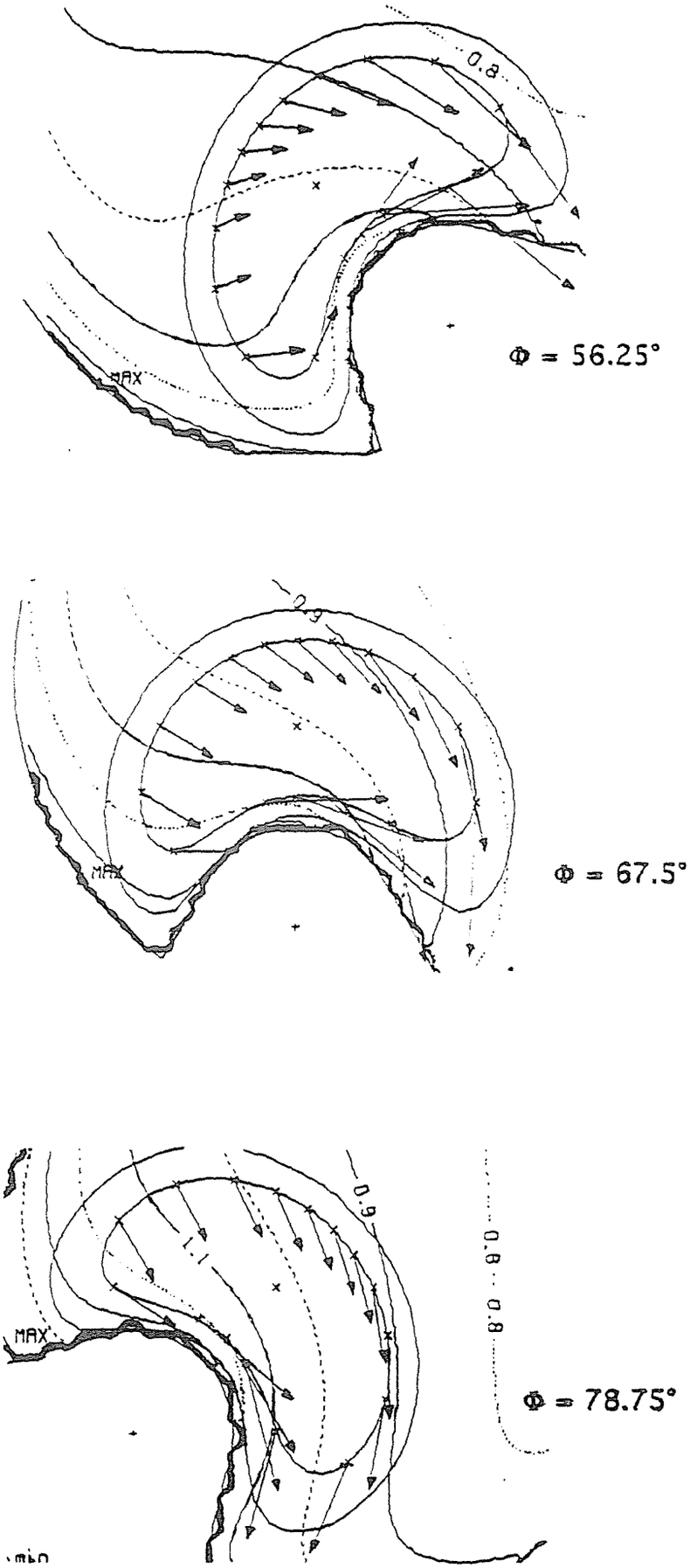


Fig.2.2

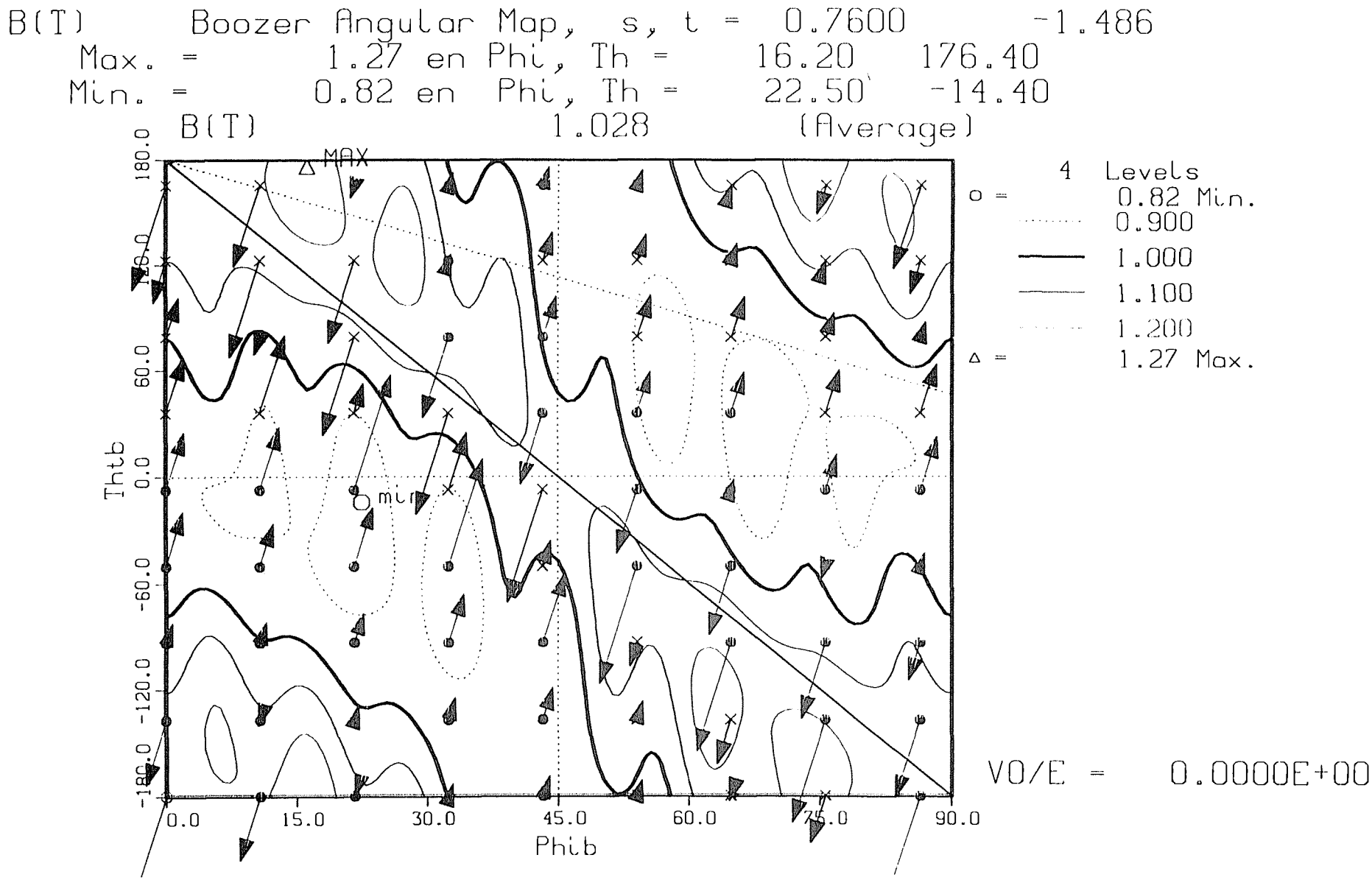

B(T) Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 1.27 en Phi, Th = 16.20 176.40
Min. = 0.82 en Phi, Th = 22.50 -14.40
B(T) 1.028 (Average)
MAX
min
4 Levels
o = 0.82 Min.
0.900
1.000
1.100
1.200
Δ = 1.27 Max.
VO/E = 0.0000E+00
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.3

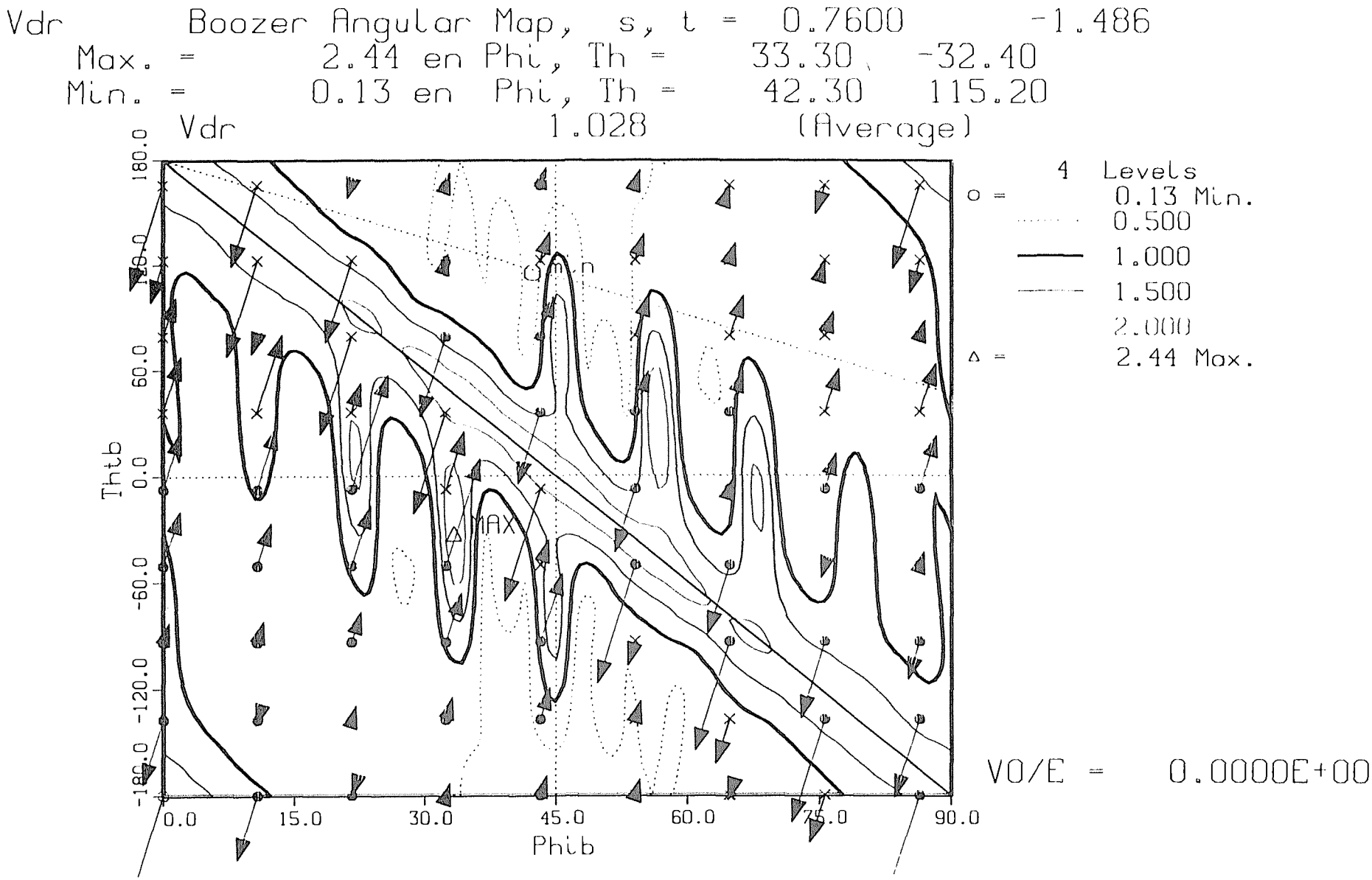

Vdr Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 2.44 en Phi, Th = 33.30 -32.40
Min. = 0.13 en Phi, Th = 42.30 115.20
Vdr 1.028 (Average)
4 Levels
o = 0.13 Min.
0.500
1.000
1.500
2.000
Δ = 2.44 Max.
Min
MAX
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
VO/E = 0.0000E+00

Fig.2.4

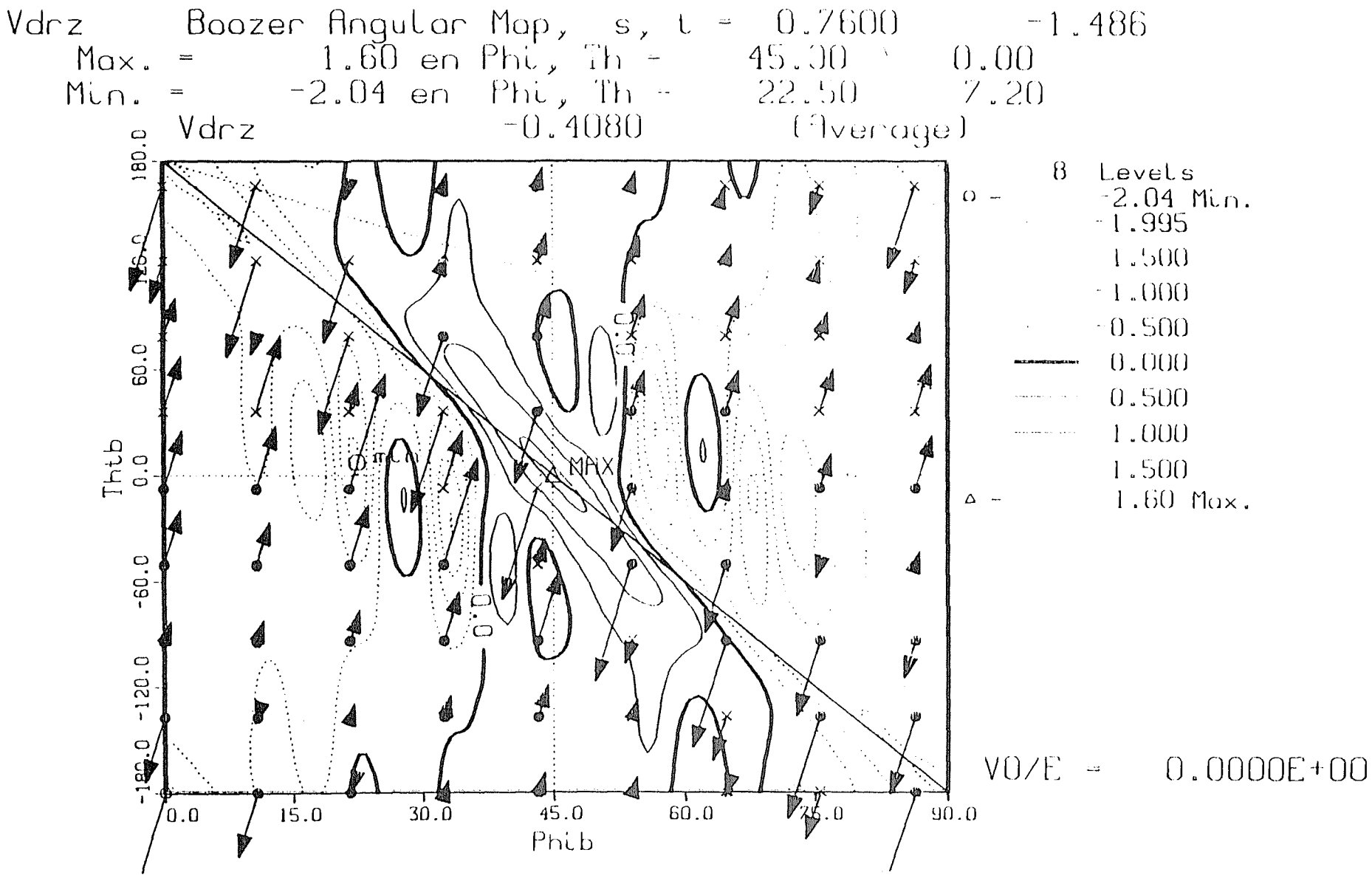

Vdrz Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 1.60 en Phi, Th = 45.00 0.00
Min. = -2.04 en Phi, Th = 22.50 7.20
Vdrz -0.4080 (Average)
8 Levels
-2.04 Min.
-1.995
-1.500
-1.000
-0.500
0.000
0.500
1.000
1.500
1.60 Max.
MIN
MAX
0.0
Thtb
Phtb
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
VO/E = 0.0000E+00

Fig.2.5

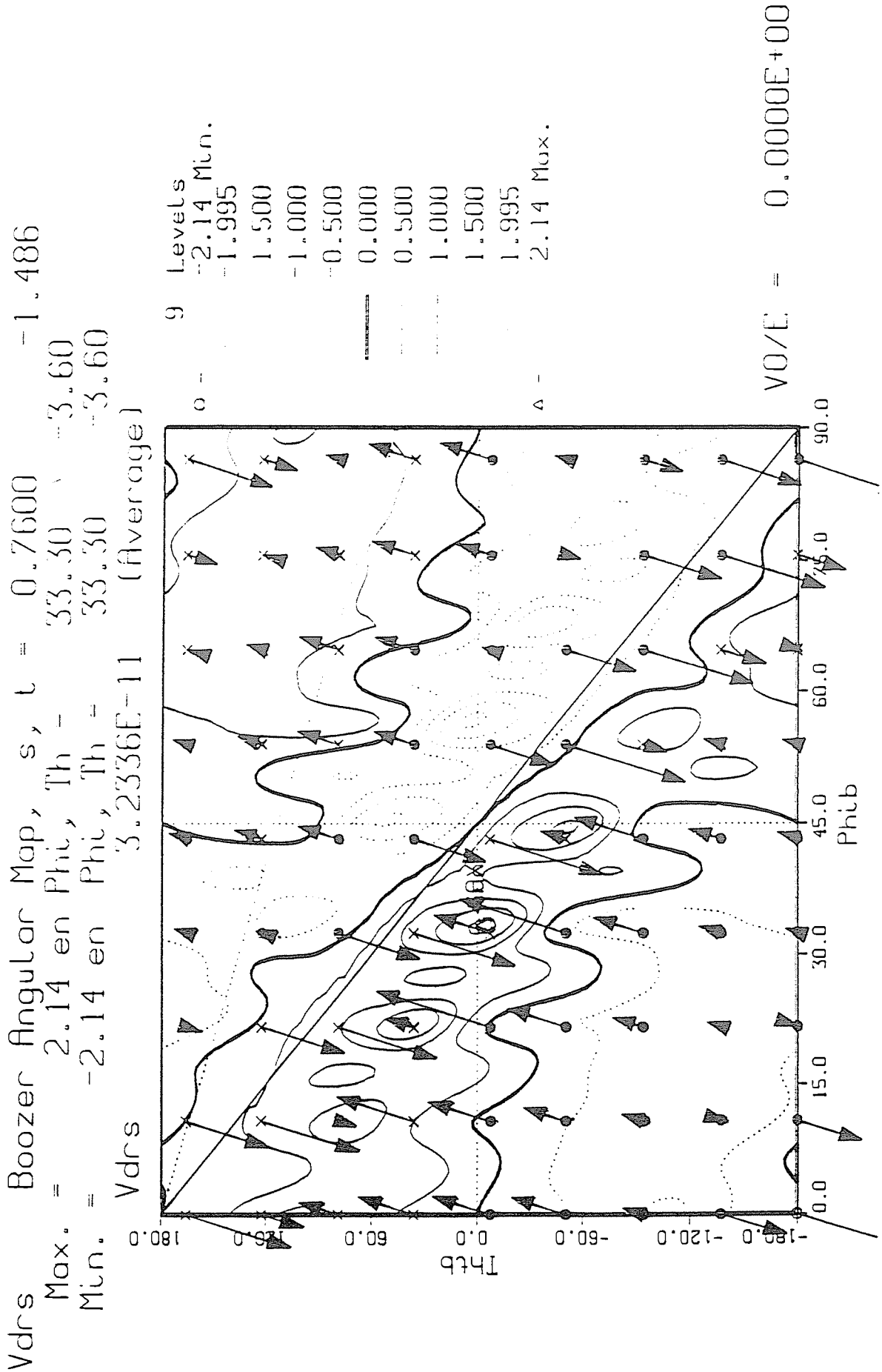

Vdrs
Max. = 2.14 en Phi, Th = 33.30 33.30 -3.60
Min. = -2.14 en Phi, Th = 33.30 33.30 -3.60
Vdrs 3.2336E-11 (Average)
Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Levels
-2.14 Min.
-1.995
-1.500
-1.000
-0.500
0.000
0.500
1.000
1.500
1.995
2.14 Max.
VO/E = 0.0000E+00
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.6

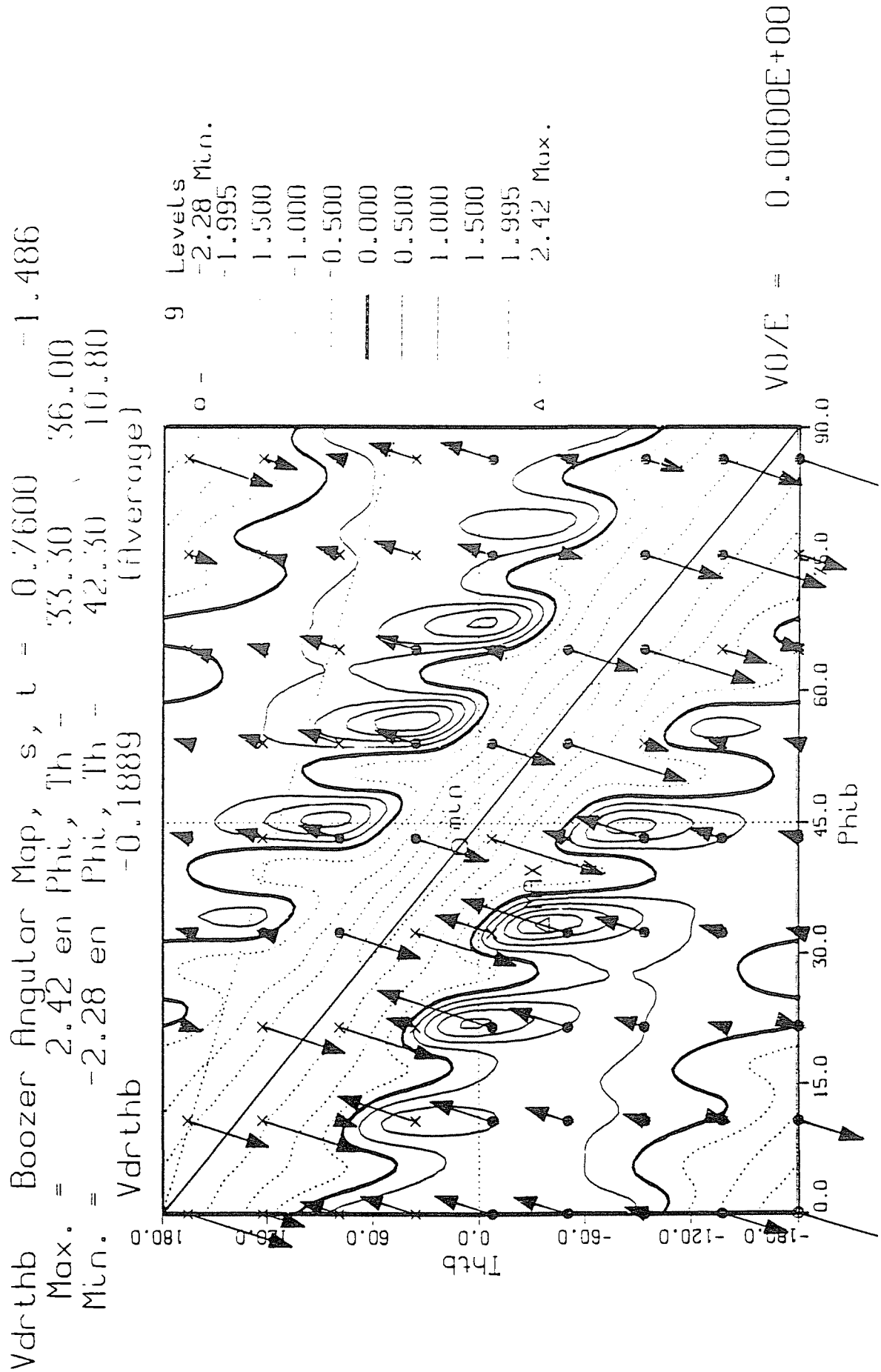

Vdrthb Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 2.42 en Phib, Th - 33.30 36.00
Min. = -2.28 en Phib, Th - 42.30 10.80
Vdrthb -0.1889 (Average)
9 Levels
-2.28 Min.
-1.995
-1.500
-1.000
-0.500
0.000
0.500
1.000
1.500
1.995
2.42 Max.
VO/E = 0.0000E+00
Thtb
Phib
min
max
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.7

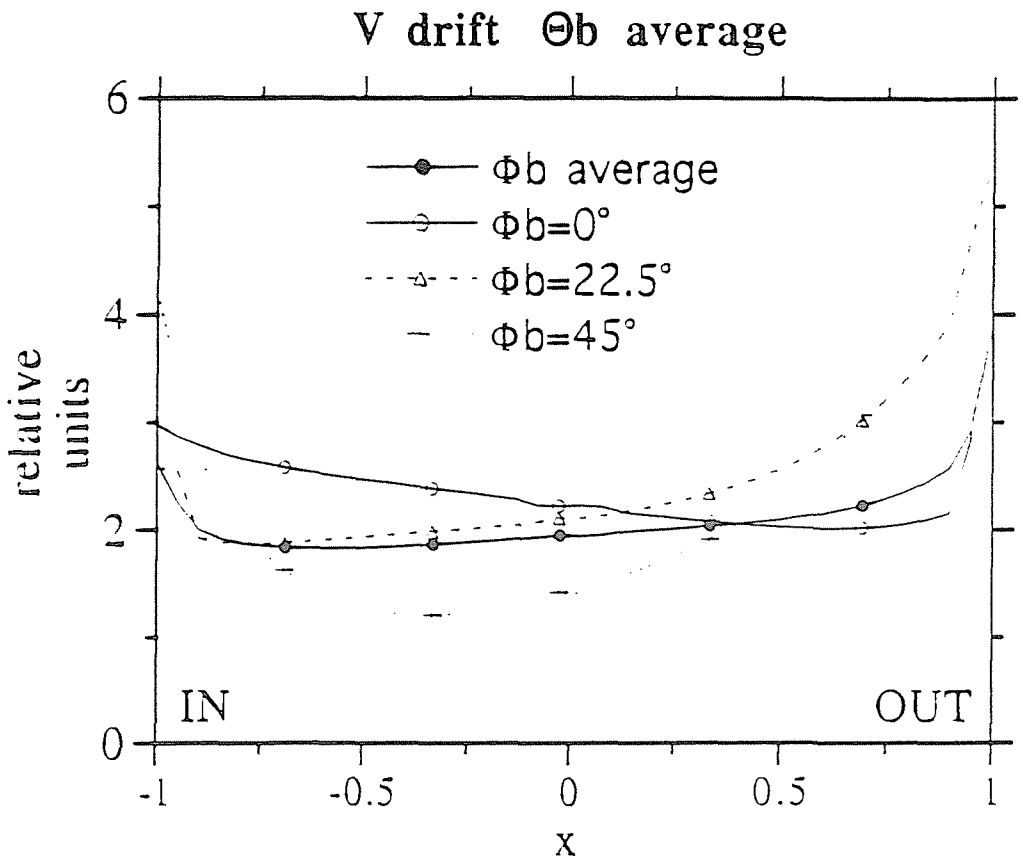

V drift Θb average
Φb average
Φb=0°
Φb=22.5°
Φb=45°
relative units
IN
OUT
6
4
2
0
-1
-0.5
0
0.5
1
x

Fig.2.8

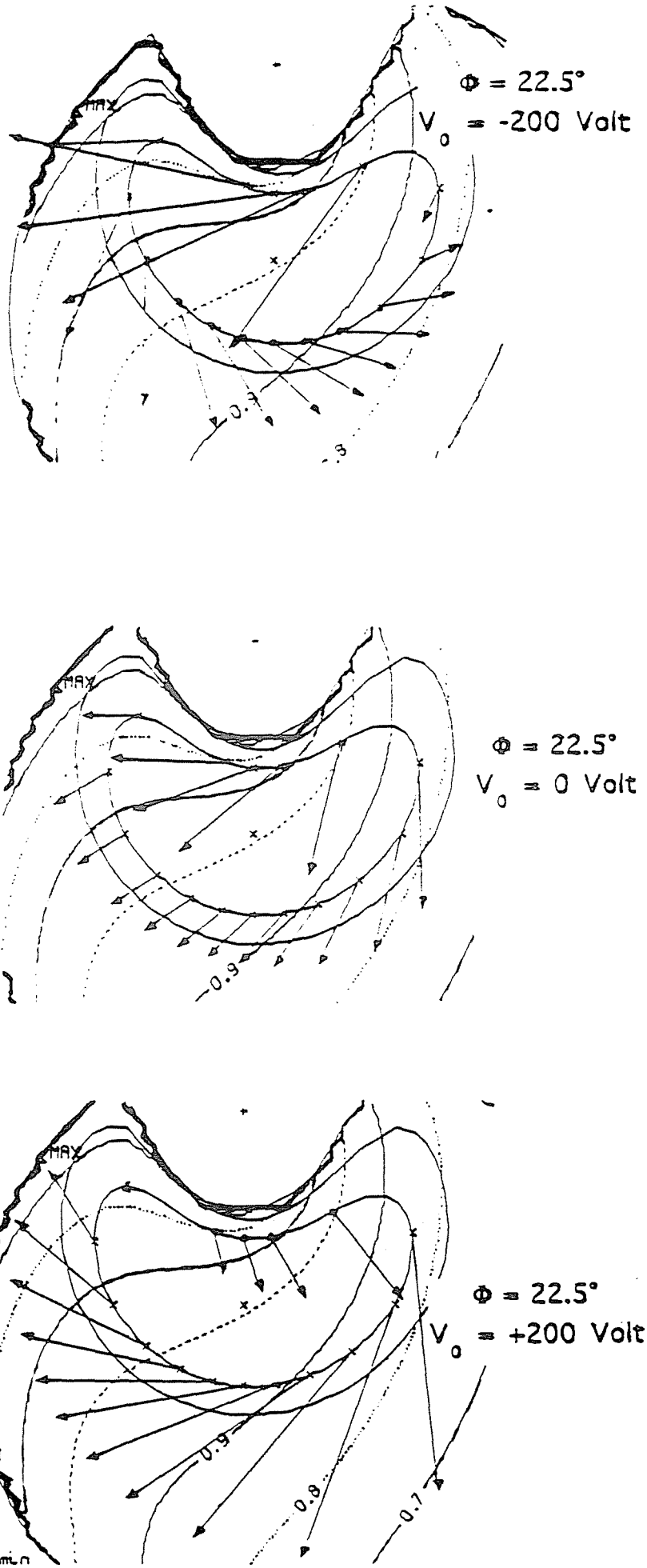
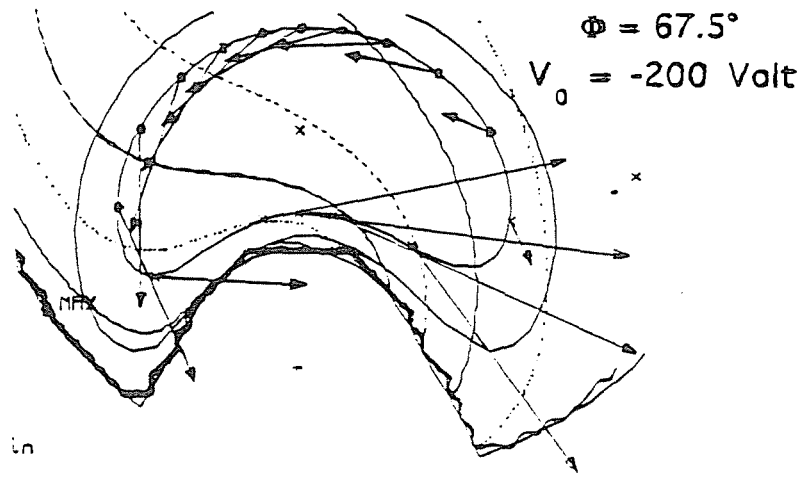
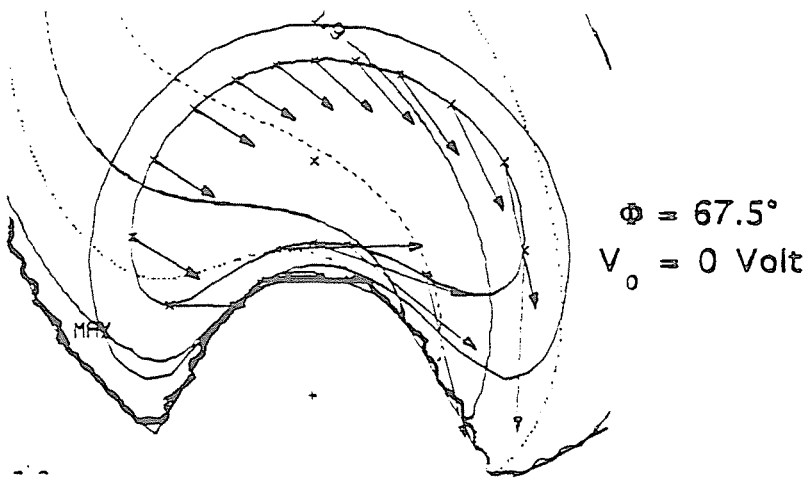

MAX
Φ = 22.5°
V0 = -200 Volt
0.9
MAX
Φ = 22.5°
V0 = 0 Volt
0.9
MAX
Φ = 22.5°
V0 = +200 Volt
0.9
0.8
0.7

Fig.2.9





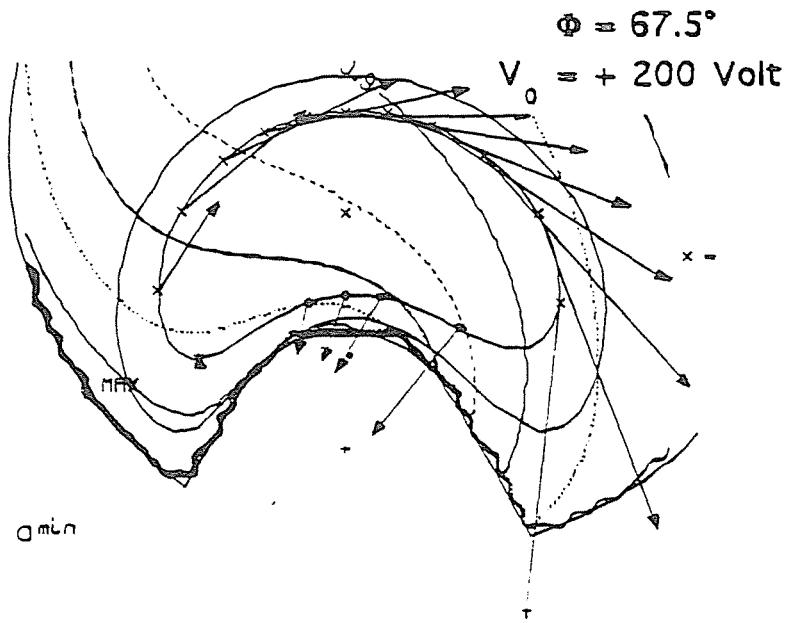


Fig.2.10

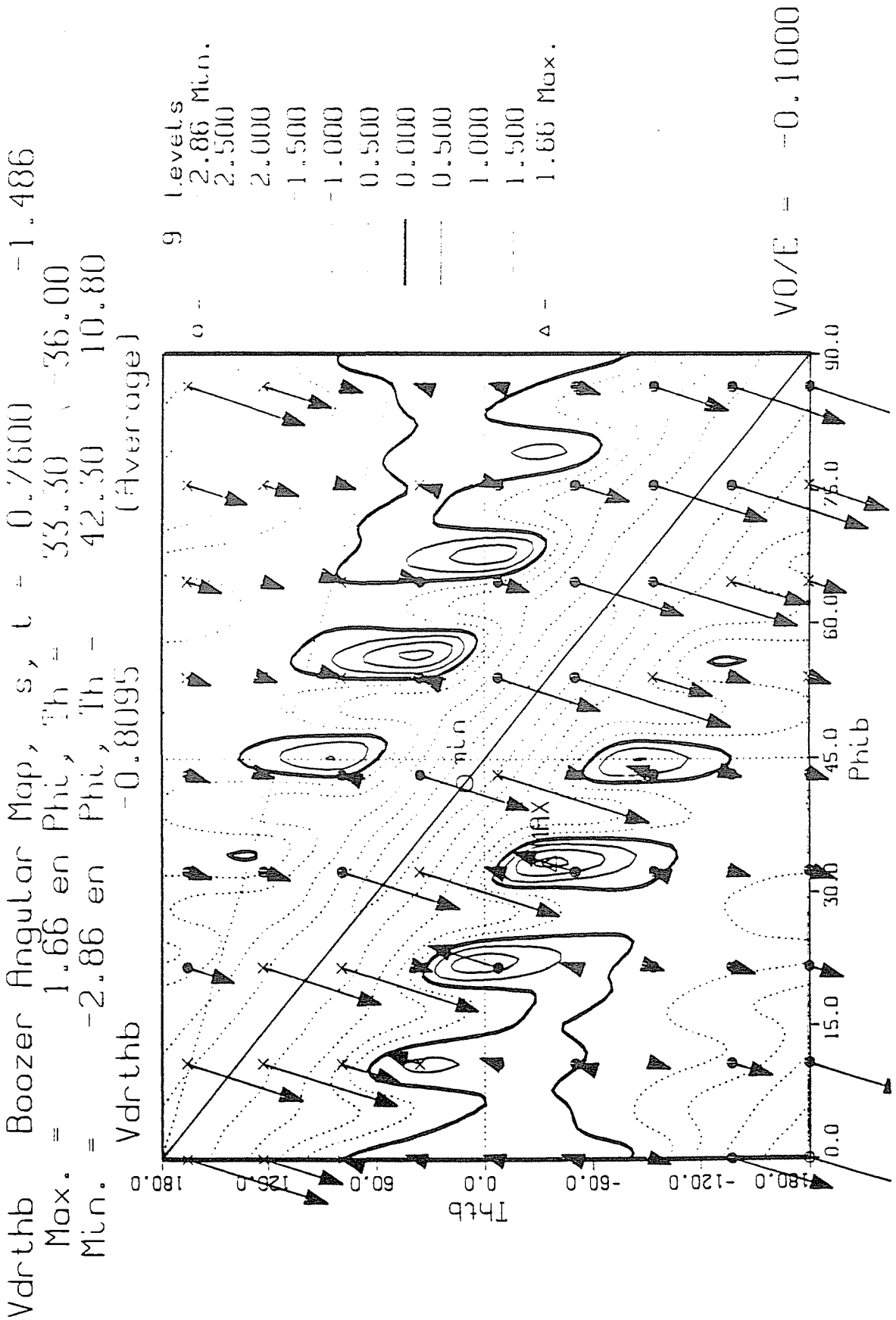

Vdrthb Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 1.66 en Phi, Th = 33.30 36.00
Min. = -2.86 en Phi, Th = 42.30 10.80
Vdrthb -0.8095 (Average)
9 levels
2.86 Min.
2.500
2.000
1.500
1.000
0.500
0.000
-0.500
-1.000
-1.500
1.66 Max.
VO/E = -0.1000
Thtb
Phtb
MAX
min
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0

Fig.2.11

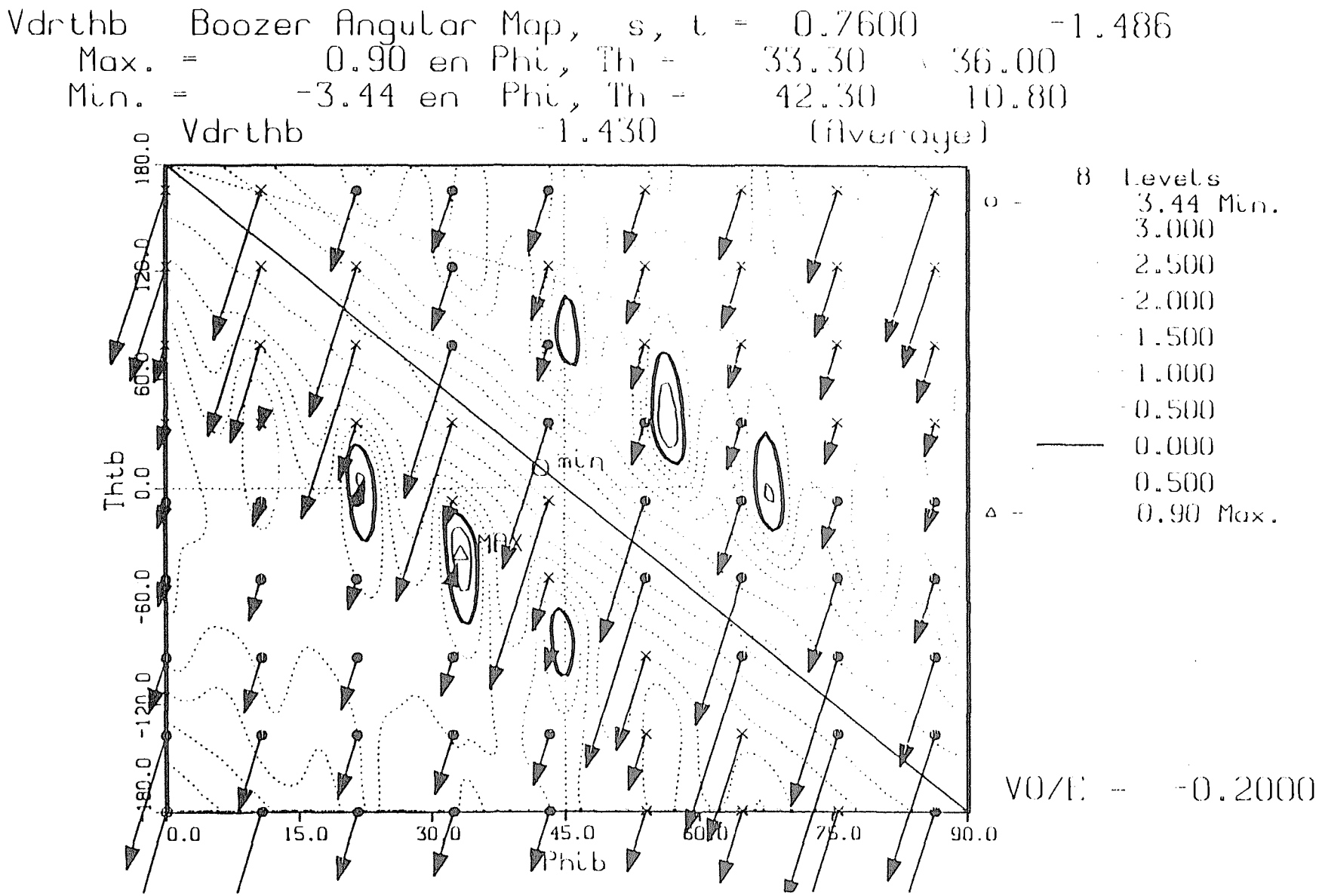

Vdrthb Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 0.90 en Phi, Th - 33.30 36.00
Min. = -3.44 en Phi, Th - 42.30 10.80
Vdrthb -1.430 (Average)
8 Levels
3.44 Min.
3.000
2.500
2.000
1.500
1.000
0.500
0.000
0.500
0.90 Max.
VO/E - -0.2000
Thtb
Phtb
MAX
min
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.12

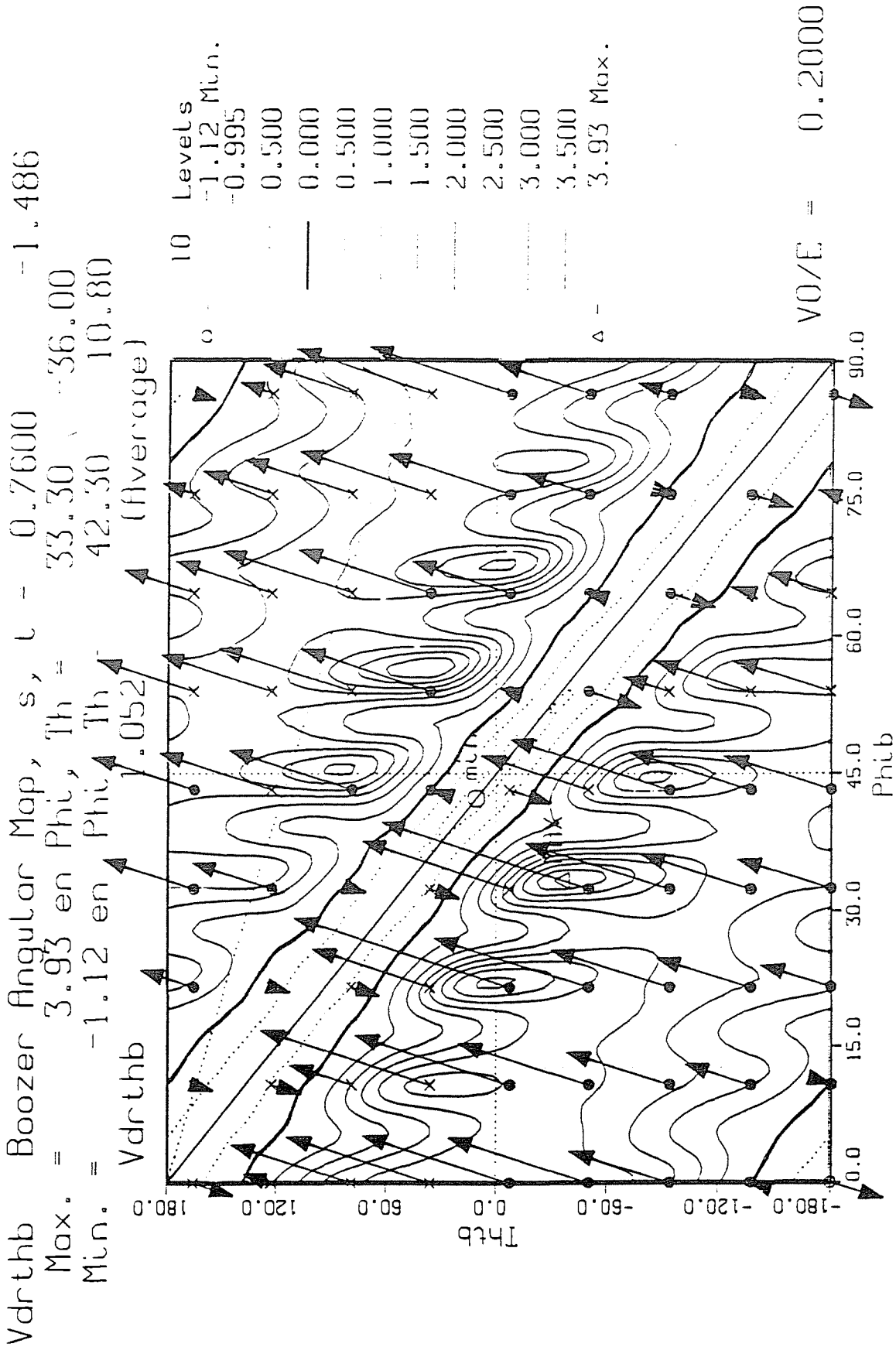

Vdrthb Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 3.93 en Phi, Th = 33.30 36.00
Min. = -1.12 en Phi, Th = 42.30 10.80
Vdrthb 1.052 (Average)
10 Levels
-1.12 Min.
-0.995
0.500
0.000
0.500
1.000
1.500
2.000
2.500
3.000
3.500
3.93 Max.
VO/E = 0.2000
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.13

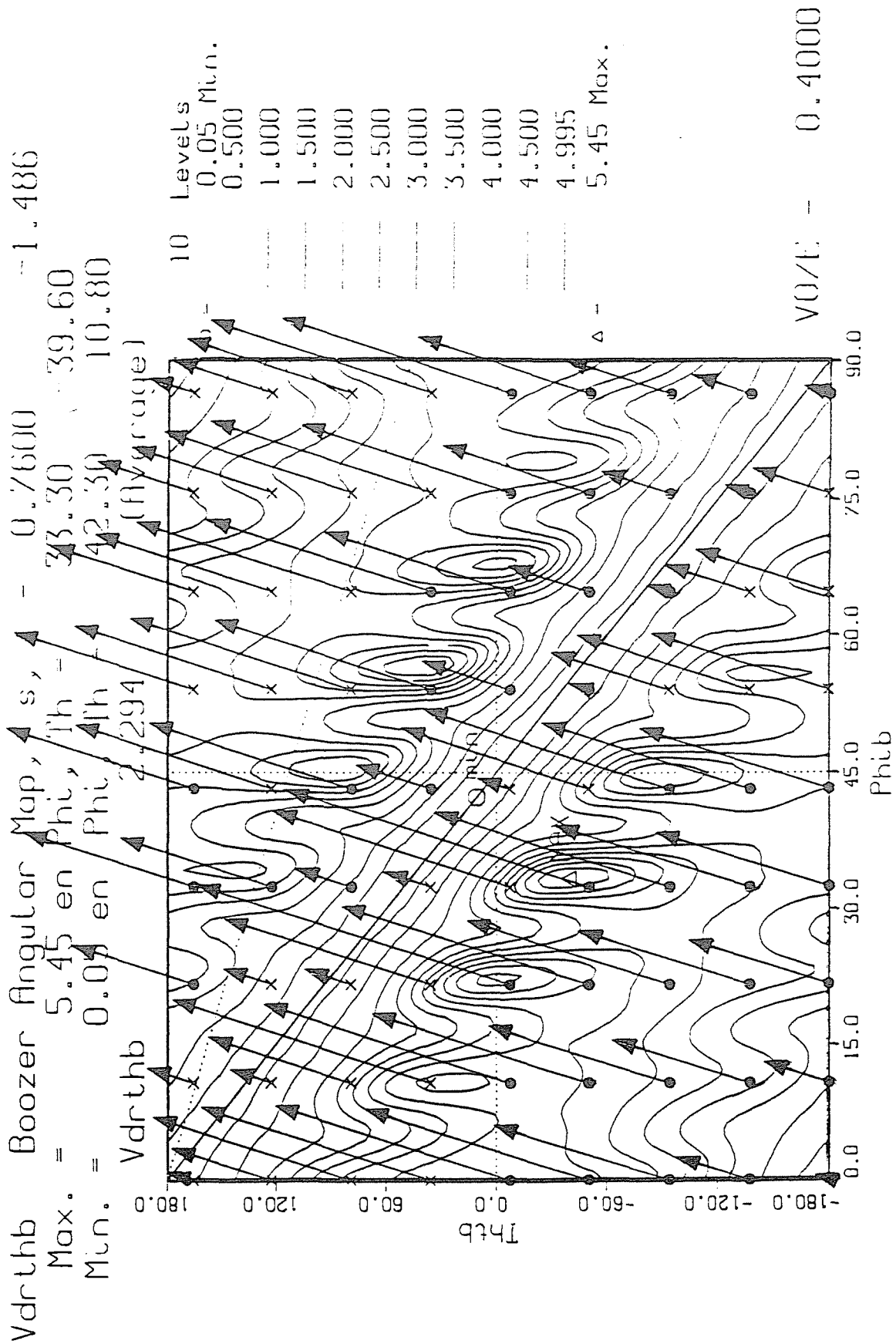

Vdrthb Boozer Angular Map, s, 1.486
Max. = 5.45 en Phi, Th = 39.60
Min. = 0.05 en Phi, Th = 10.80
Vdrthb
10 Levels
0.05 Min.
0.500
1.000
1.500
2.000
2.500
3.000
3.500
4.000
4.500
4.995
5.45 Max.
0.4000
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.14

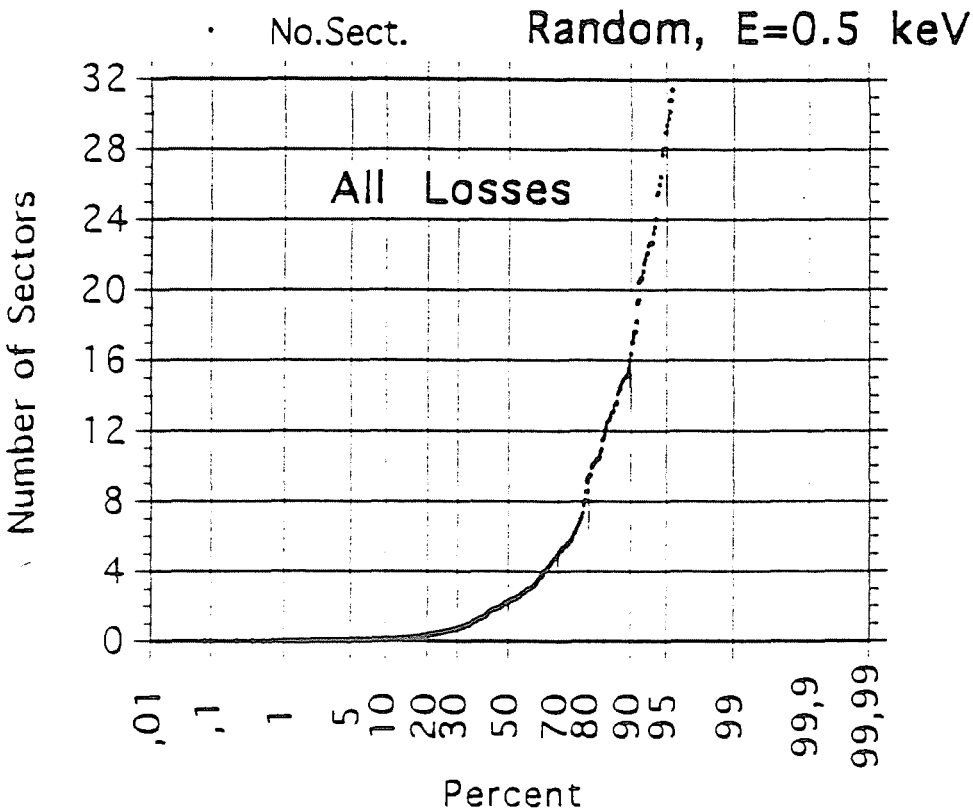

No.Sect.
Random, E=0.5 keV
All Losses
Number of Sectors
32
28
24
20
16
12
8
4
0
,01
,1
1
5
10
20
30
50
70
80
90
95
99
99,9
99,99
Percent

Fig.3.1

desde el punto 1 hasta el 249

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100

249 Pt., 60.48 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.00kV

Surely a Trapped Particle

Phi max - 25.26 , Phi min - 19.08

Phi Center= 22.17 , amplitud- 6.180

Poloidaly ambiguous Particle

The Max - 26.98 , The Min - 0.3148

Theta Center- 13.33 , amplitud 27.29

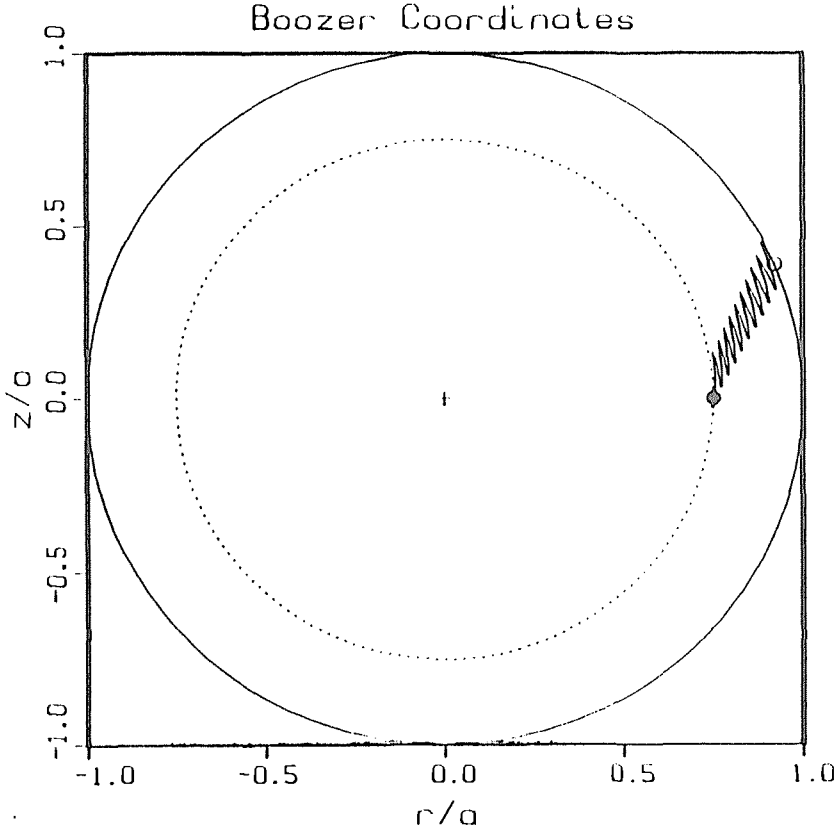
Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns - 0.01 / 0.06

Pitch / Poloidal Inversions - 20 / 20

Poloidal Plot

Boozer Coordinates



Toroidal Plot

Boozer Coordinates

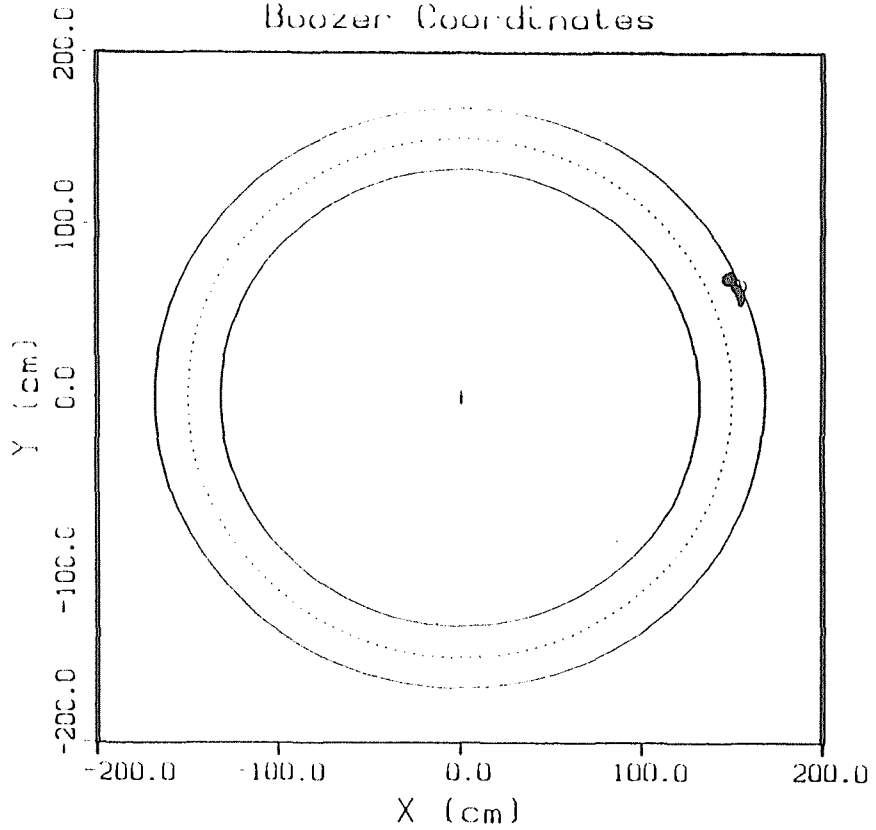


Fig.3.2

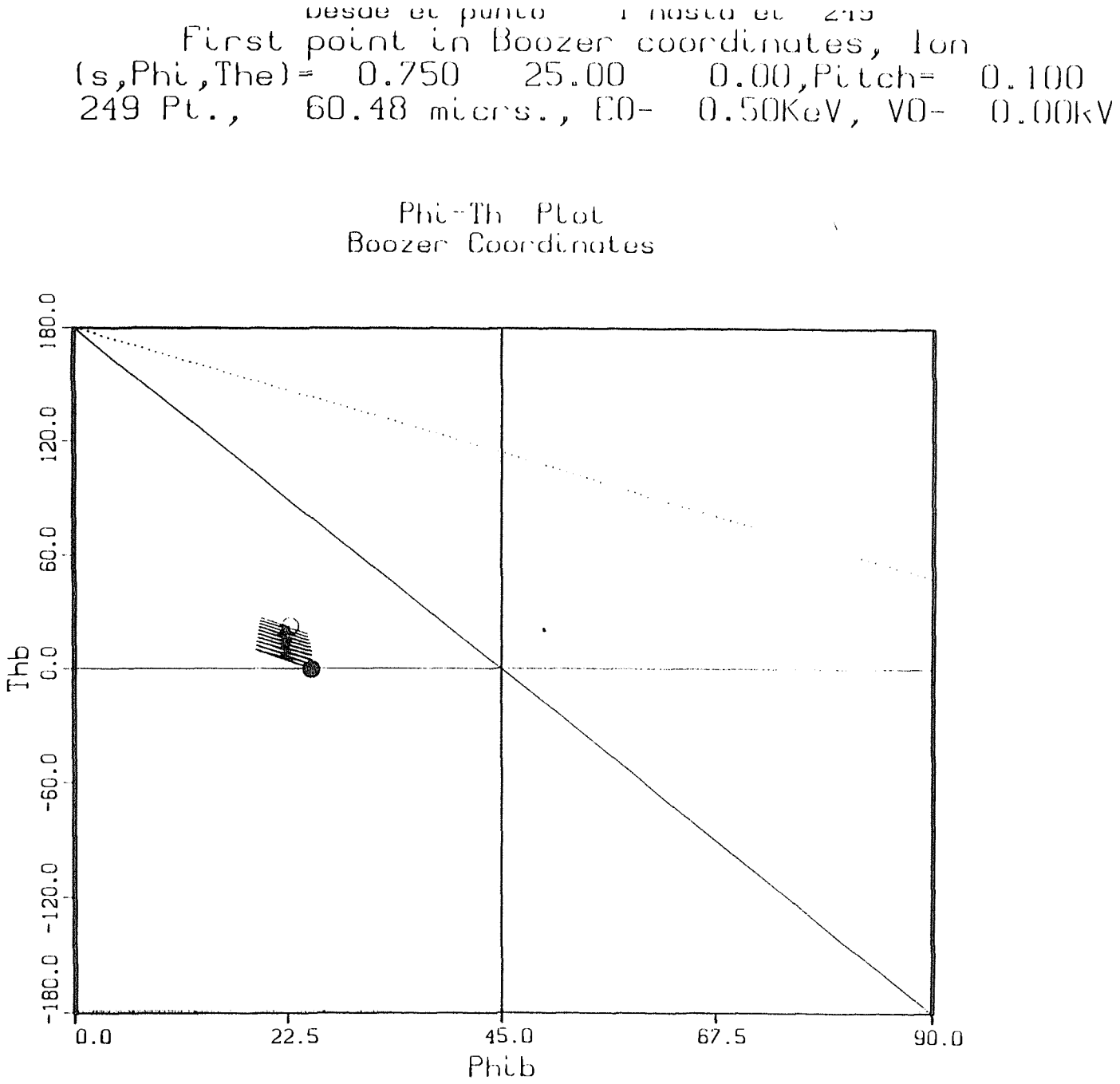

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
249 Pt., 60.48 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.00kV
Phi-Th Plot
Boozer Coordinates
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
Thb
0.0
22.5
45.0
67.5
90.0
Phib

Fig.3.3

Desde el punto 1 hasta el 368

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.390

368 Pt., 89.50 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.00kV

Surely a Trapped Particle

Phi max - 39.17 , Phi min - -48.67

Phi Center= -4.750 , amplitud- 87.84

Poloidaly ambiguous Particle

The Max - 116.3 , The Min - 21.11

Theta Center- 47.60 , amplitud- 137.4

Toroidal / Poloidal Turns - -0.10 / 0.17

Pitch / Poloidal Inversions - 4 / 4

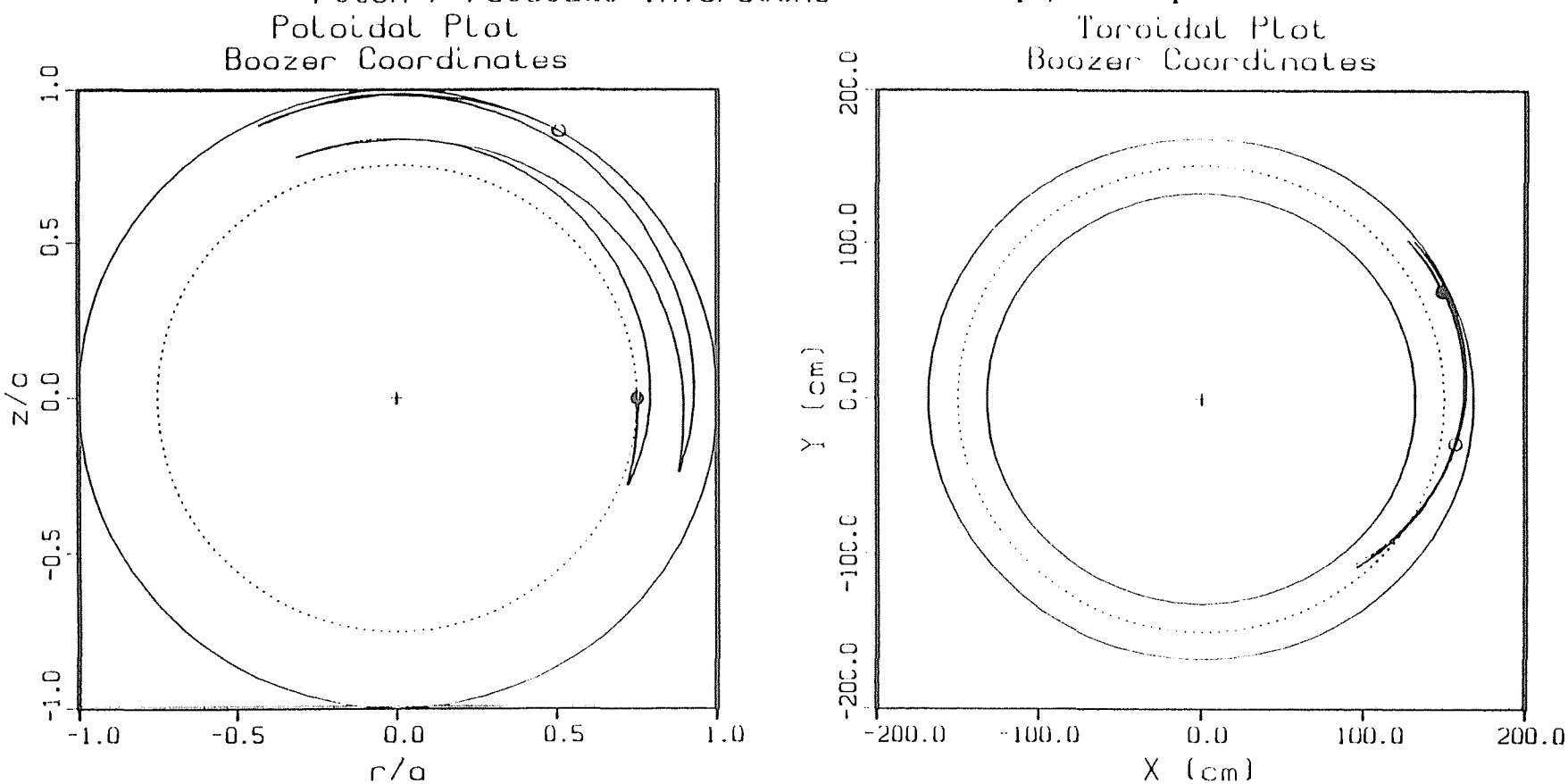


Fig.3.4

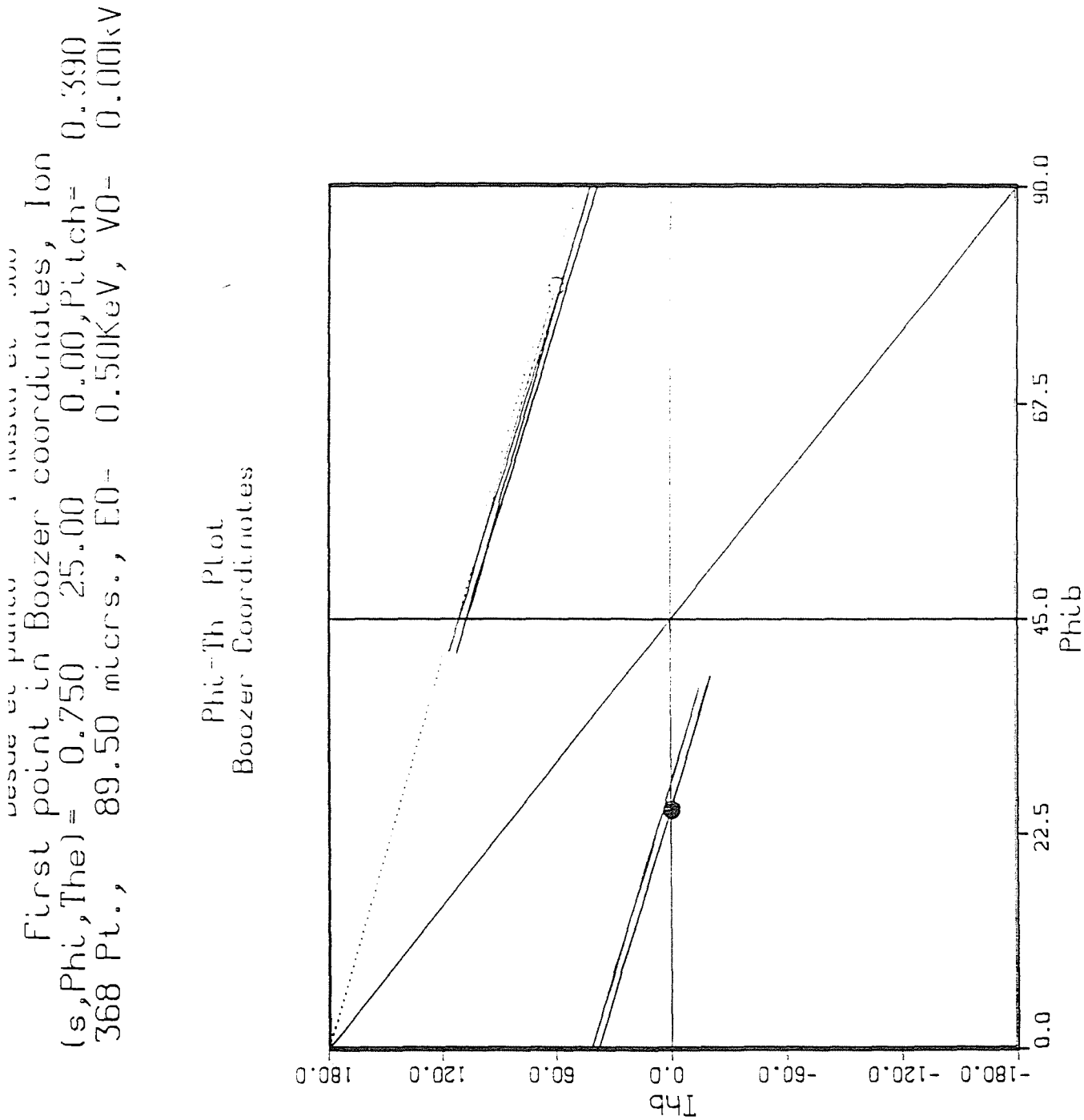

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.390
368 Pt., 89.50 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.00kV
Phi-Th Plot
Boozer Coordinates
Thb
Phib
0.0
22.5
45.0
67.5
90.0
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0

Fig.3.5

Desde el punto 1 hasta el 1189

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 67.50 -30.00,Pitch= 0.100

1189 Pt., 289.71 micrs., E0= 0.50KeV, V0= 0.00kV

Surely a Trapped Particle

Phi max = 71.19 , Phi min = 66.12

Phi Center= 68.66 , amplitud= 5.070

Poloidaly ambiguous Particle

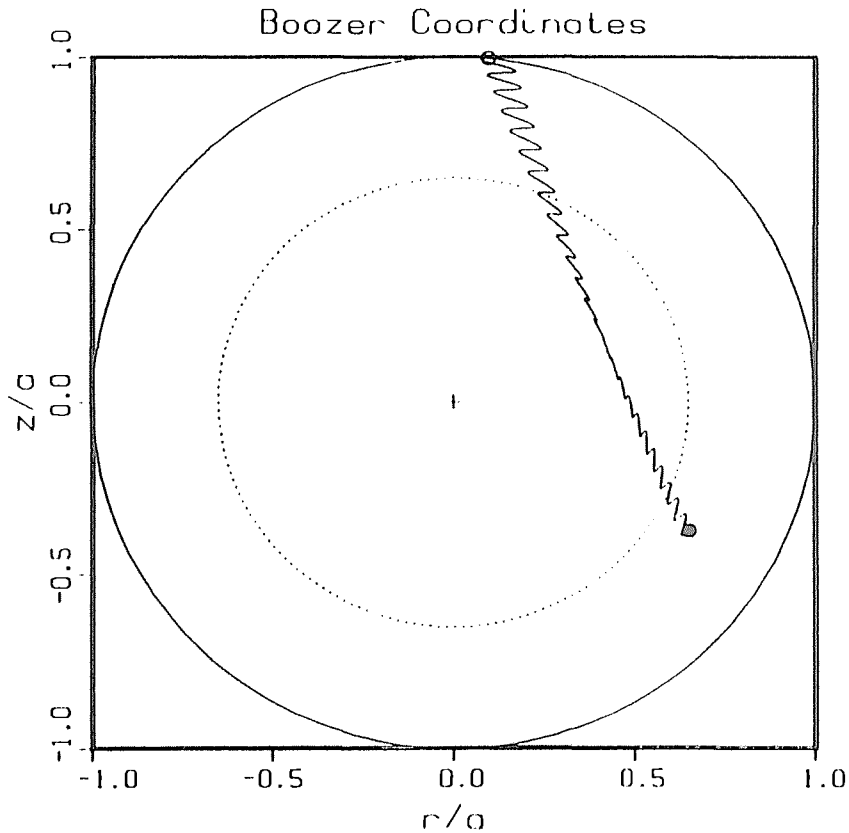
The Max = 85.78 , The Min = -32.12

Theta Center= 26.83 , amplitud= 117.9

Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns = 0.00 / 0.32

Pitch / Poloidal Inversions = 50 / 39



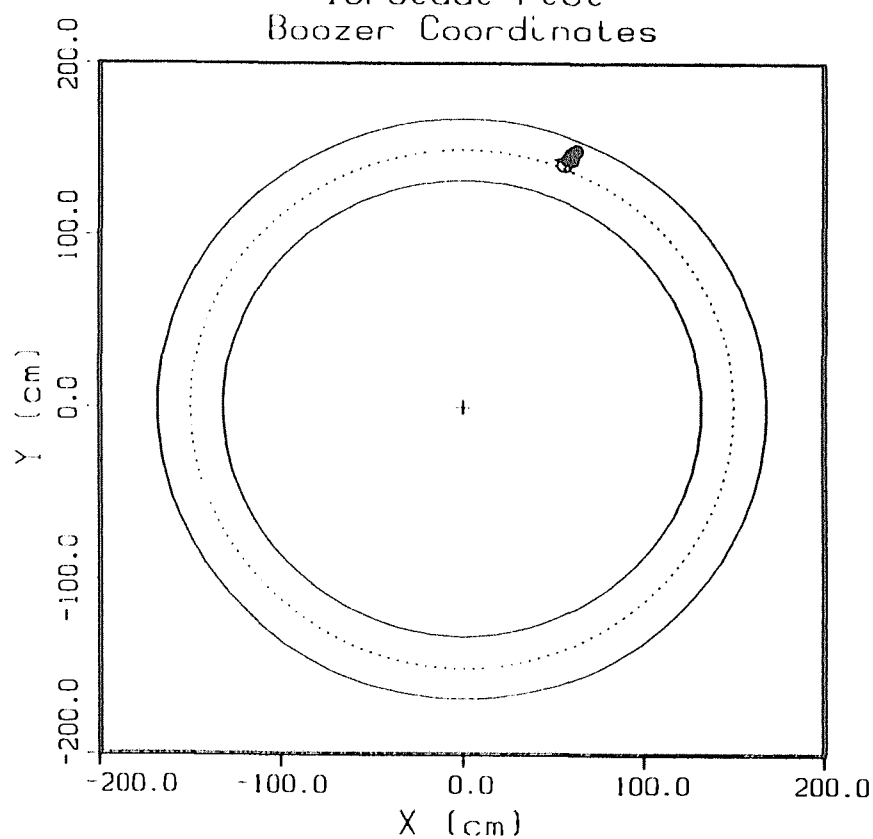


Fig.3.6

Desde el punto 1 hasta el 2080

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 45.00 180.00,Pitch= 0.100

2080 Pt., 507.00 micrs., EO- 0.50KeV, VO- 0.00kV

Surely a Trapped Particle

Phi max - 47.05 , Phi min - 42.26

Phi Center- 44.65 , amplitud- 4.790

Poloidaly ambiguous Particle

The Max - -54.55 , The Min - 177.3

Theta Center- -118.6 , amplitud- 128.1

Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns - 0.00 / 0.34

Pitch / Poloidal Inversions - 113 / 43

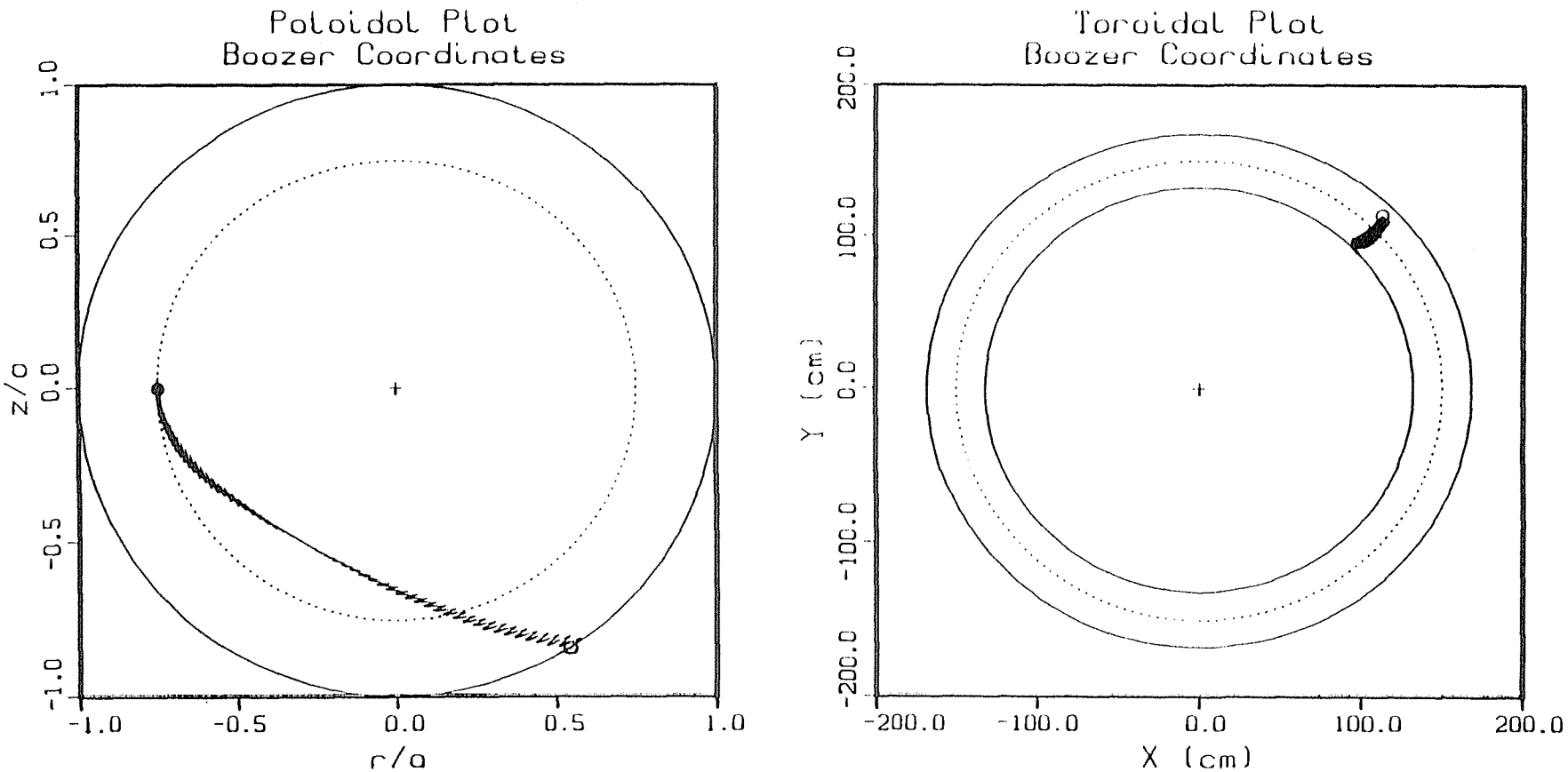
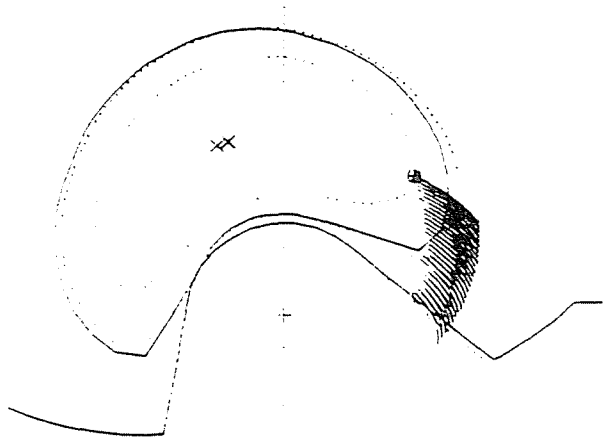
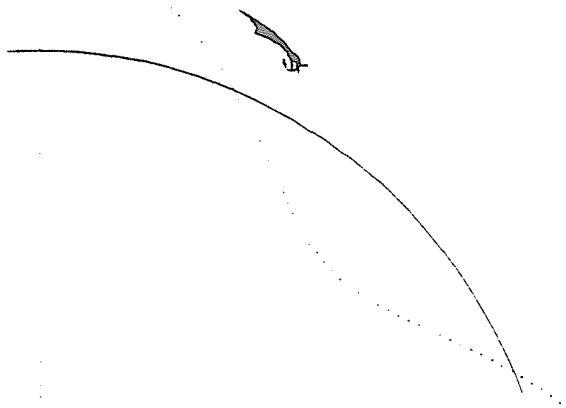


Fig.3.7

E = 0.5 keV, ξ = 0.1
r/a=0.75, Phir = 63.2°, Z = +16.8 cm
Poloidal View



Vertical View



Lateral view

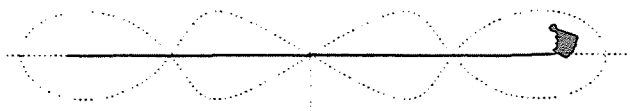
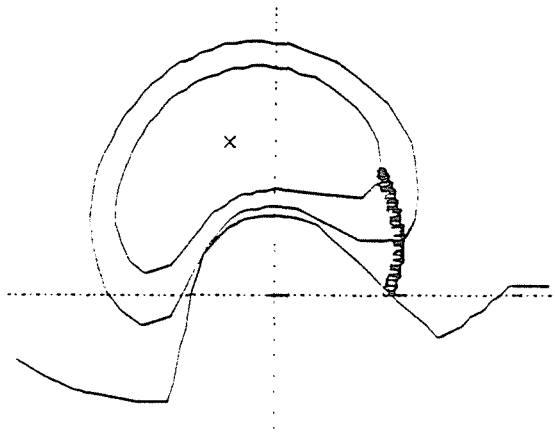


Fig.3.8.

E = 0.5 keV, ξ = 0.1
r/a=0.75, Φ r= 63.2°, Z = +16.8 cm
Poincaré Plot, Φ=67.5°



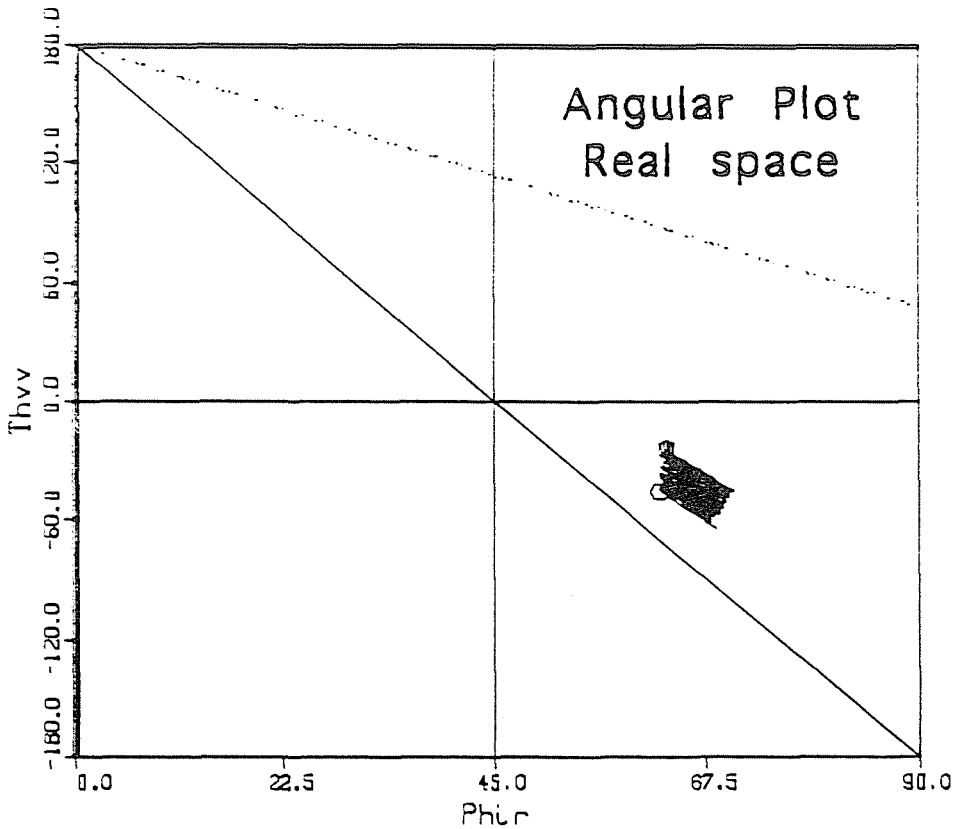
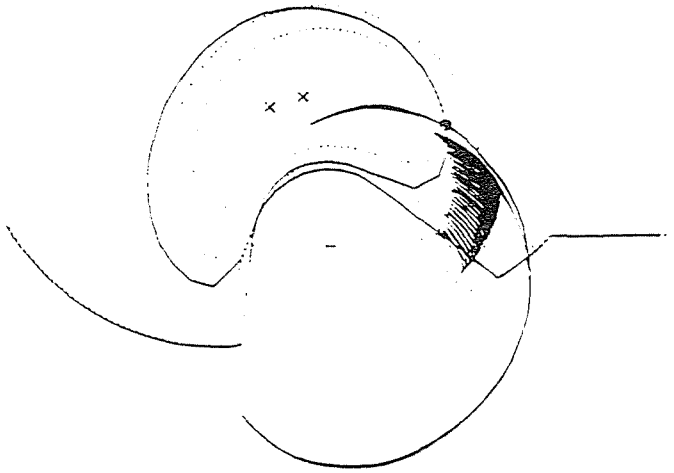


Fig.3.9

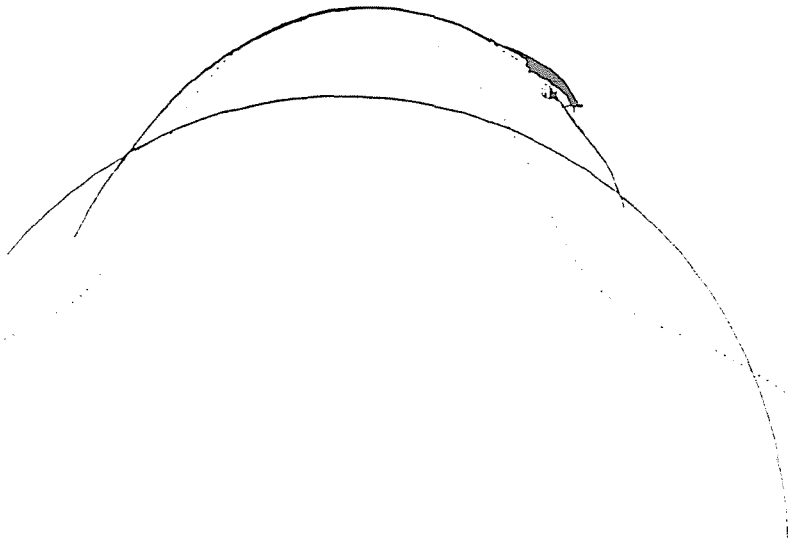
E = 0.5 keV, ξ = 0.39

r/a=0.75, Phir = 63.2°, Z = +16.8 cm

Poloidal View



Vertical View



Lateral View

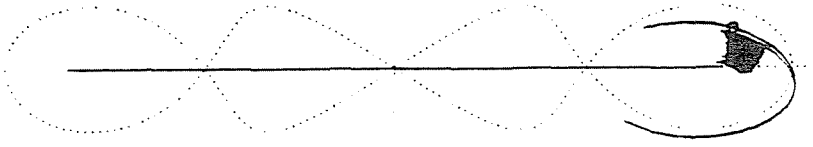


Fig.3.10

E = 0.5 keV, ξ = 0.39

r/a=0.75, Φr= 63.2°, Z = +16.8 cm

Angular Plot, Real space

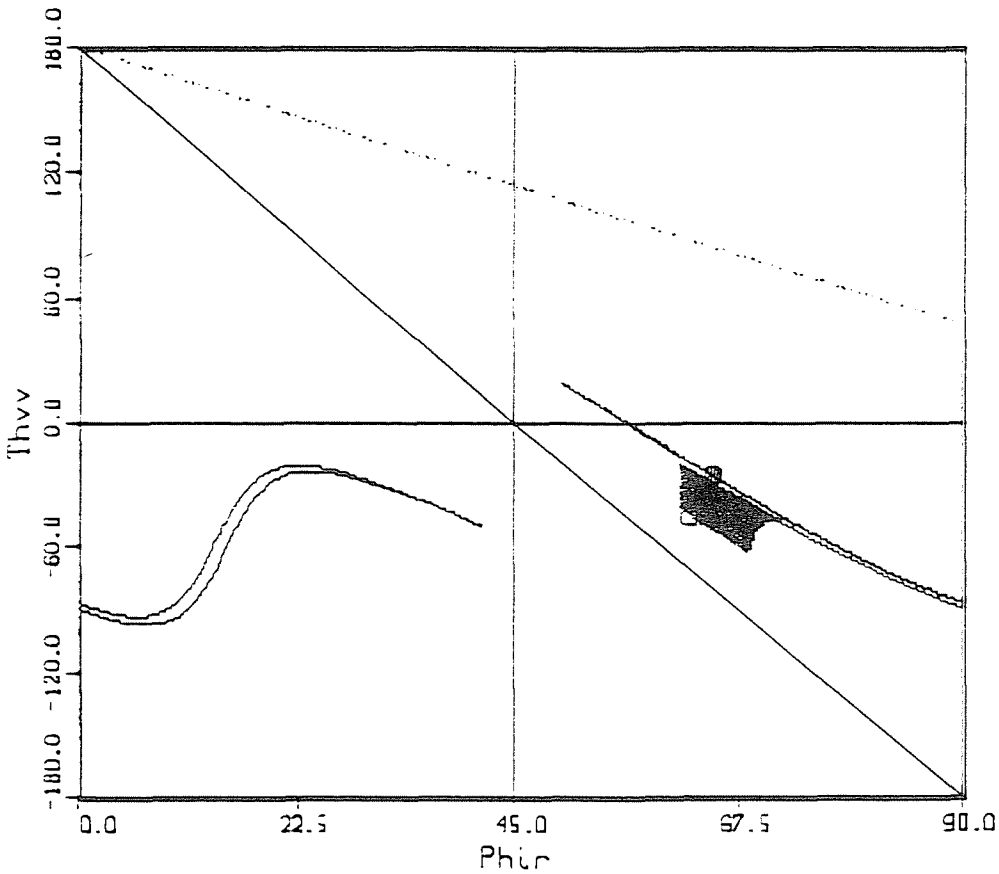
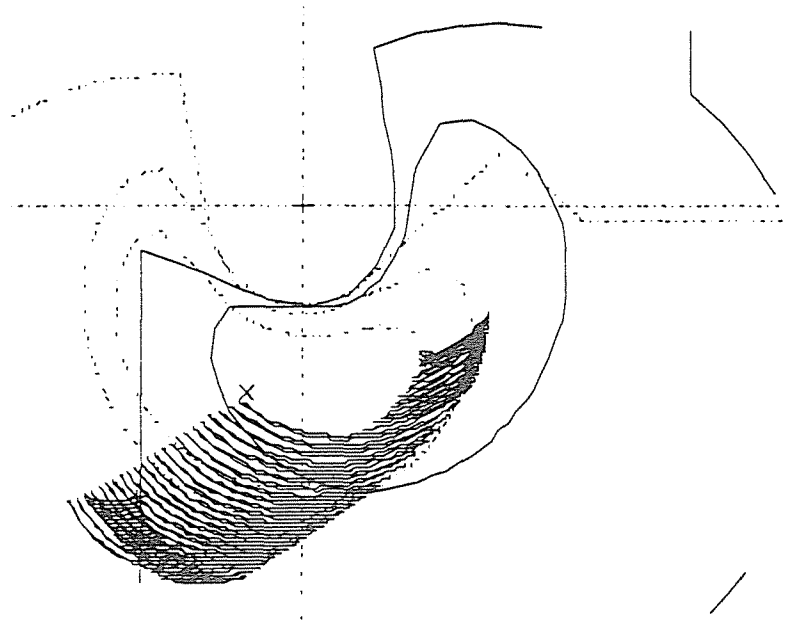


Fig.3.11

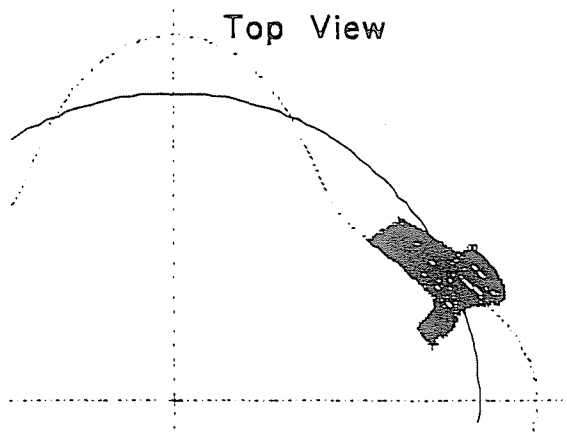
E = 0.5 keV, ξ = 0.1

r/a=0.75, Phir = 26.8°, Z = -16.8 cm

Poloidal View



Top View



Lateral View

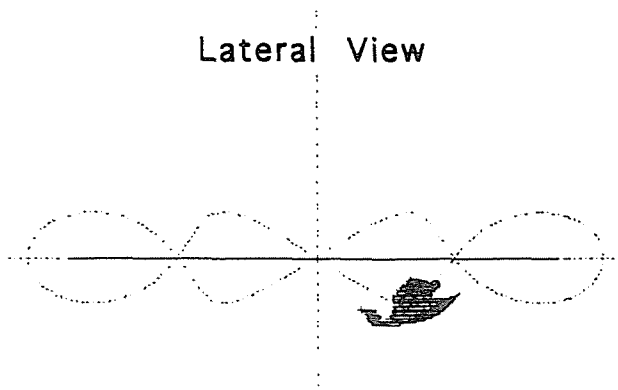
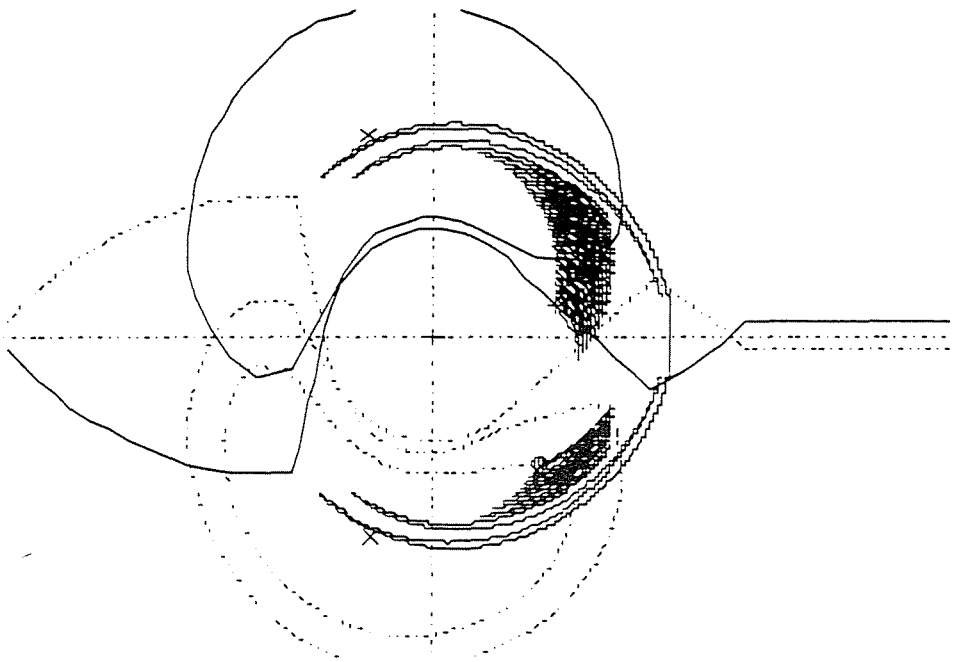


Fig.3.12

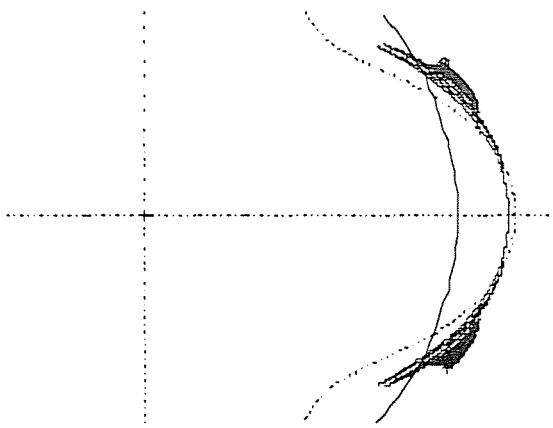
E = 0.5 keV, ξ = 0.1

r/a=0.75, Φr = 26.8°, Z = -13.3 cm

Poloidal View



Top view



Lateral View

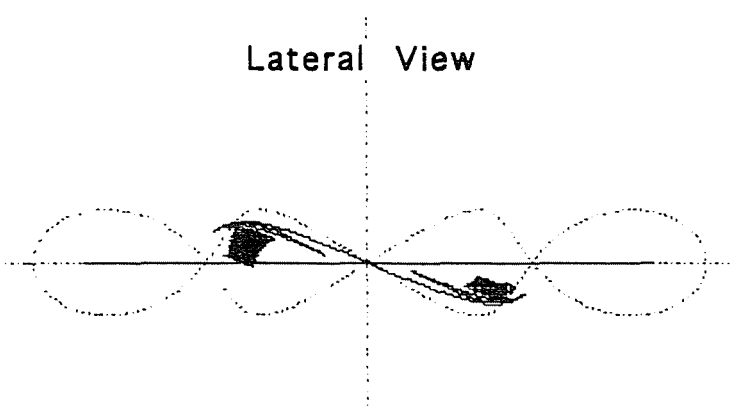


Fig.3.13

E = 0.5 keV, ξ = 0.1
r/a=0.75, Φr = 26.8°, Z = -13.3 cm
Angular Plot, Real space

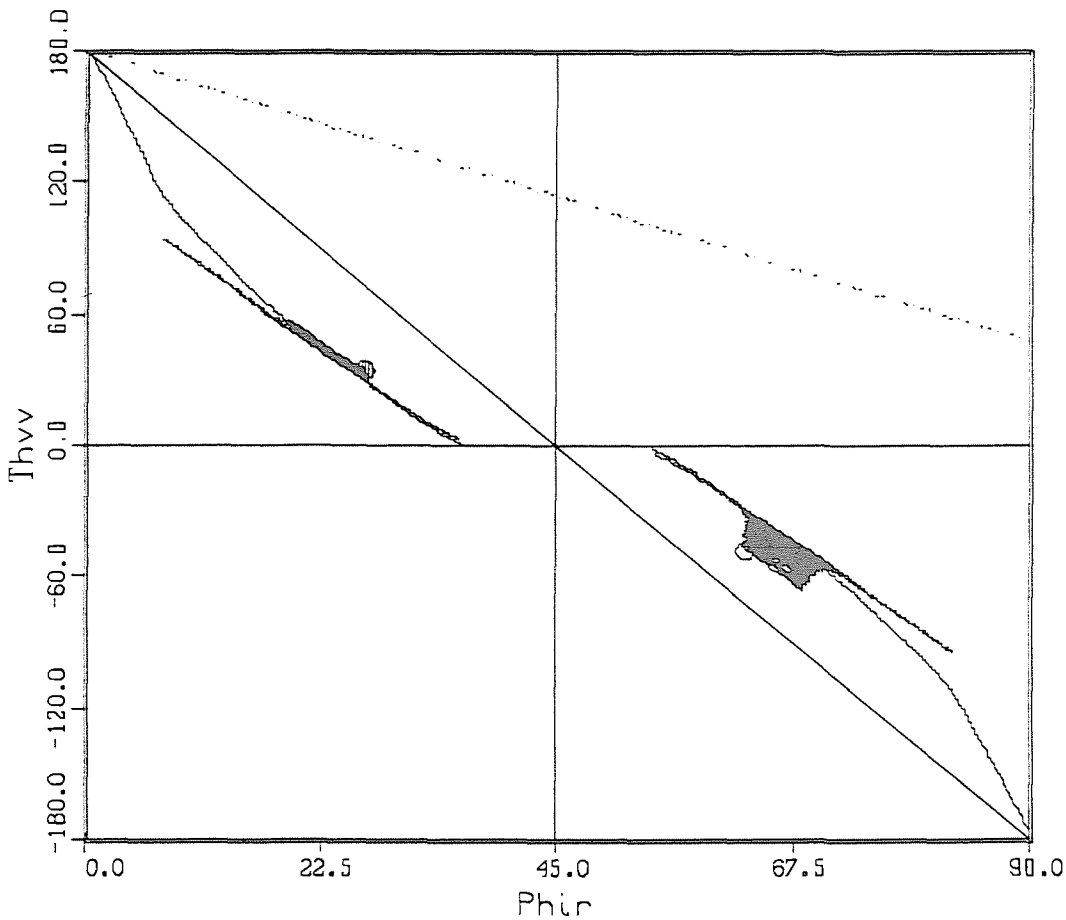
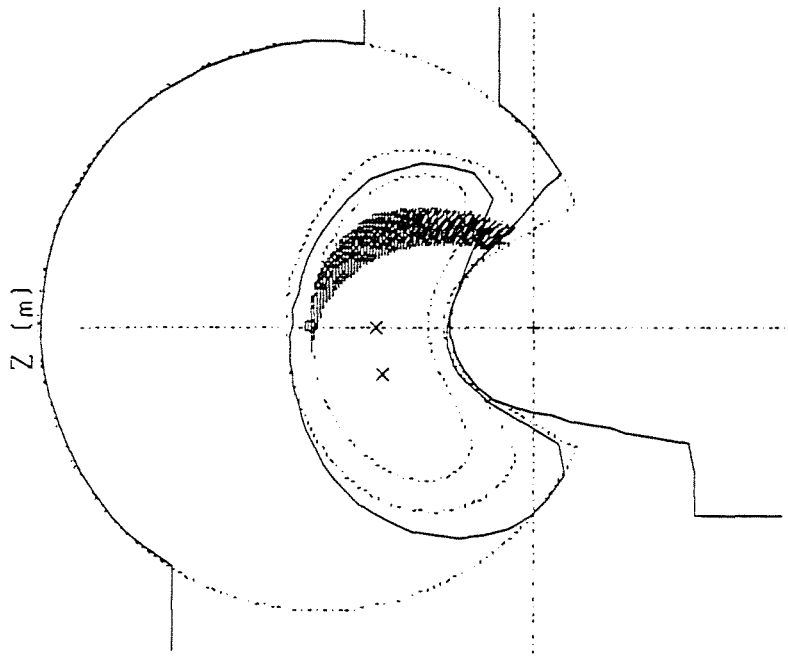


Fig.3.14

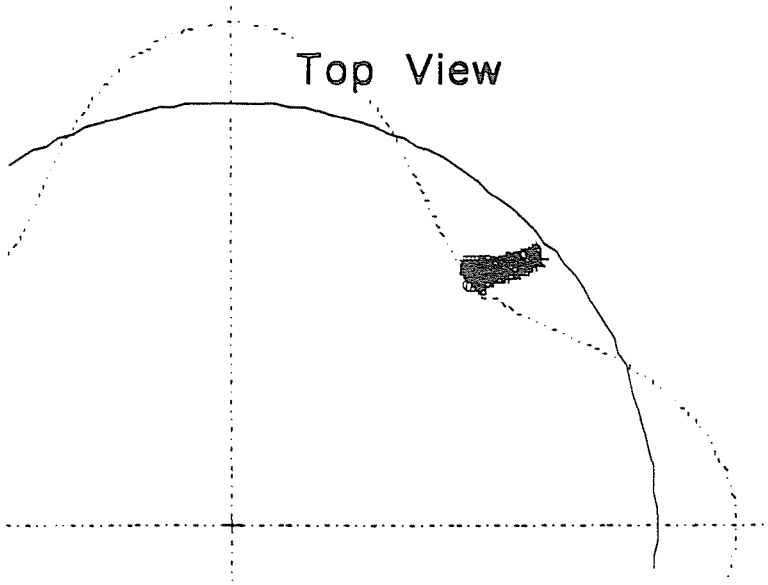
E = 0.5 keV, ξ = 0.1

r/a=0.75, Phir = 45°, Z = 0. cm

Poloidal View



Top View



Lateral View

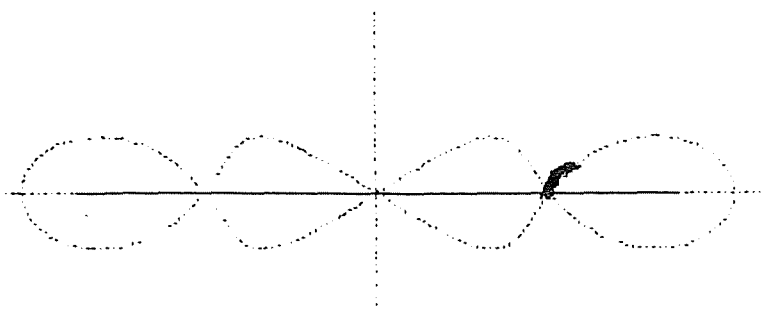


Fig.3.15

Desde el punto 1 hasta el 188

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100

188 Pt., 44.09 micrs., E0= 0.50KeV, V0= 0.20kV

Surely a Trapped Particle

Phi max = 25.26 , Phi min = 18.22

Phi Center= 21.74 , amplitud= 7.040

Poloidaly ambiguous Particle

The Max = 61.30 , The Min = 0.0000E+00

Theta Center= 30.65 , amplitud= 61.30

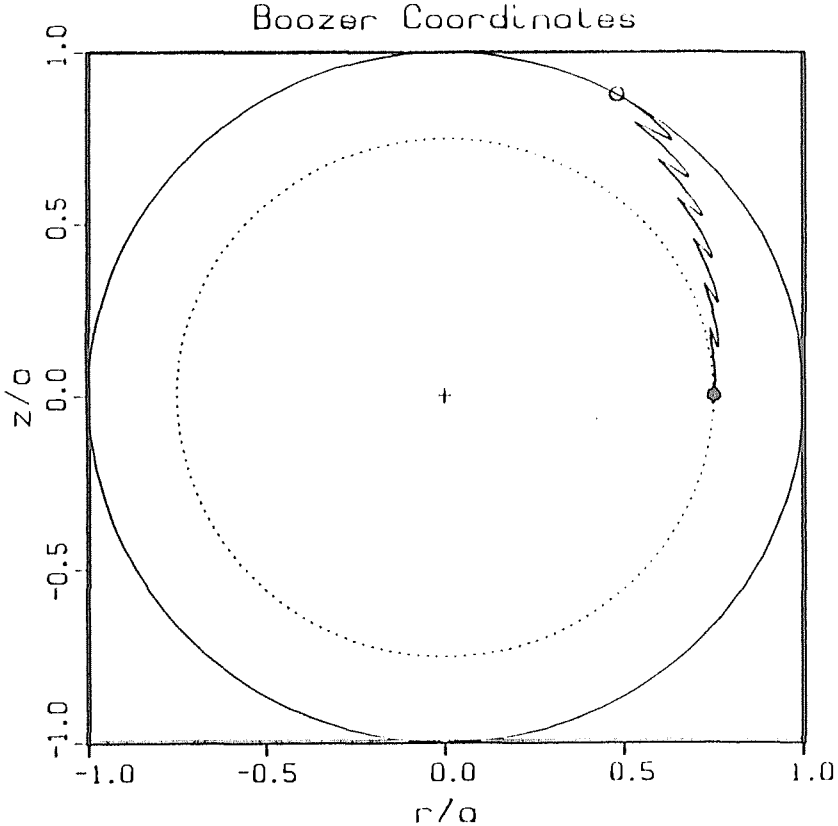
Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns = 0.02 / 0.17

Pitch / Poloidal Inversions = 13 / 12

Poloidal Plot

Boozer Coordinates



Toroidal Plot

Boozer Coordinates

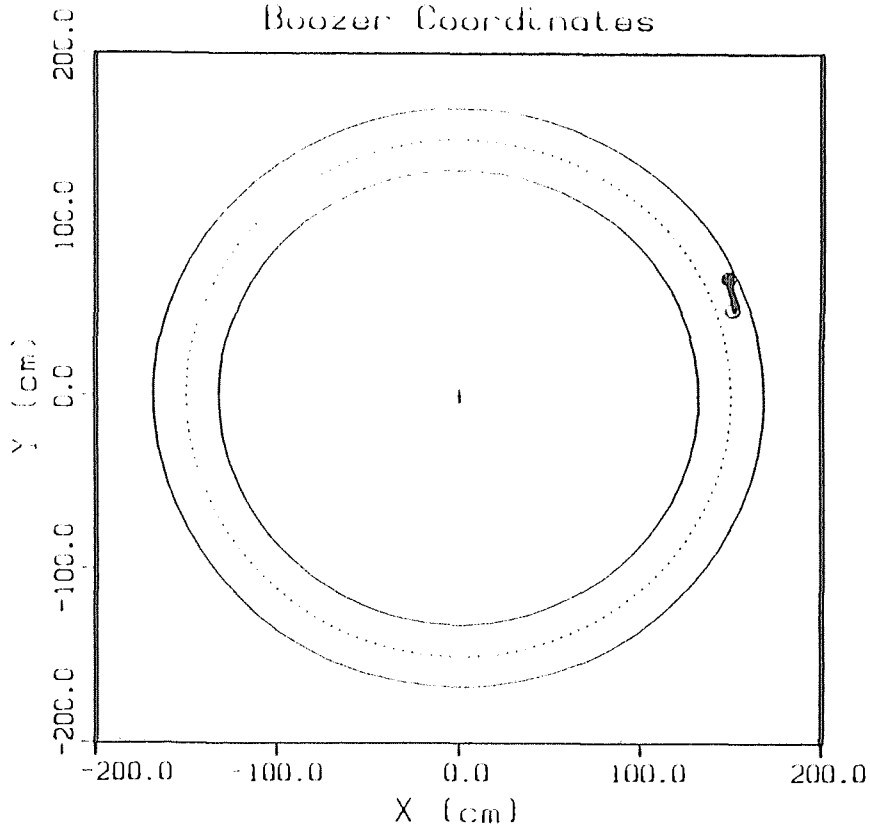


Fig.3.16

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
209 Pt., 47.05 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.40kV
Surely a Trapped Particle
Phi max - 25.26 , Phi min - 3.537
Phi Center= 14.40 , amplitud- 21.72
Poloidaly ambiguous Particle
The Max - 126.8 , The Min - 0.0000E+00
Theta Center- 63.40 , amplitud- 126.8

Toroidal / Poloidal Turns - 0.06 / 0.35
Pitch / Poloidal Inversions - 7 / 6

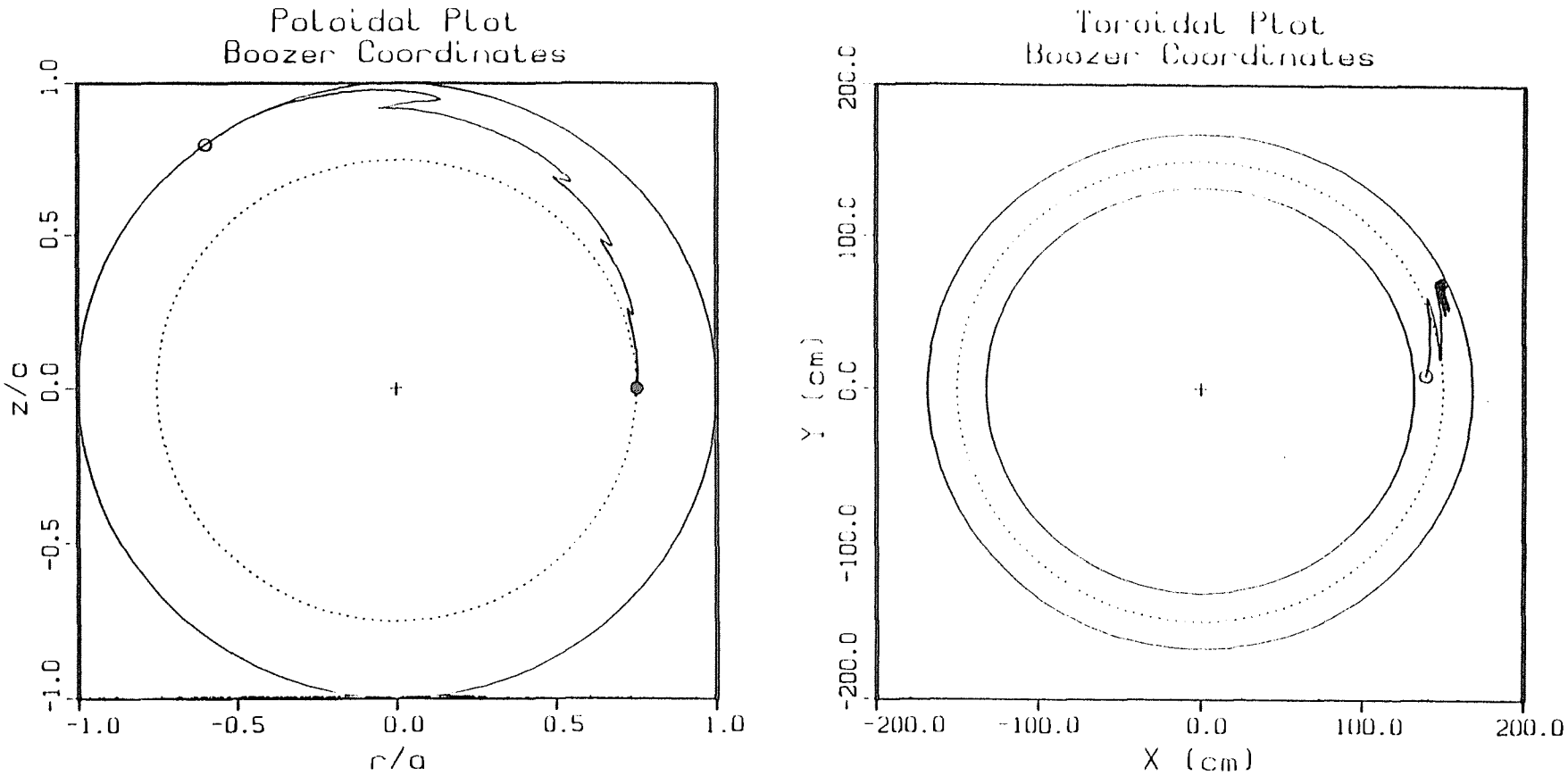


Fig.3.17

Desde el punto 1 hasta el 500

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch- 0.100

1356 Pt., 306.66 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.60kV

Surely a Trapped Particle

Phi max - 25.27 , Phi min - -113.1

Phi Center- -43.91 , amplitud- 138.4

Surely a Poloidaly circling Particle

Toroidal / Poloidal Turns - -0.32 / 3.09

Pitch / Poloidal Inversions - 43 / 18

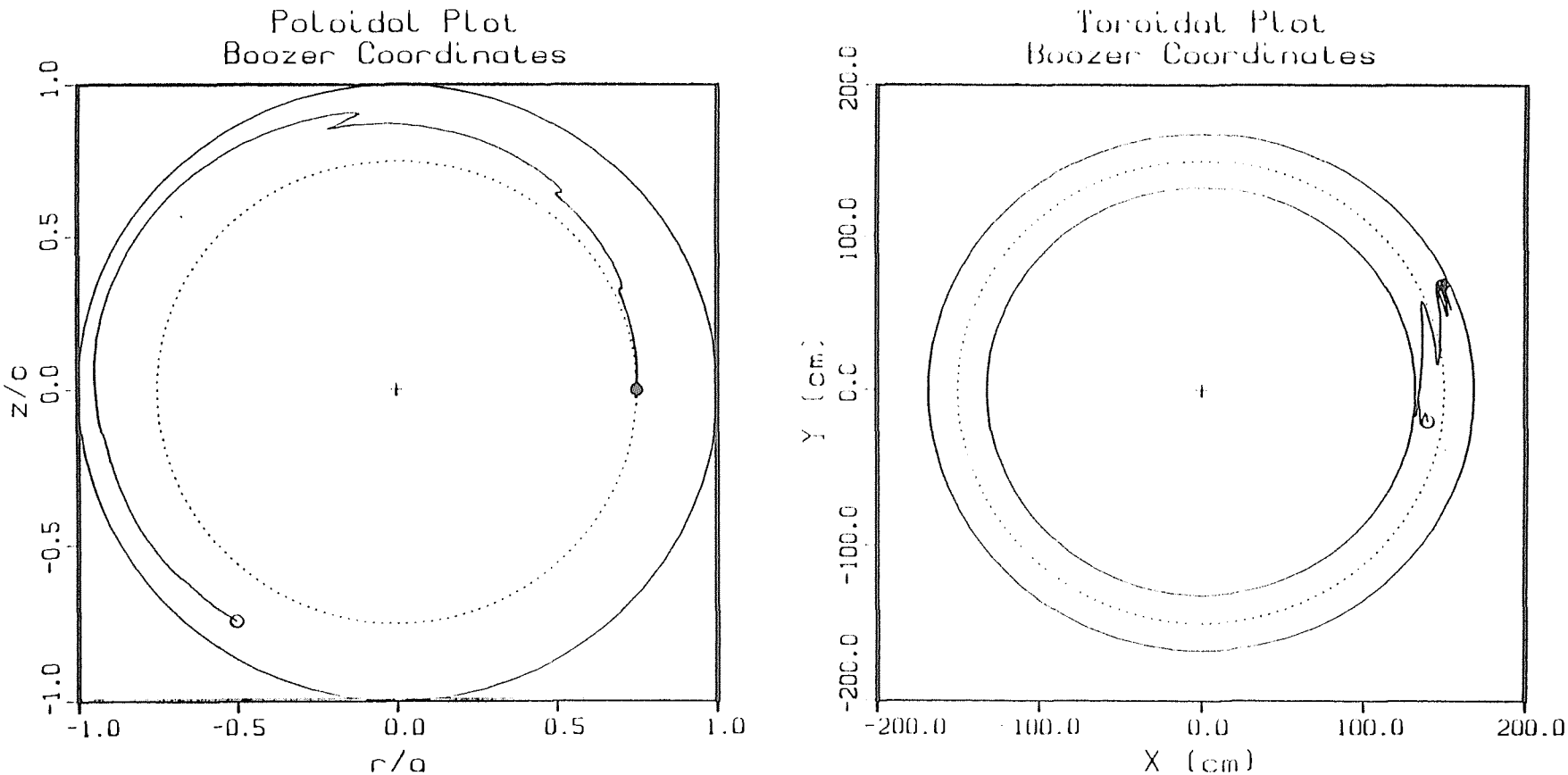


Fig.3.18.

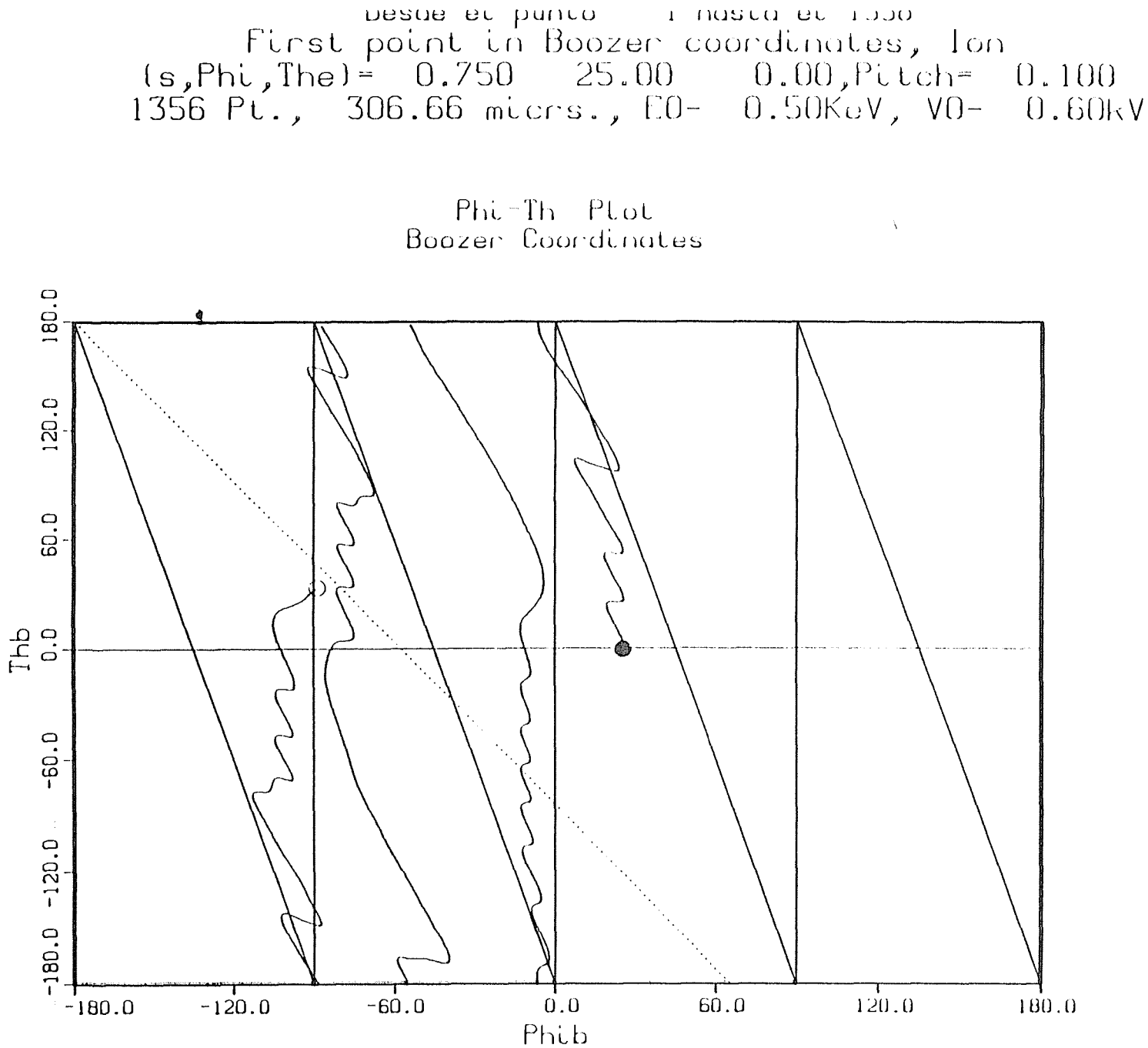
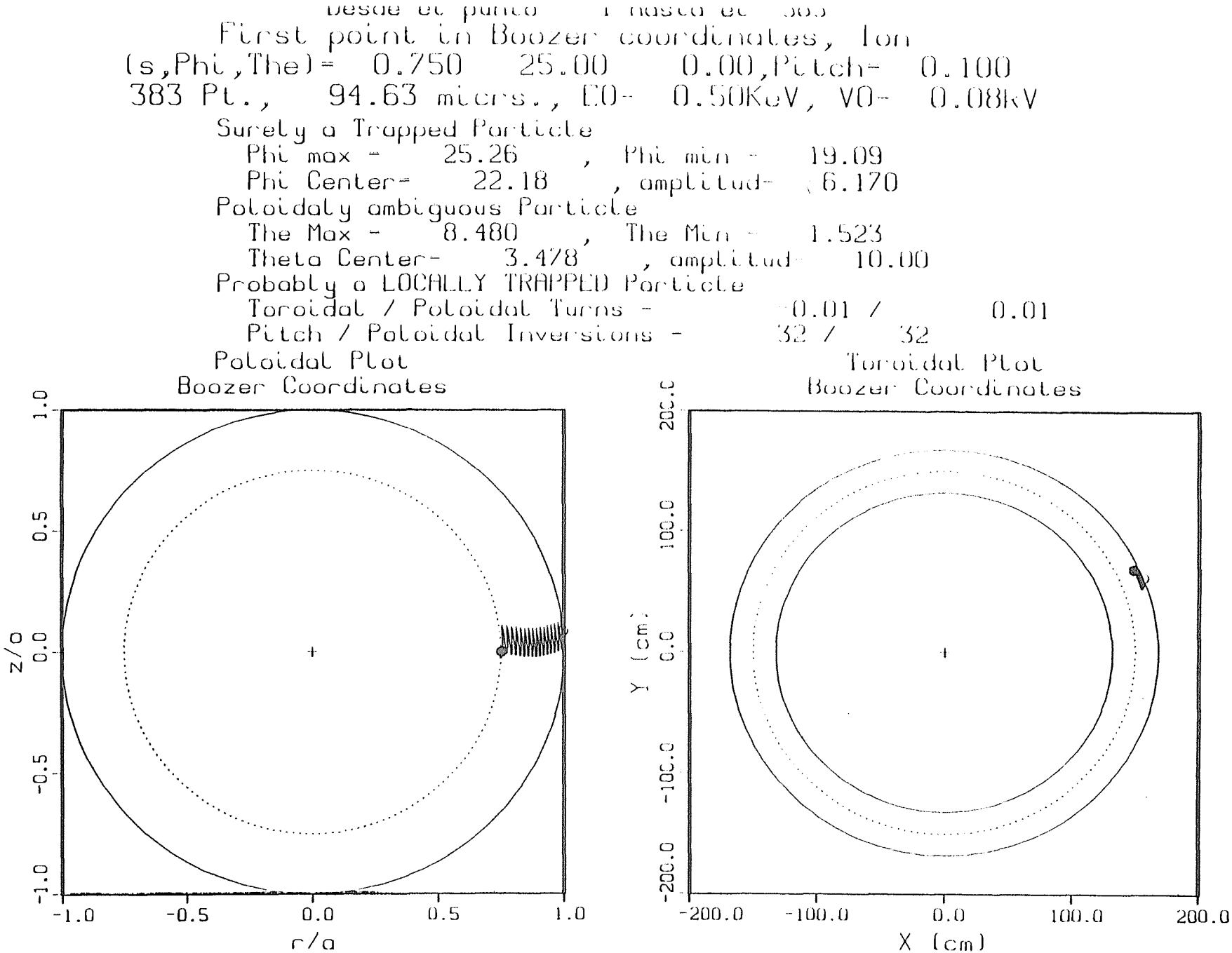

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
1356 Pt., 306.66 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.60kV
Phi-Th Plot
Boozer Coordinates
Thb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0

Fig.3.19

Fig.3.20


First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
383 Pt., 94.63 micrs., E0= 0.50KeV, V0= 0.08kV
Surely a Trapped Particle
Phi max = 25.26 , Phi min = 19.09
Phi Center= 22.18 , amplitud= 6.170
Poloidaly ambiguous Particle
The Max = 8.480 , The Min = 1.523
Theta Center= 3.478 , amplitud= 10.00
Probably a LOCALLY TRAPPED Particle
Toroidal / Poloidal Turns - 0.01 / 0.01
Pitch / Poloidal Inversions - 32 / 32
Poloidal Plot
Boozer Coordinates
Toroidal Plot
Boozer Coordinates
z/a
r/a
Y (cm)
X (cm)
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
200.0
100.0
-100.0
-200.0

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
1261 Pt., 306.61 micrs., E0= 0.50KeV, V0= -0.13kV
Surely a Trapped Particle
Phi max = 47.20 , Phi min = 16.27
Phi Center= 31.73 , amplitud= 30.93
Probably a Poloidaly trapped Particle
The Max = 7.396 , The Min = 137.3
Theta Center= -64.95 , amplitud= 144.7

Toroidal / Poloidal Turns = -0.01 / -0.30
Pitch / Poloidal Inversions = 54 / 51

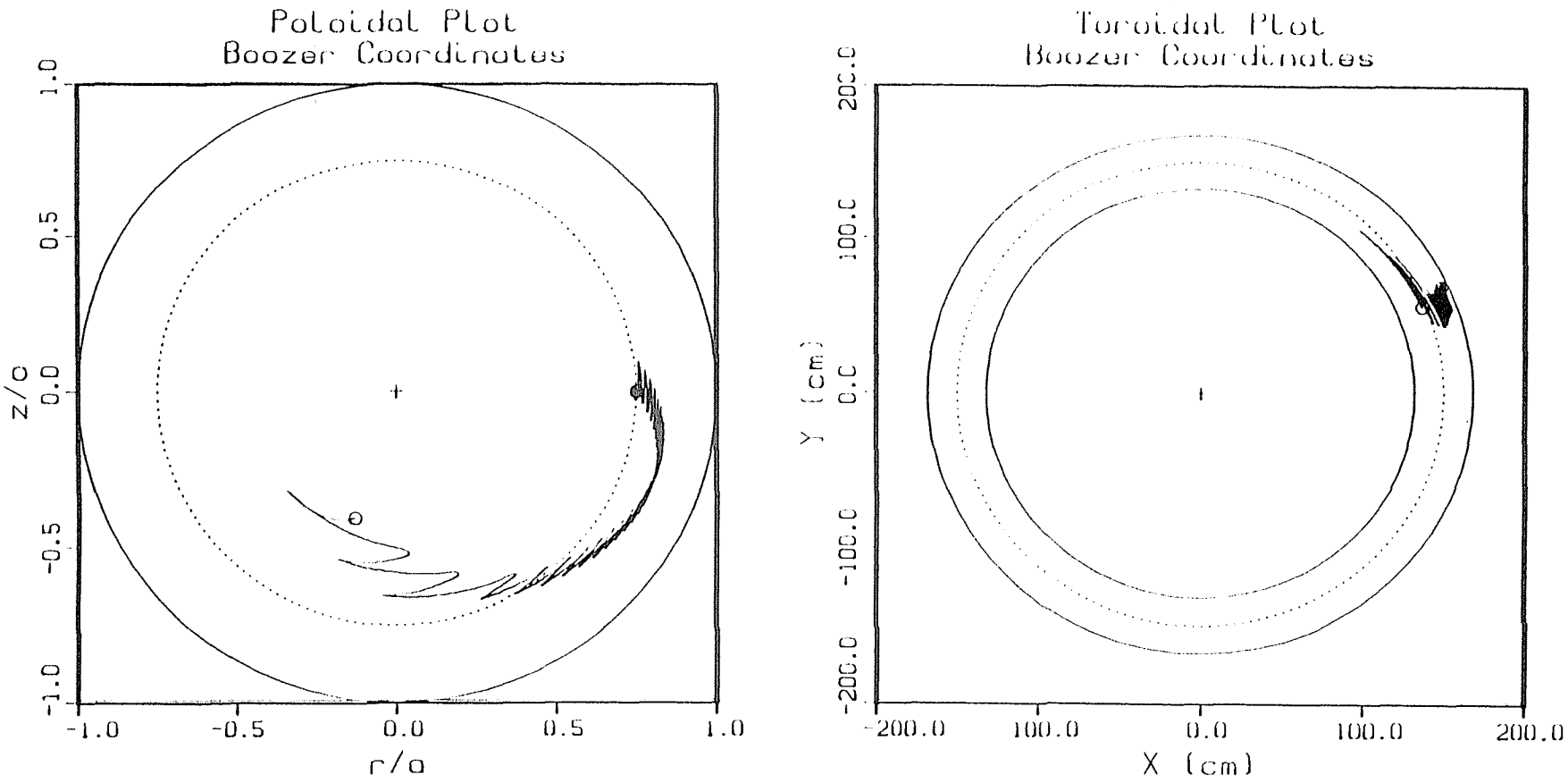


Fig.3.21

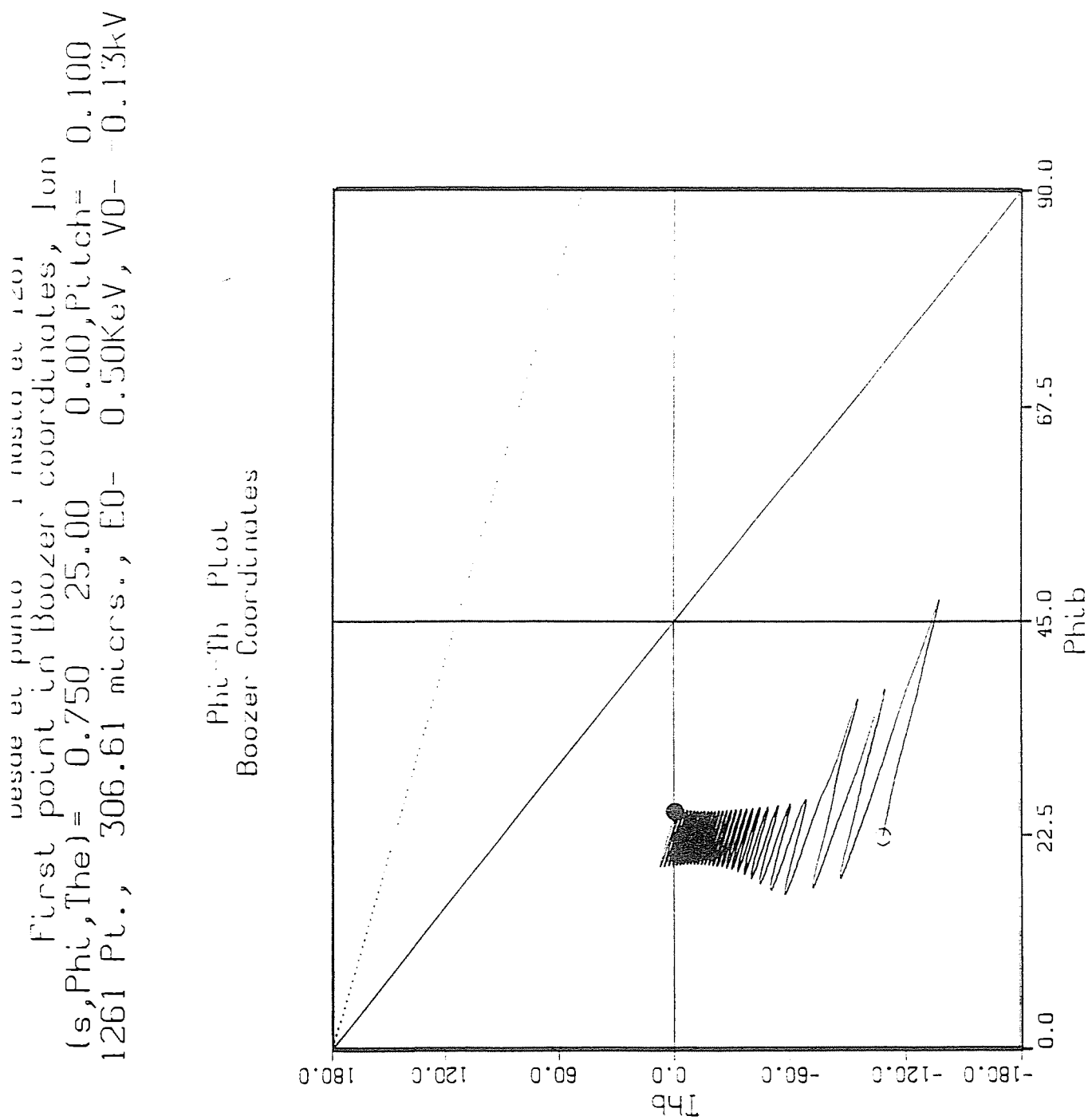

Desde el punto 1 hasta el 1261
First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.100
1261 Pt., 306.61 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.13kV
Phi-Th Plot
Boozer Coordinates
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
Thb
0.0
22.5
45.0
67.5
90.0
Phib

Fig.3.22

Desde el punto 1 hasta el 1236

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.390

1236 Pt., 306.59 micrs., E0= 0.50KeV, V0= 0.50kV

Surely a Trapped Particle

Phi max = 49.10 , Phi min = -164.7

Phi Center= -57.80 , amplitud= 213.8

Surely a Poloidaly circling Particle

Toroidal / Poloidal Turns - -0.53 / 3.11

Pitch / Poloidal Inversions - 50 / 3

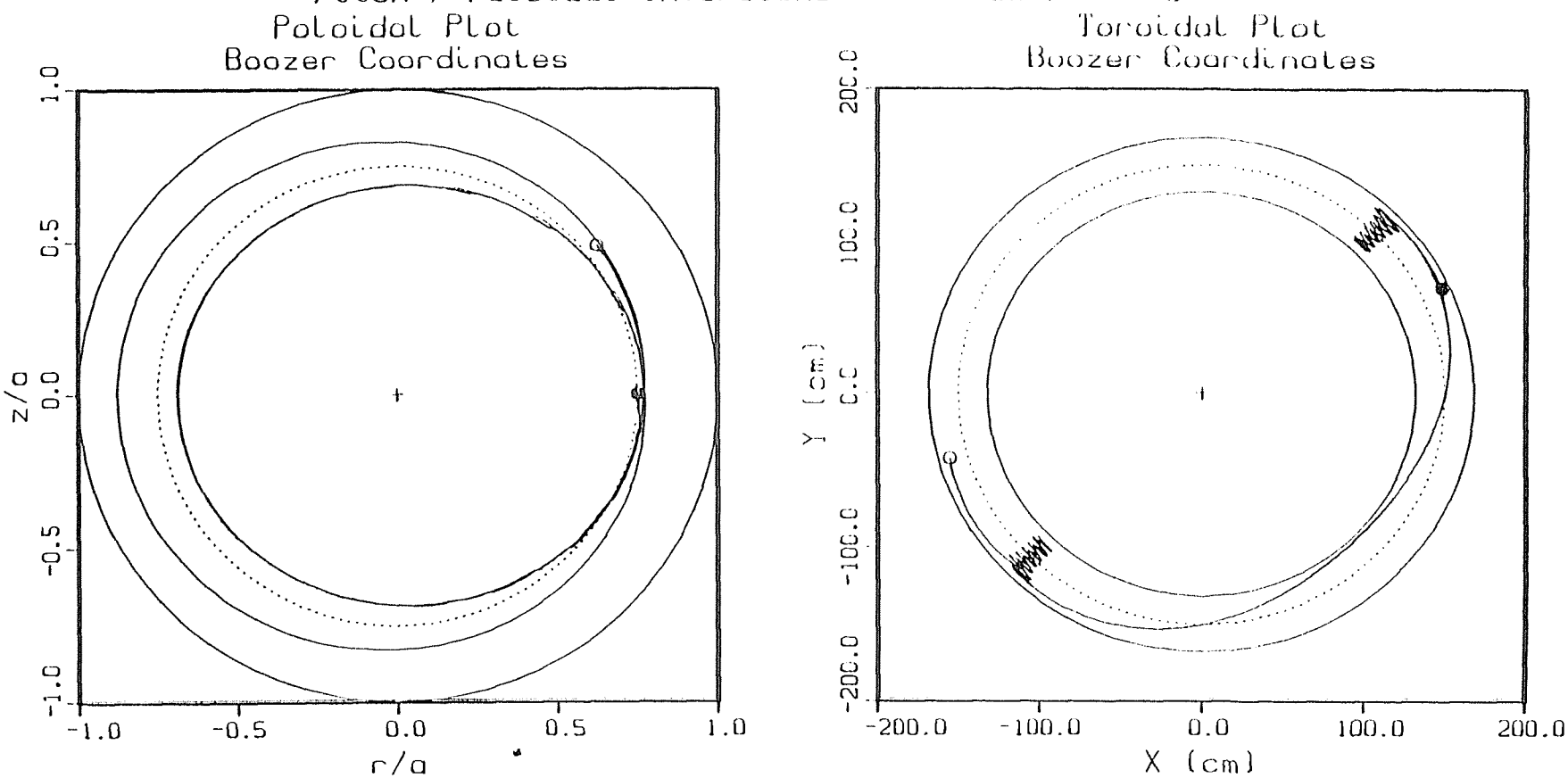


Fig.3.23

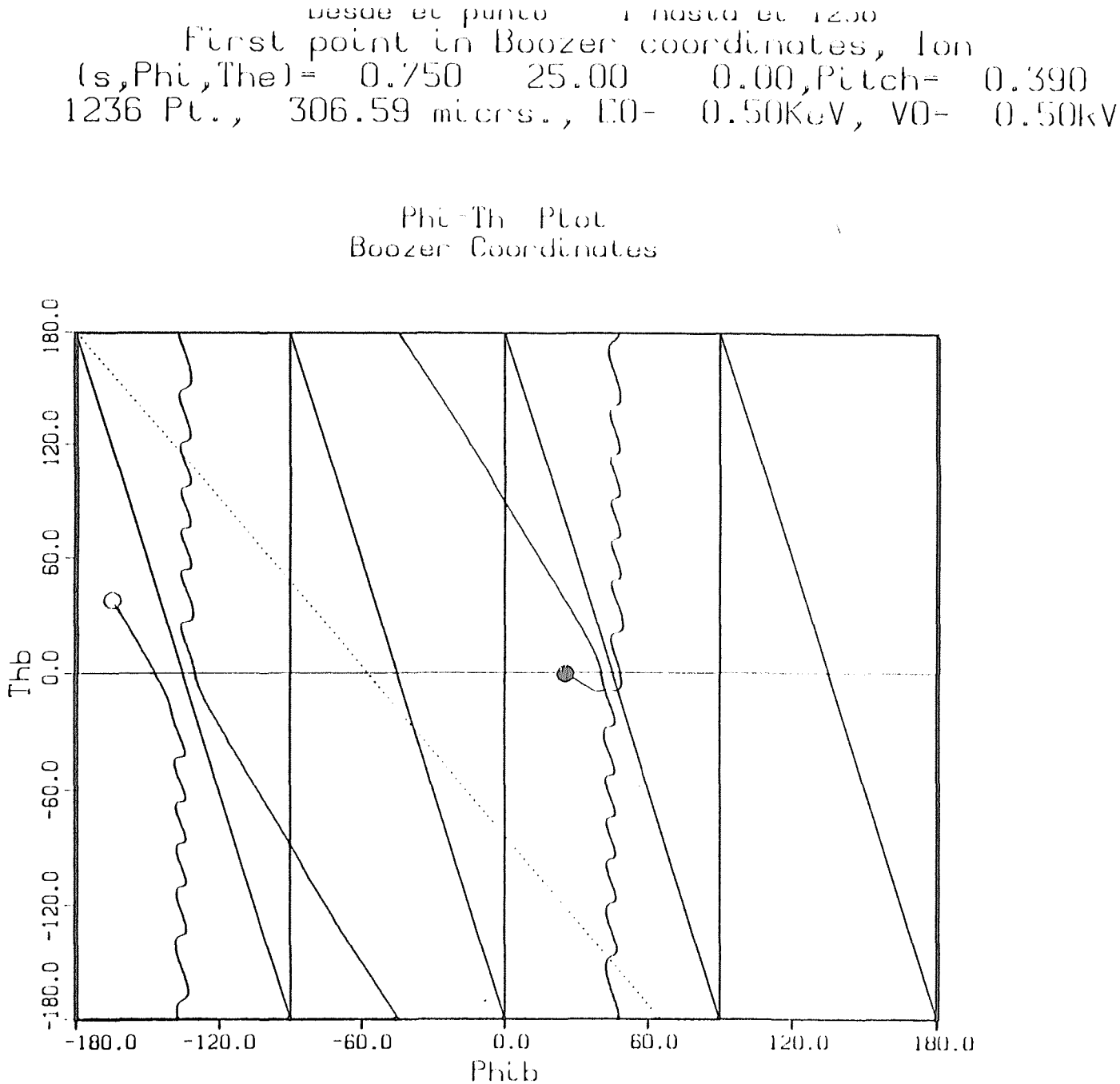

First point in Boozer coordinates, Ion
(s,Phi,The)= 0.750 25.00 0.00,Pitch= 0.390
1236 Pt., 306.59 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.50kV
Phi-Th Plot
Boozer Coordinates
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
Thb
-180.0
-120.0
-60.0
0.0
60.0
120.0
180.0
Phib

Fig.3.24

Desde el punto 1 hasta el 581

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 67.50 -30.00,Pitch= 0.100

581 Pt., 139.84 micrs., E0- 0.50KeV, V0- 0.20kV

Surely a Trapped Particle

Phi max - 70.69 , Phi min - 66.23

Phi Center= 68.46 , amplitud- 4.460

Poloidaly ambiguous Particle

The Max - 158.2 , The Min - -30.30

Theta Center= 63.95 , amplitud- 188.5

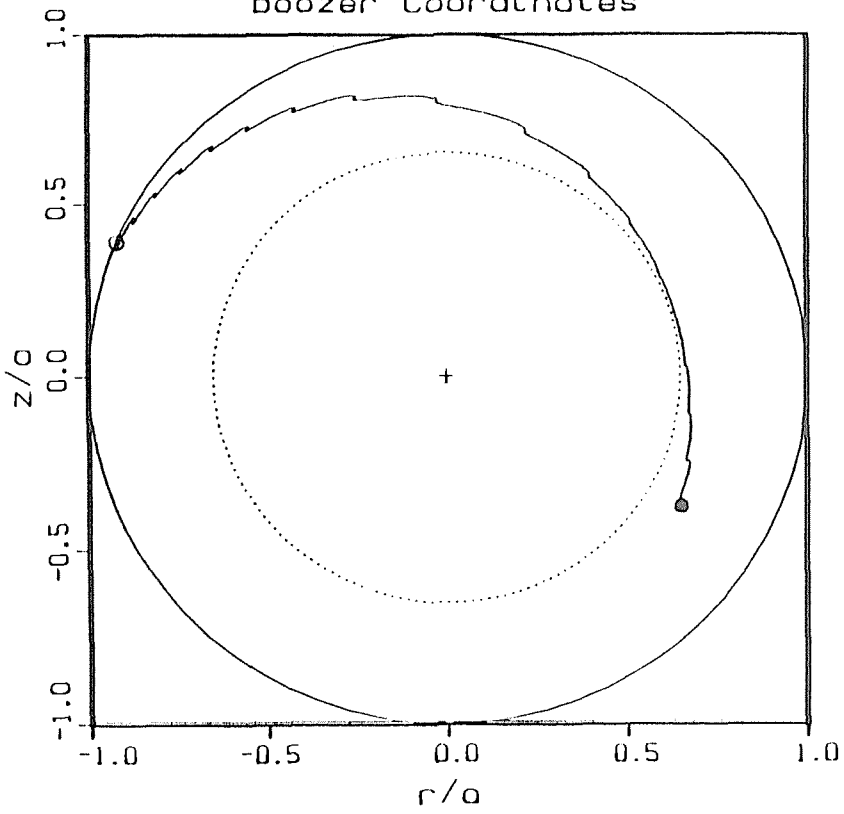
Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns - 0.00 / 0.52

Pitch / Poloidal Inversions - 32 / 7

Poloidal Plot

Boozer Coordinates



Toroidal Plot

Boozer Coordinates

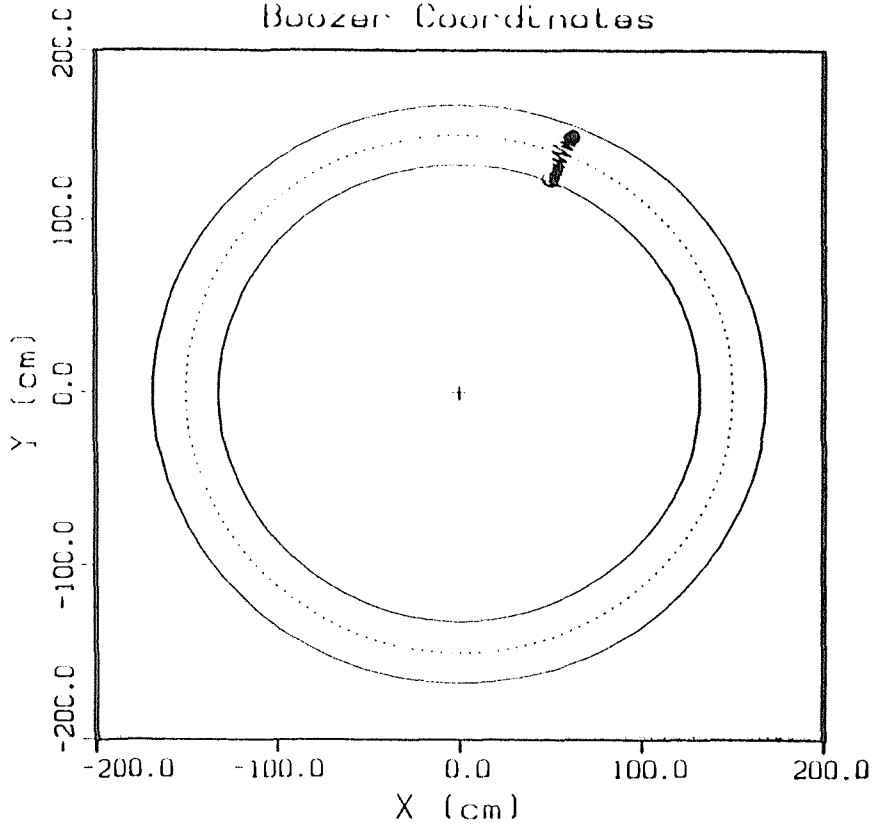


Fig.3.25

Desde el punto 1 hasta el 7667

First point in Boozer coordinates, Ion

(s,Phi,The)= 0.750 45.00 180.00,Pitch= 0.100

7667 Pt., 1838.94 micrs., E0= 0.50KeV, V0= 0.30kV

Surely a Trapped Particle

Phi max = 48.41 , Phi min = 41.58

Phi Center= 44.99 , amplitud= 6.830

Surely a Poloidaly circling Particle

Probably a LOCALLY TRAPPED Particle

Toroidal / Poloidal Turns = 0.01 / 8.95

Pitch / Poloidal Inversions = 476 / 274

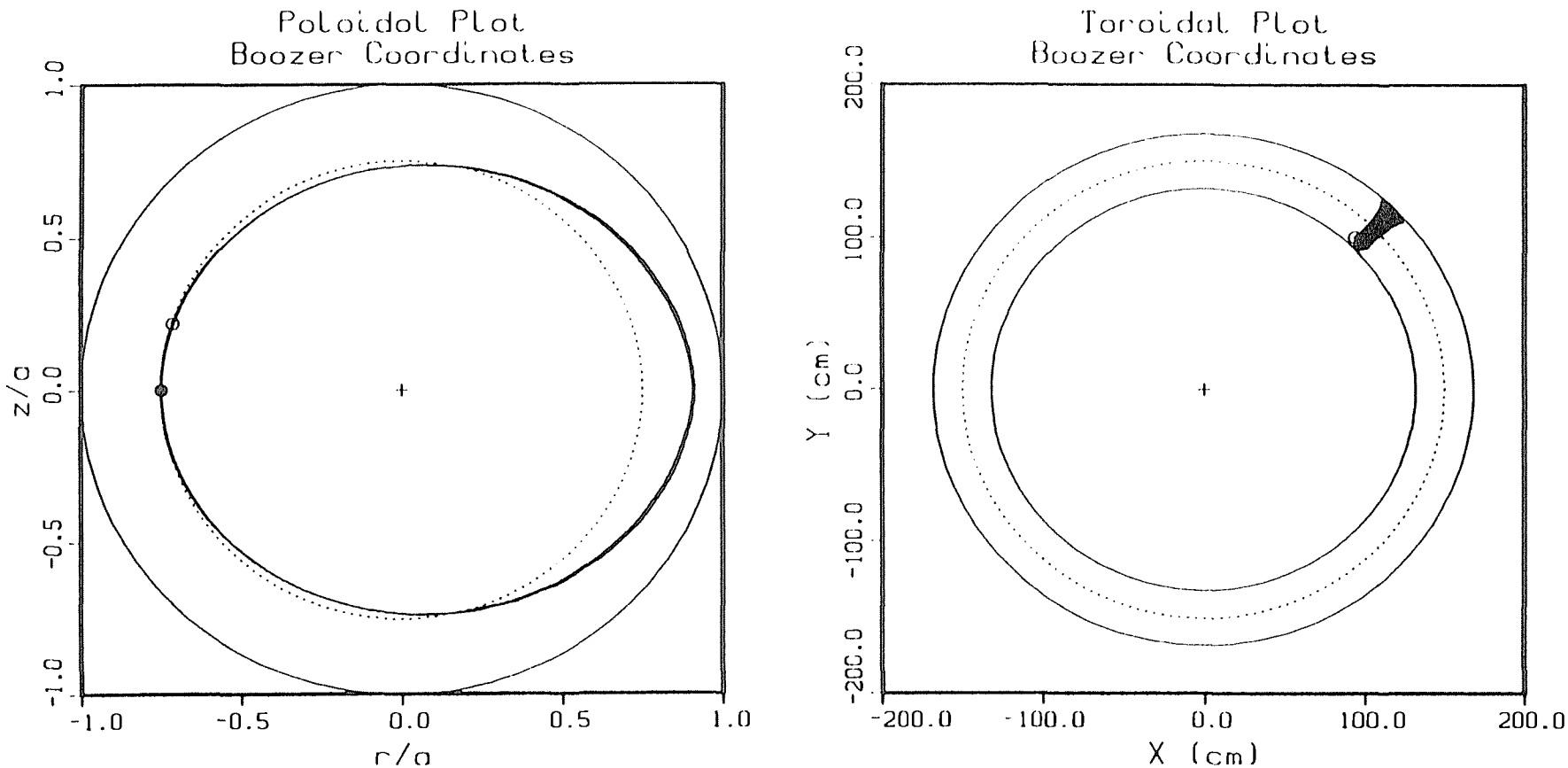


Fig.3.26

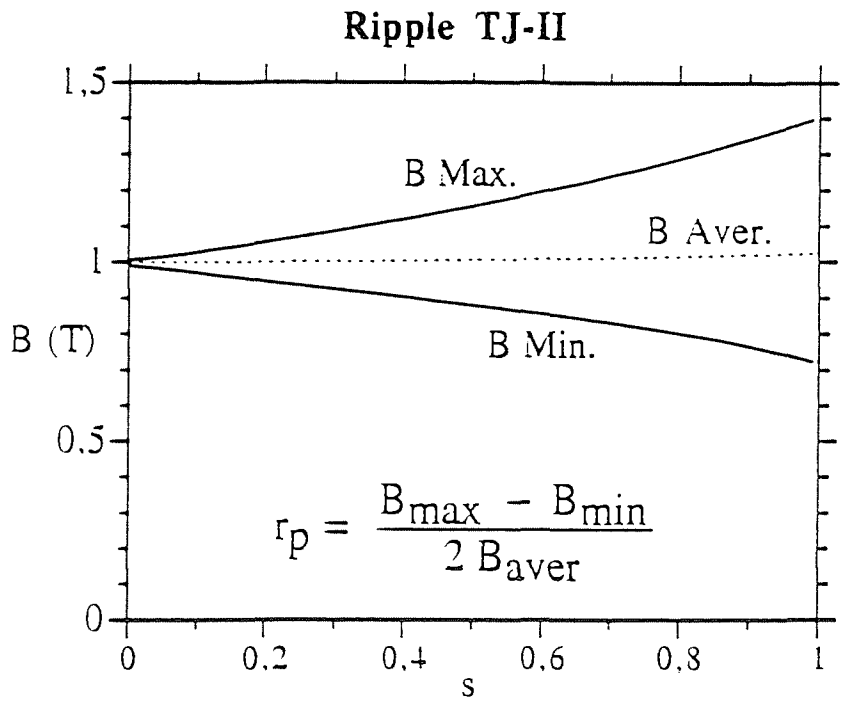
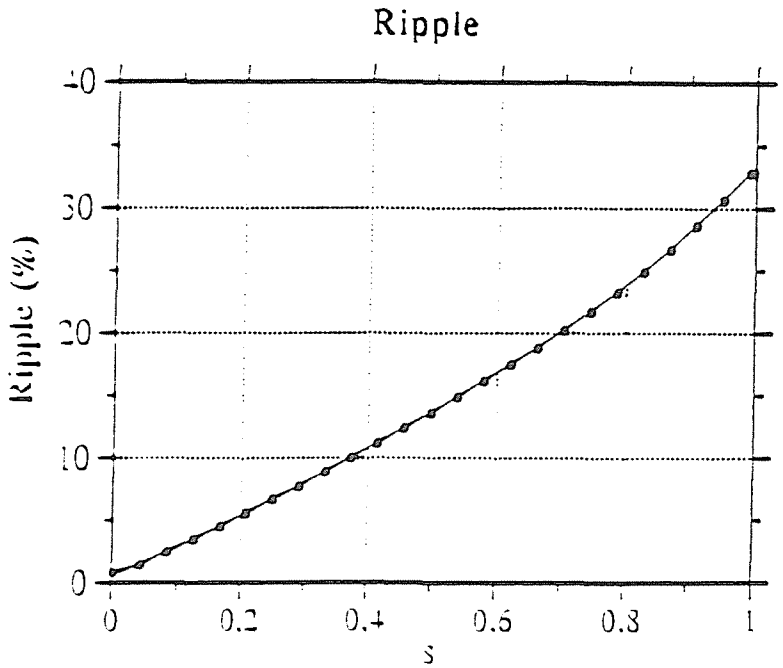

Ripple TJ-II
1,5
1
0,5
0
B (T)
B Max.
B Aver.
B Min.
$r_p = \frac{B_{max} - B_{min}}{2\,B_{aver}}$
0
0,2
0,4
0,6
0,8
1
s

Fig.4.1


Ripple
Ripple (%)
40
30
20
10
0
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
s

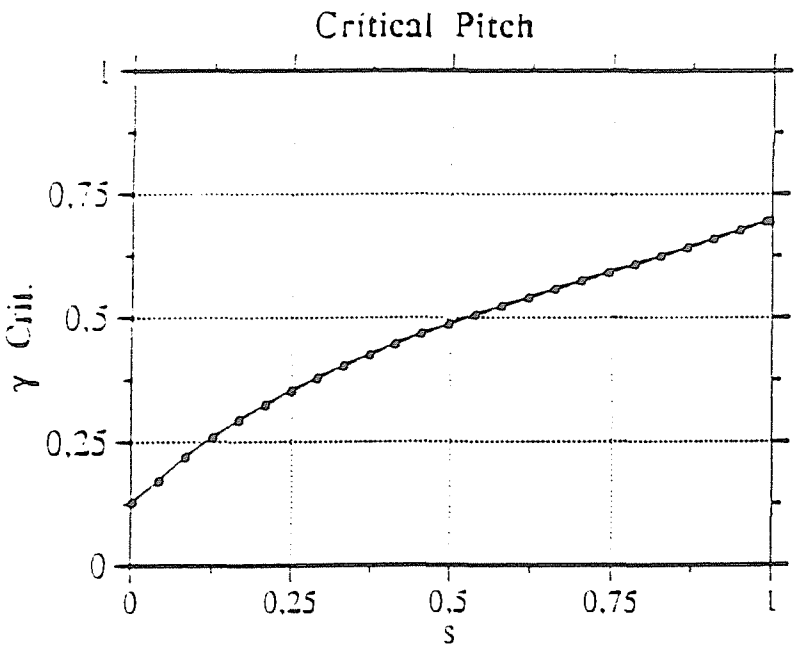

Critical Pitch
γ Crit.
1
0.75
0.5
0.25
0
0
0.25
0.5
0.75
1
s

Fig.4.2

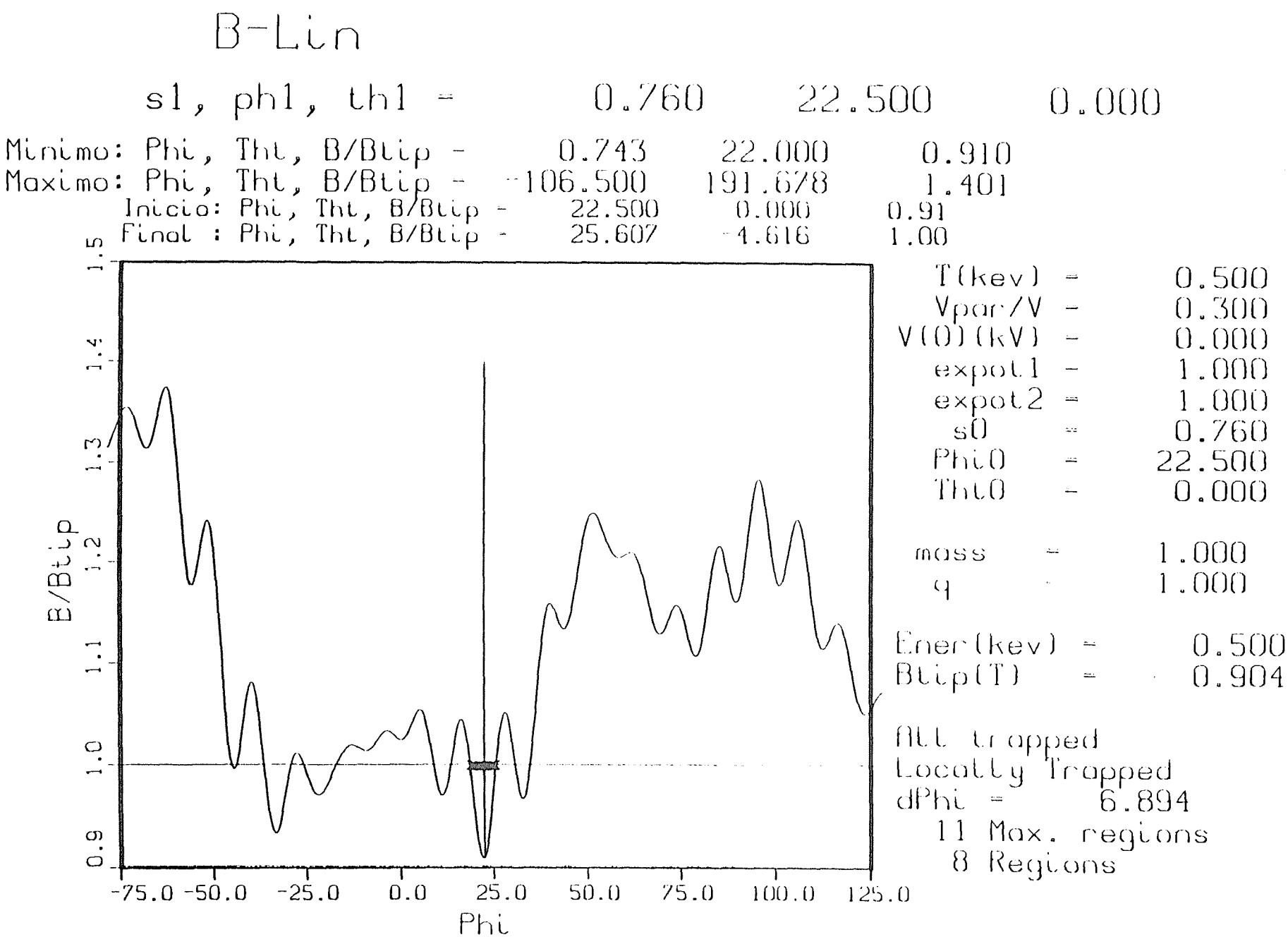
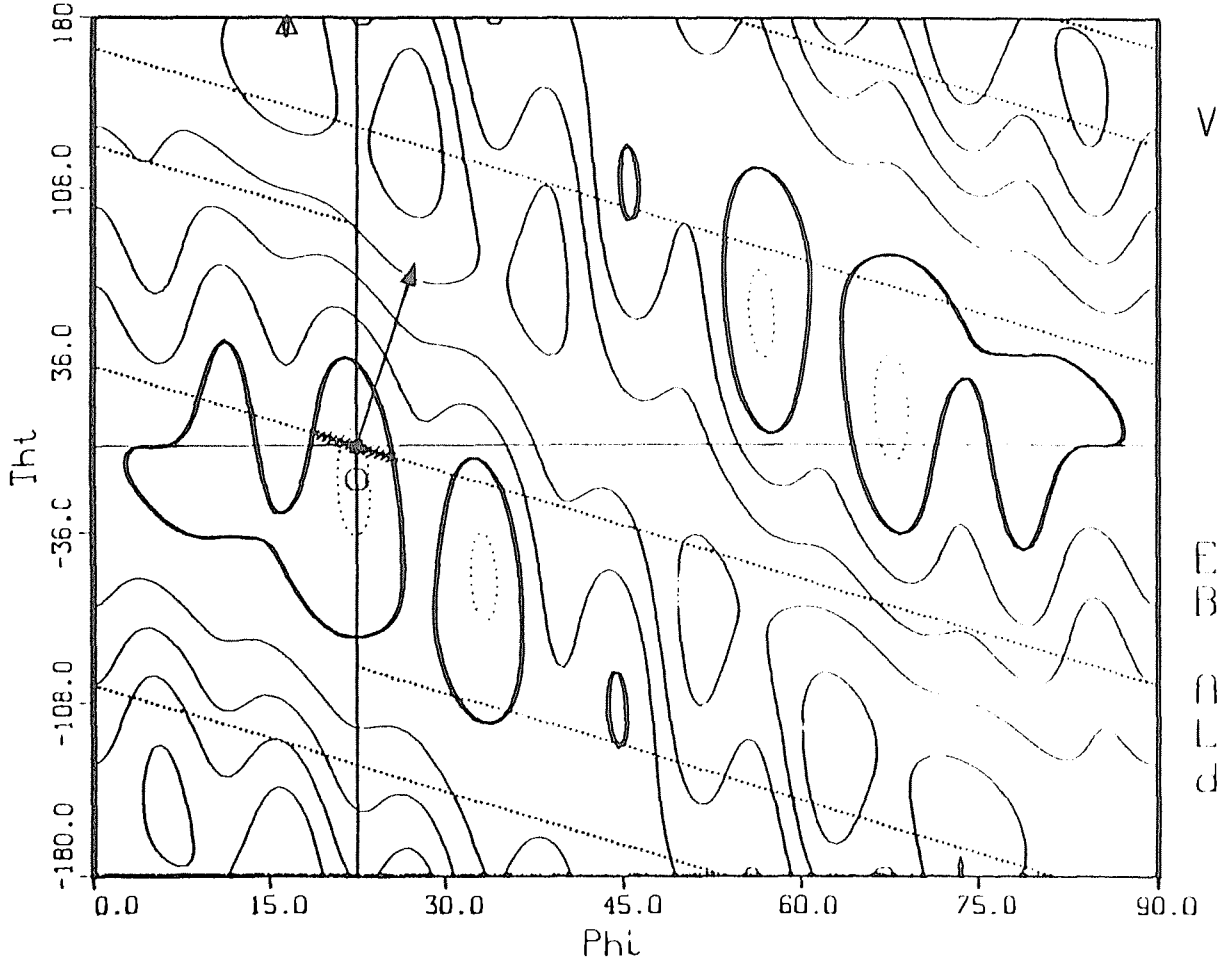

B-Lin
s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000
Minimo: Phi, Tht, B/Btip - 0.743 22.000 0.910
Maximo: Phi, Tht, B/Btip - -106.500 191.678 1.401
Inicio: Phi, Tht, B/Btip - 22.500 0.000 0.91
Final : Phi, Tht, B/Btip - 25.607 -4.616 1.00
T(kev) = 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) - 0.000
expot1 - 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 - 0.000
mass = 1.000
q 1.000
Ener(kev) = 0.500
Btip(T) = 0.904
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions
B/Btip
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
-75.0 -50.0 -25.0 0.0 25.0 50.0 75.0 100.0 125.0
Phi

Fig.4.3

Trapping, Angular Map

s1, ph1, th1 - 0.760 22.500 0.000

Minimo: Phi, Tht, B/Btip - 19.000 14.063 0.902
Maximo: Phi, Tht B/Btip - 19.000 177.188 1.404
Inicio: Phi, Tht, B/Btip - 22.500 0.000 0.91
Final : Phi, Tht, B/Btip - 25.607 -4.616 1.00



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.500
Btip(T) = 0.904

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.4

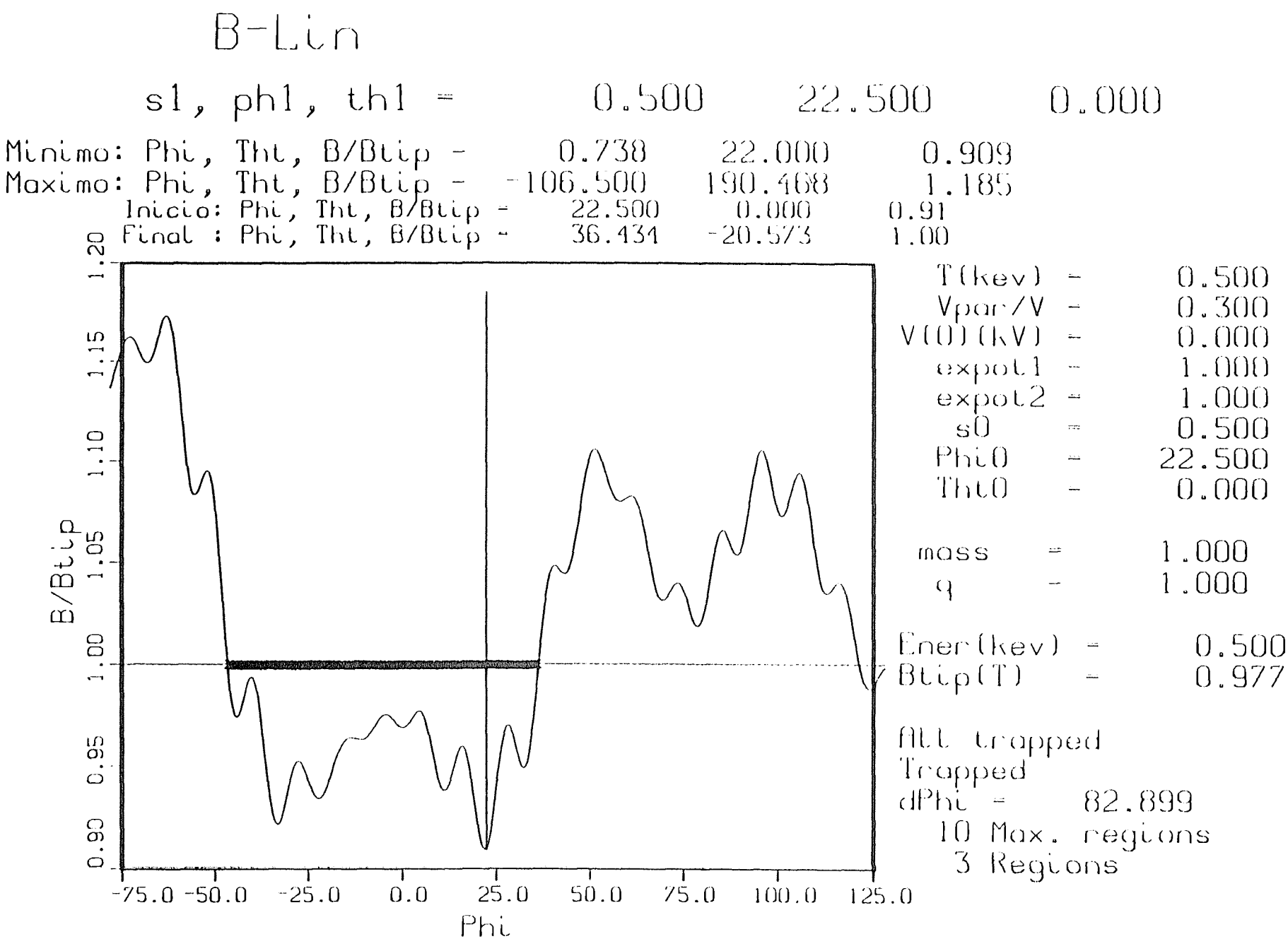
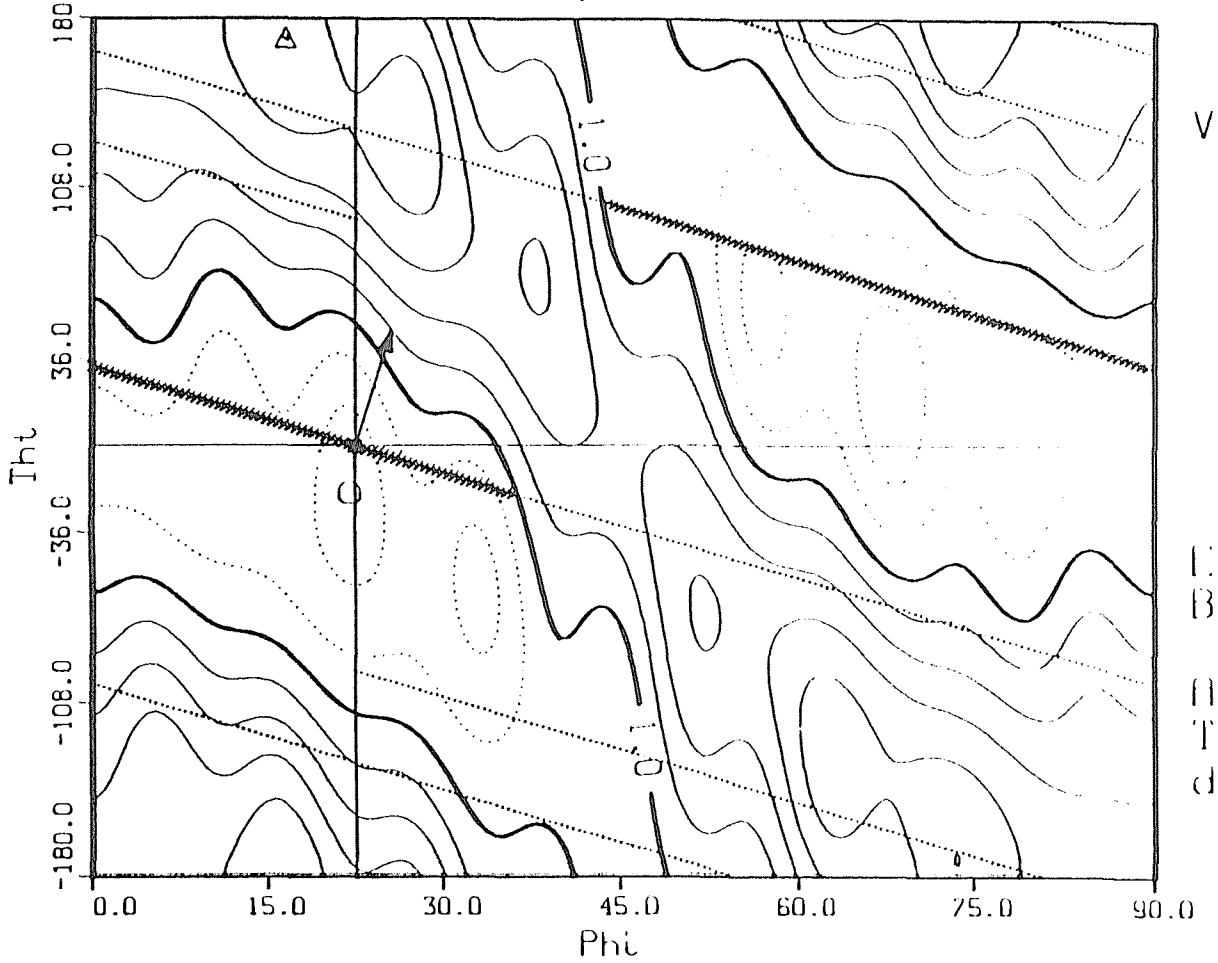

B-Lin
s1, ph1, th1 = 0.500 22.500 0.000
Minimo: Phi, Tht, B/Btip - 0.738 22.000 0.909
Maximo: Phi, Tht, B/Btip - -106.500 190.468 1.185
Inicio: Phi, Tht, B/Btip - 22.500 0.000 0.91
Final : Phi, Tht, B/Btip - 36.431 -20.573 1.00
B/Btip
1.20
1.15
1.10
1.05
1.00
0.95
0.90
-75.0 -50.0 -25.0 0.0 25.0 50.0 75.0 100.0 125.0
Phi
T(kev) - 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) - 0.000
expot1 - 1.000
expot2 - 1.000
s0 - 0.500
Phi0 - 22.500
Tht0 - 0.000
mass - 1.000
q - 1.000
Ener(kev) - 0.500
Btip(T) - 0.977
All trapped
Trapped
dPhi - 82.899
10 Max. regions
3 Regions

Fig.4.5

Trapping, Angular Map

s1, ph1, th1 = 0.500 22.500 0.000

Minimo: Phi, Tht, B/Btip - 12.500 19.688 0.902
Maximo: Phi, Tht B/Btip - 12.500 171.563 1.186
Inicio: Phi, Tht, B/Btip - 22.500 0.000 0.91
Final : Phi, Tht, B/Btip - 36.434 -20.573 1.00



T(kev) - 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) - 0.000
expot1 - 1.000
expot2 - 1.000
s0 - 0.500
Phi0 - 22.500
Tht0 - 0.000

mass - 1.000
q - 1.000

Ener(kev) - 0.500
Btip(T) - 0.977

All trapped
Trapped
dPhi - 82.899
10 Max. regions
3 Regions

Fig.4.6

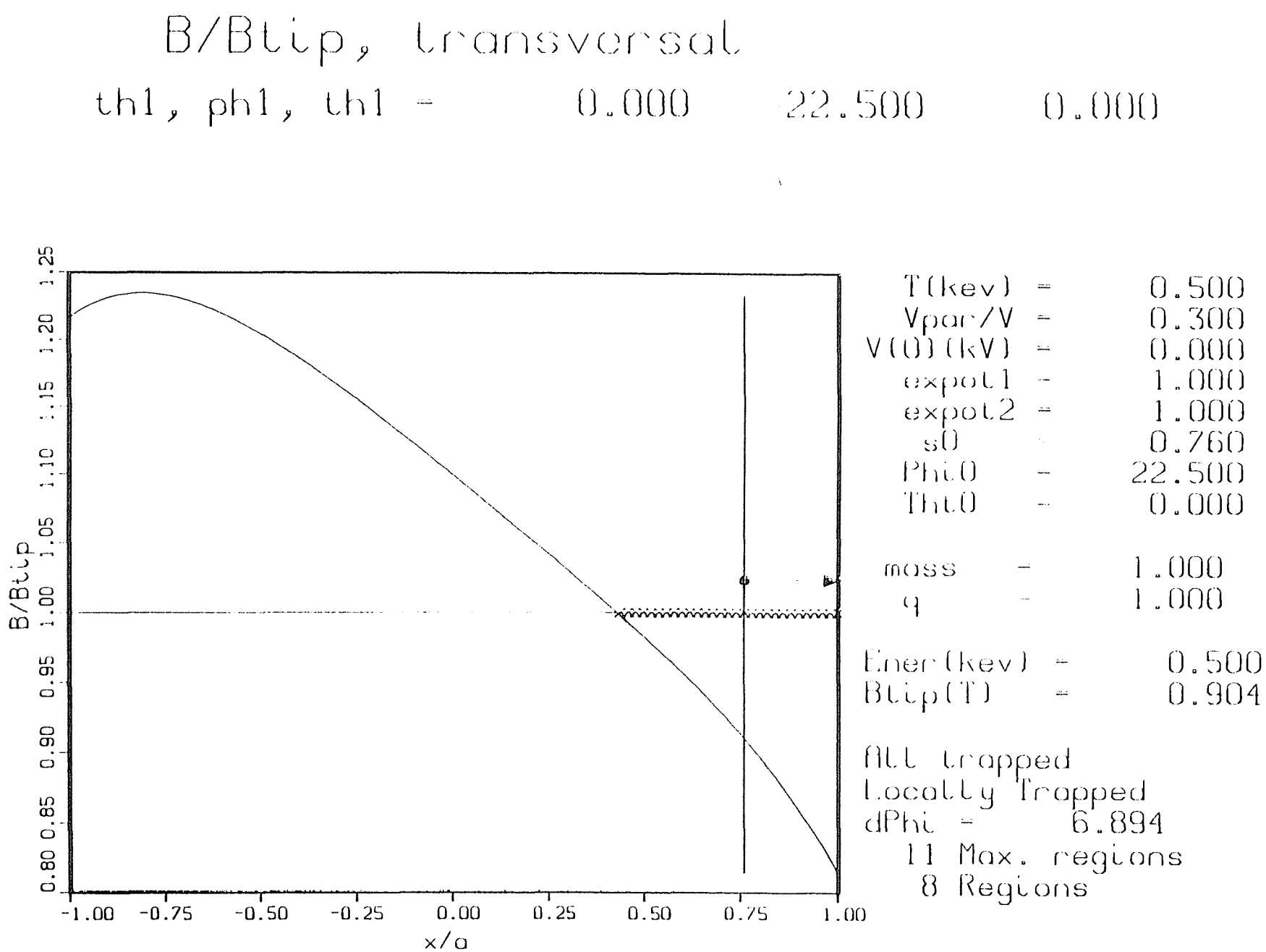
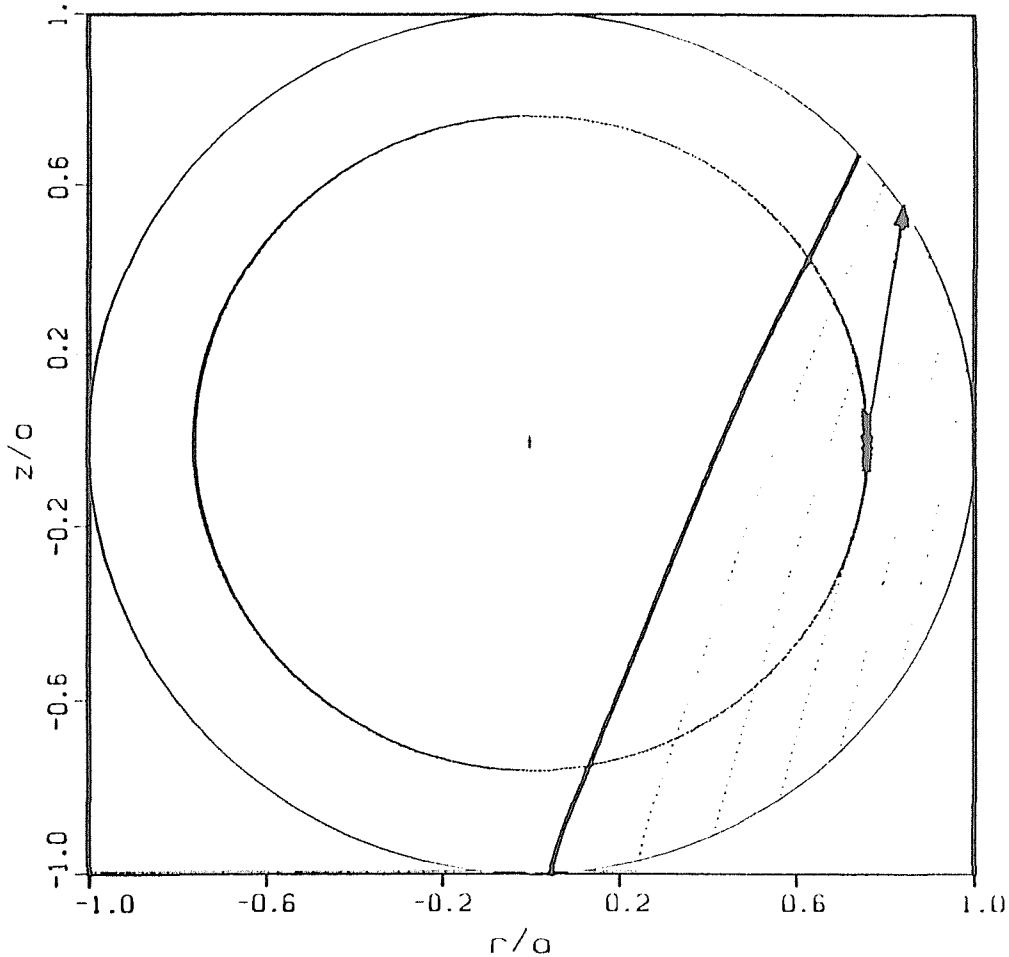

B/Btip, transversal
th1, ph1, th1 = 0.000 22.500 0.000
B/Btip
1.25
1.20
1.15
1.10
1.05
1.00
0.95
0.90
0.85
0.80
-1.00
-0.75
-0.50
-0.25
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
x/a
T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000
mass = 1.000
q = 1.000
Ener(kev) = 0.500
Btip(T) = 0.904
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.7

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Tht, s, B/Btip -	11.250	1.000	0.806
Maximo: Tht, s, B/Btip -	120.938	1.000	1.374
Inicio: Tht, s, B/Btip -	0.000	0.760	0.910
Final : Tht, s, B/Btip -	-4.616	0.760	1.000



T(kev)	-	0.500
Vpar/V	-	0.300
V(0)(kV)	-	0.000
expot1	-	1.000
expot2	-	1.000
s0	=	0.760
Phi0	=	22.500
Tht0	=	0.000
mass	=	1.000
q		1.000
Ener(kev)	-	0.500
Btip(T)	-	0.904

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.8.

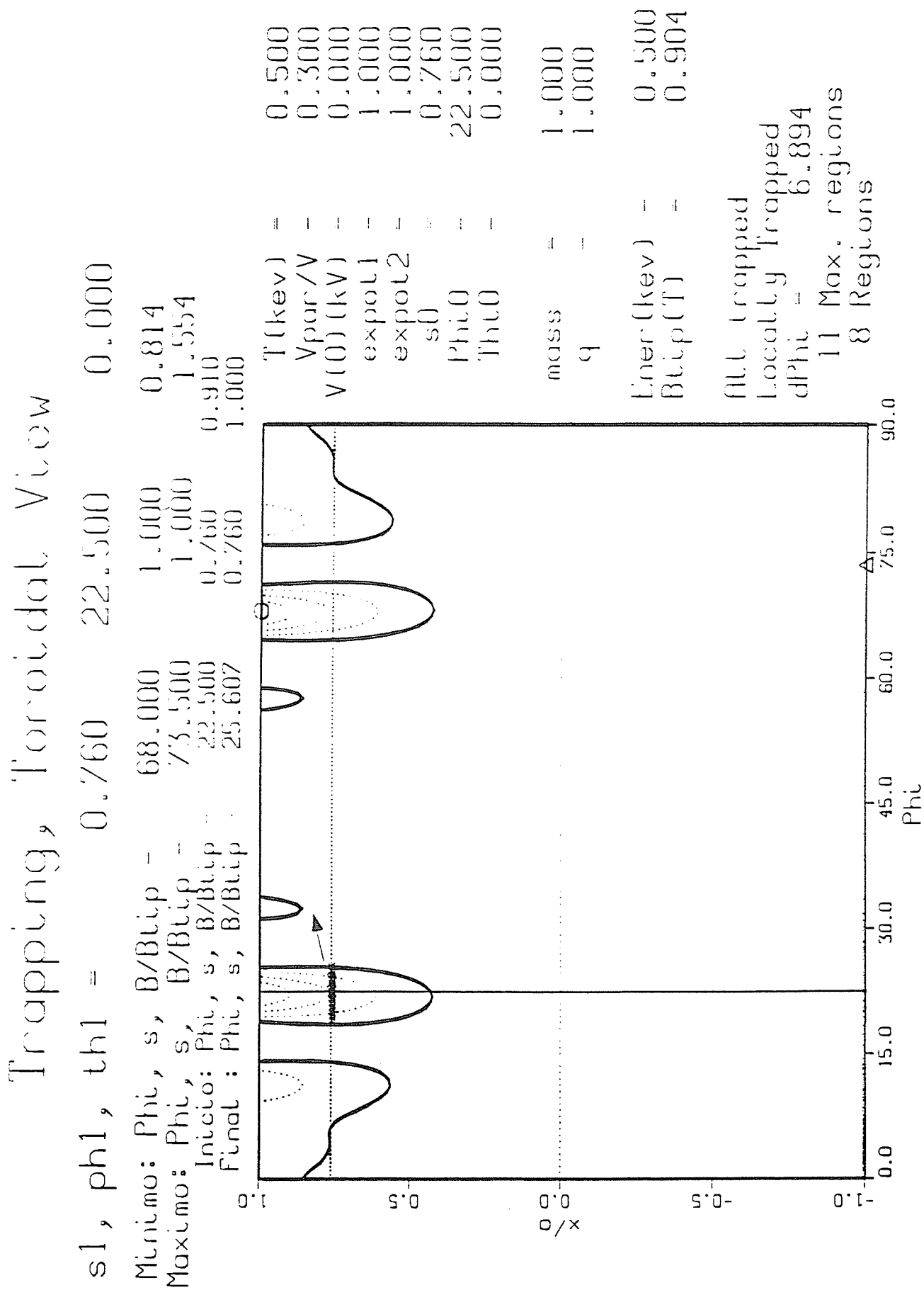

Trapping, Toroidal View
s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000
Minimo: Phi, s, B/Bmin - 68.000 1.000 0.814
Maximo: Phi, s, B/Bmin - 73.500 1.000 1.554
Inicio: Phi, s, B/Bmin - 22.500 0.760 0.910
Final : Phi, s, B/Bmin - 25.607 0.760 1.000
T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Th0 = 0.000
mass = 1.000
q = 1.000
Emer(kev) = 0.500
Bmp(T) = 0.904
All trapped
Locally trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions
x/0
Phi
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.4.9

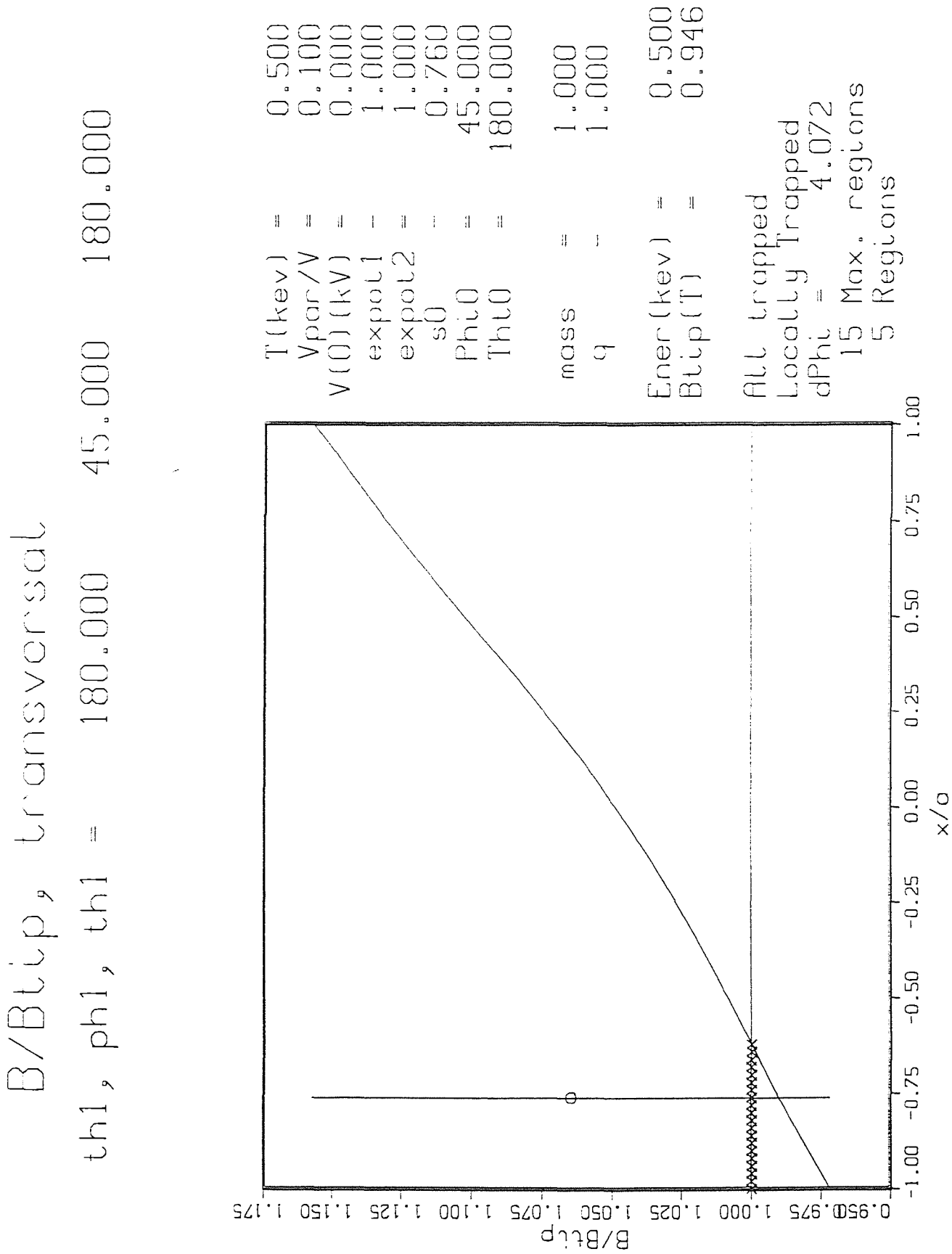
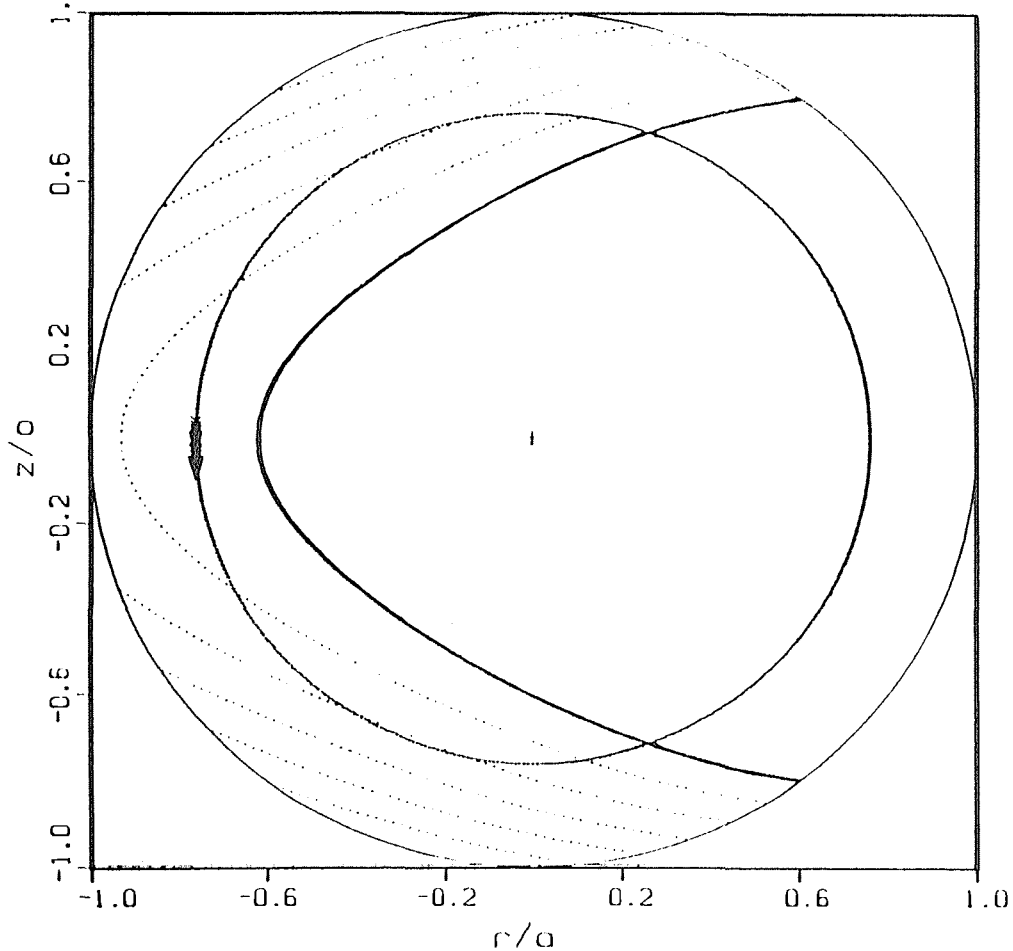

B/Btip, transversal
th1, ph1, th1 = 180.000 45.000 180.000
T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.100
V(0)(kV) = 0.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 45.000
Tht0 = 180.000
mass = 1.000
q = 1.000
Ener(kev) = 0.500
Btip(T) = 0.946
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 4.072
15 Max. regions
5 Regions
B/Btip
x/a

Fig.4.10

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 45.000 180.000

Minimo: Tht, s, B/Btip - 104.063 1.000 0.863
Maximo: Tht, s, B/Btip - 0.000 1.000 1.157
Inicio: Tht, s, B/Btip - 180.000 0.760 0.990
Final : Tht, s, B/Btip - 176.975 0.760 1.000



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.100
V(0)(kV) = 0.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 45.000
Tht0 = 180.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.500
Btip(T) = 0.946

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 4.072
15 Max. regions
5 Regions

Fig.4.11

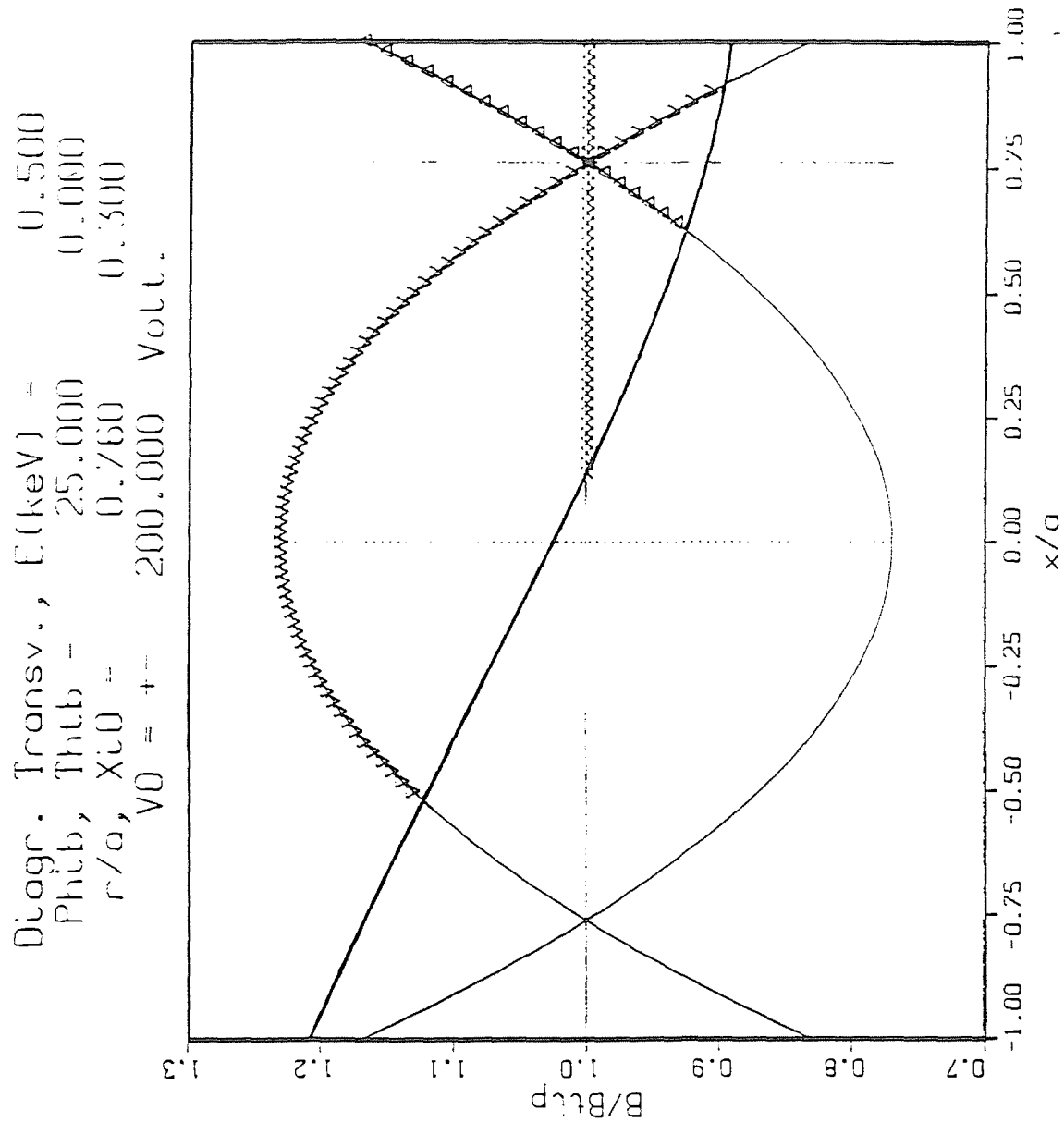
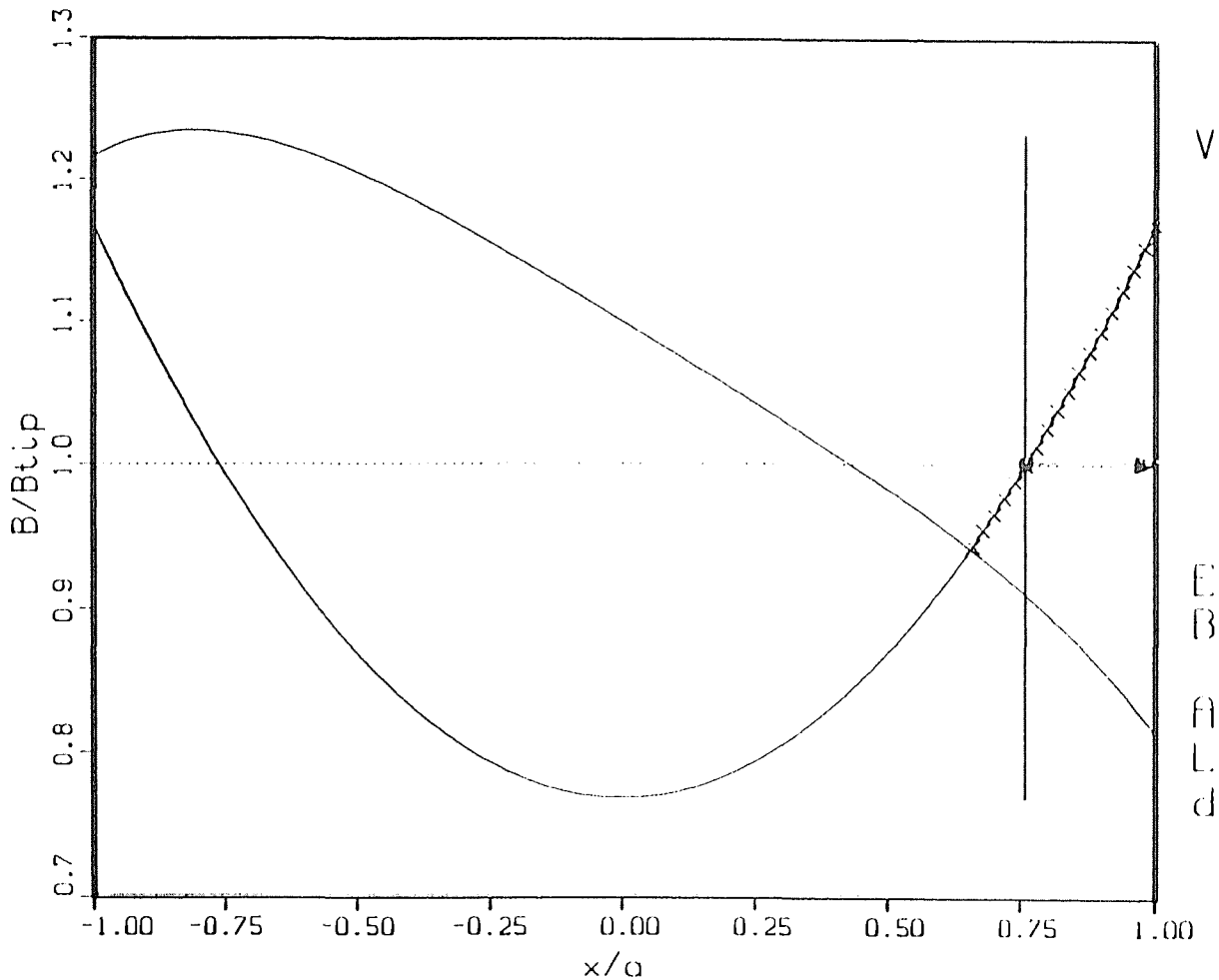

Diagr. Transv., E(keV) = 0.500
Phib, Thib = 25.000 0.000
r/a, Xi0 = 0.760 0.300
V0 = +- 200.000 Volt.
B/Bfup
1.3
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
-1.00
-0.75
-0.50
-0.25
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
x/a

Fig.4.12

B/Btip, transversal

th1, ph1, th1 = 0.000 22.500 0.000



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.200
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.584
Btip(T) = 0.904

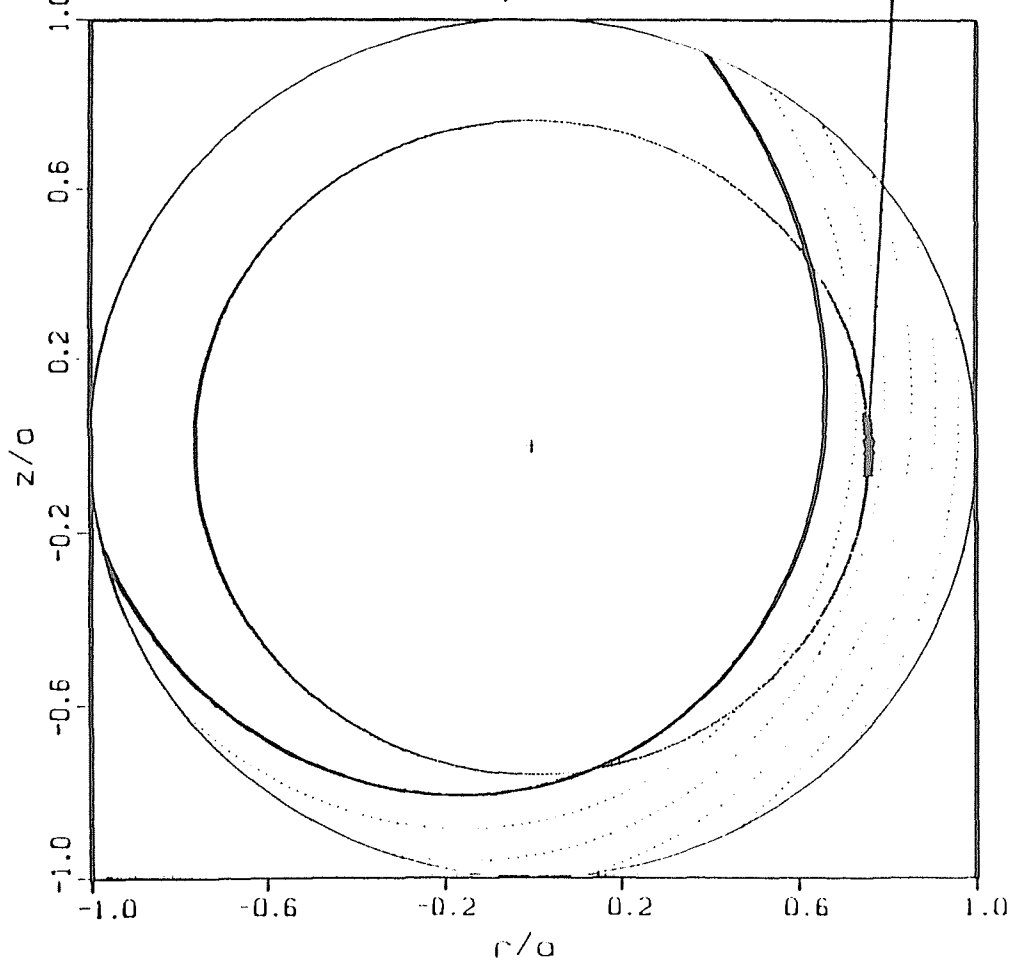
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.13

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Tht, s, B/Btip - 11.250 1.000 0.806
Maximo: Tht, s, B/Btip - 120.938 1.000 1.374
Inicio: Tht, s, B/Btip - 0.000 0.760 0.910
Final : Tht, s, B/Btip - 4.616 0.760 0.831



T(kev) - 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) - 0.200
expot1 - 1.000
expot2 - 1.000
s0 - 0.760
Phi0 - 22.500
Tht0 - 0.000

mass - 1.000
q - 1.000

Ener(kev) - 0.584
Btip(T) - 0.904

All trapped
Locally Trapped
dPhi - 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.14

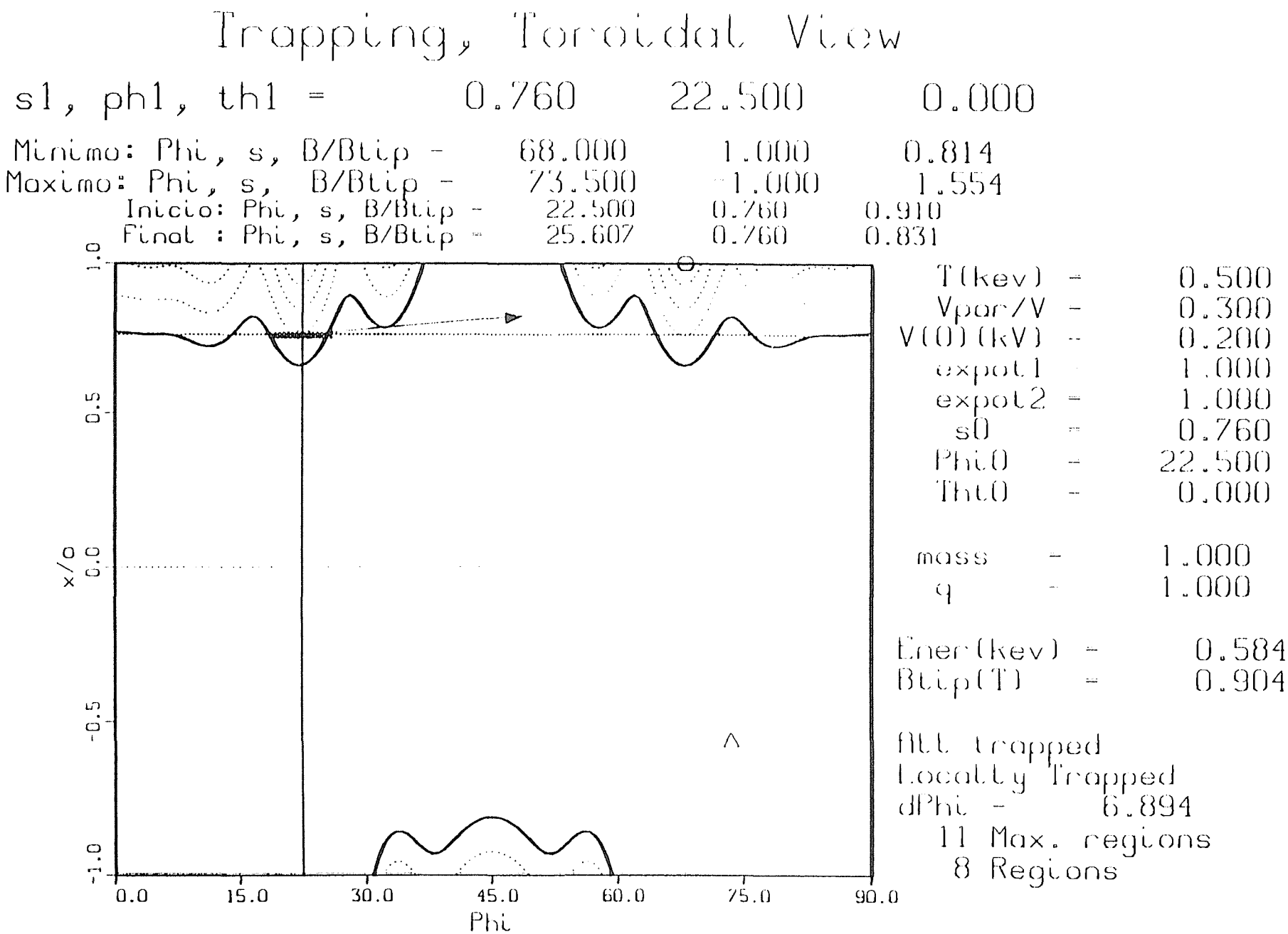
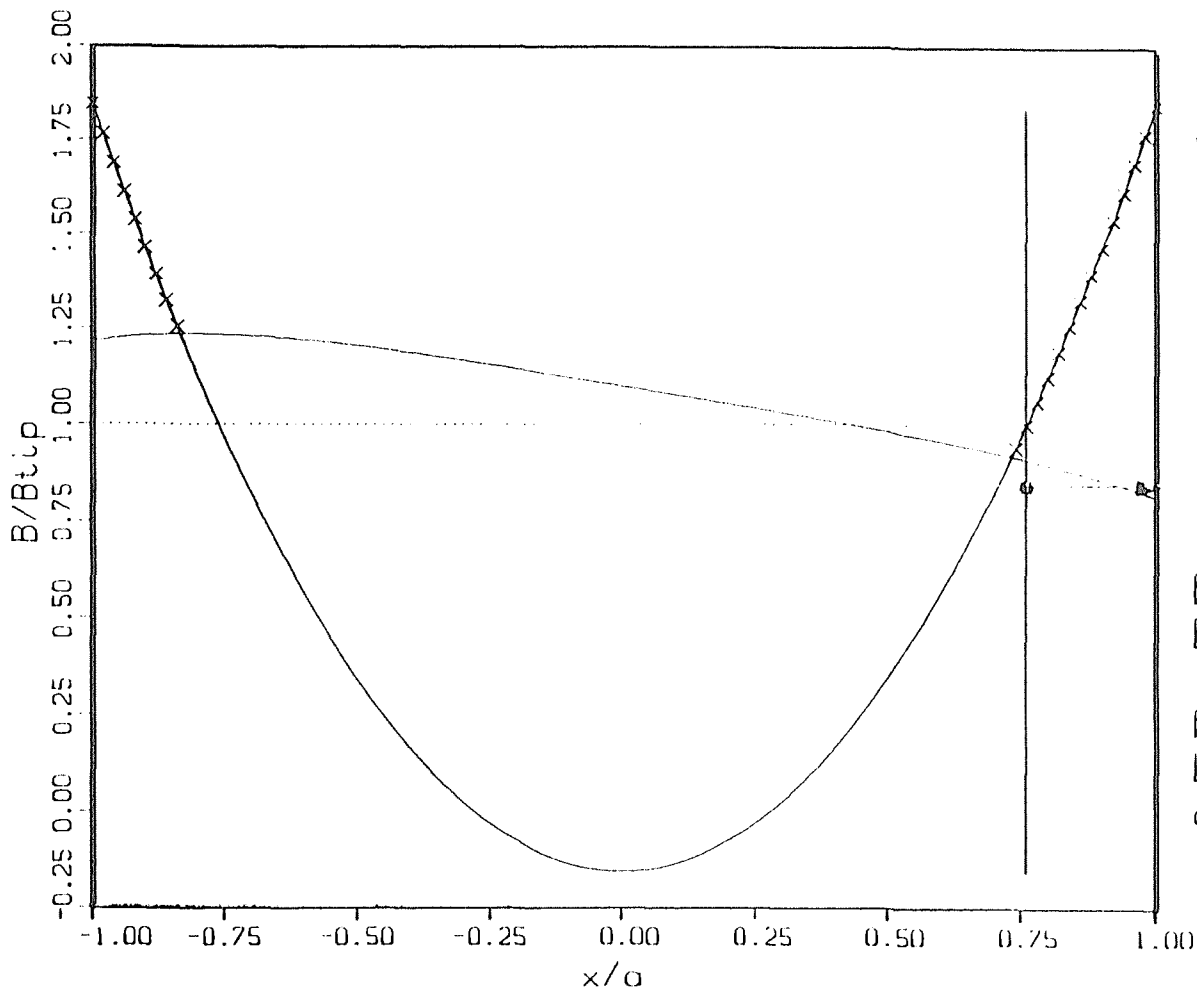

Trapping, Toroidal View
s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000
Minimo: Phi, s, B/Btip - 68.000 1.000 0.814
Maximo: Phi, s, B/Btip - 73.500 1.000 1.554
Inicio: Phi, s, B/Btip - 22.500 0.760 0.910
Final : Phi, s, B/Btip - 25.607 0.760 0.831
T(kev) - 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) - 0.200
expot1 1.000
expot2 - 1.000
s0 - 0.760
Phi0 - 22.500
Tht0 - 0.000
mass - 1.000
q - 1.000
Ener(kev) - 0.584
Btip(T) - 0.904
All trapped
Locally Trapped
dPhi - 6.894
11 Max. regions
8 Regions
x/a
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
Phi

Fig.4.15

B/Btip, transversal

th1, ph1, th1 = 0.000 22.500 0.000



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 1.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.922
Btip(T) = 0.904

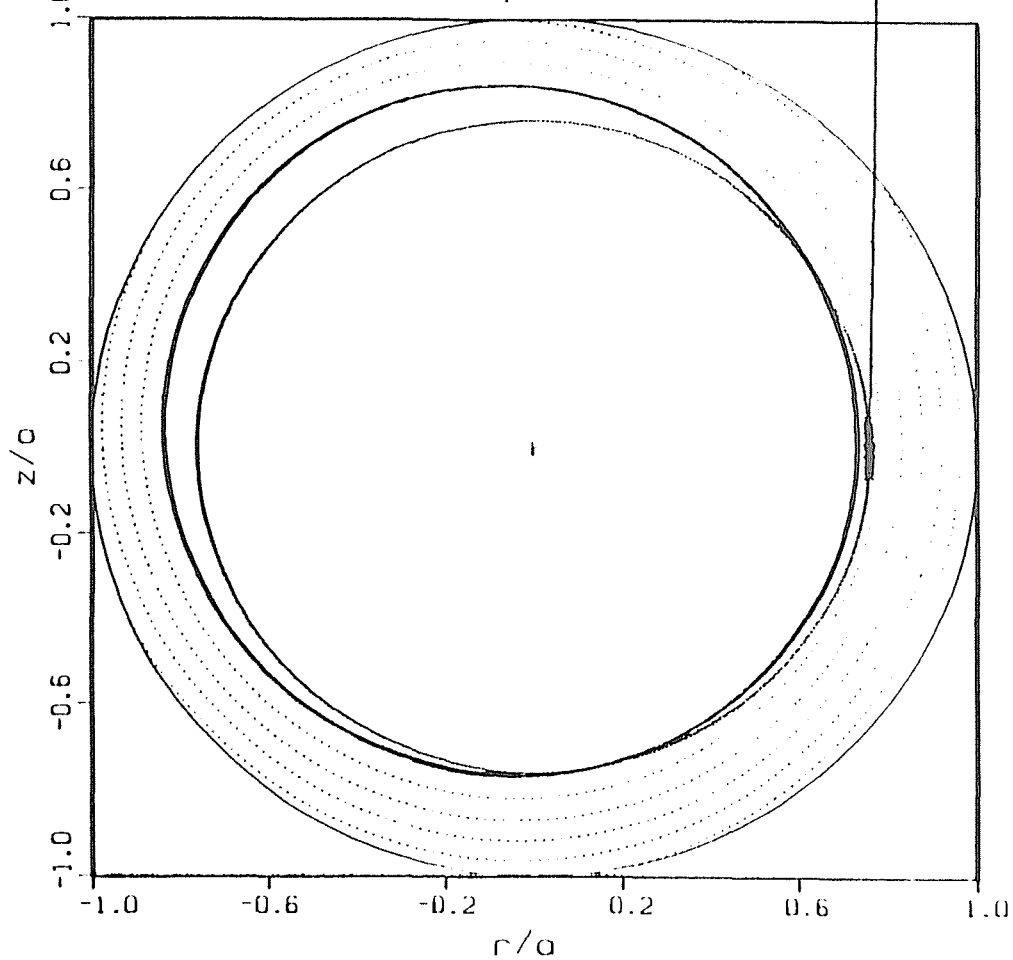
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.16

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Tht, s, B/Btip =	11.250	1.000	0.806
Maximo: Tht, s, B/Btip =	120.938	1.000	1.374
Inicio: Tht, s, B/Btip =	0.000	0.760	0.910
Final : Tht, s, B/Btip	4.616	0.760	0.155



T(kev)	=	0.500
Vpar/V	=	0.300
V(0)(kV)	=	1.000
expot1	=	1.000
expot2	=	1.000
s0	=	0.760
Phi0	=	22.500
Tht0	=	0.000
mass	=	1.000
q	=	1.000
Ener(kev)	=	0.922
Btip(T)	=	0.904

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.17

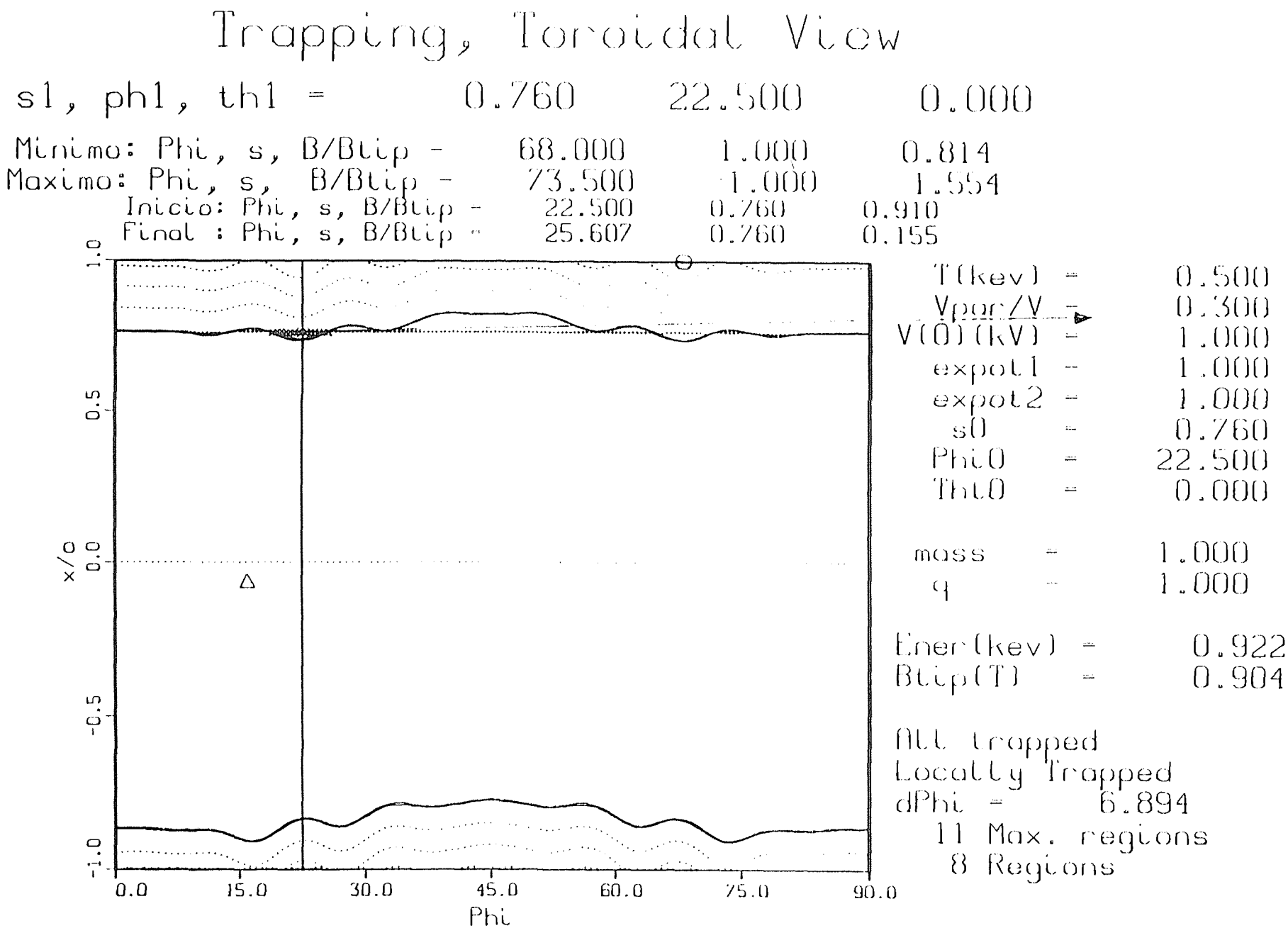

Trapping, Toroidal View
s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000
Minimo: Phi, s, B/Btip - 68.000 1.000 0.814
Maximo: Phi, s, B/Btip - 73.500 1.000 1.554
Inicio: Phi, s, B/Btip - 22.500 0.760 0.910
Final : Phi, s, B/Btip - 25.607 0.760 0.155
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
x/a
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
Phi
T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 1.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Th0 = 0.000
mass = 1.000
q = 1.000
Ener(kev) = 0.922
Btip(T) = 0.904
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.18.

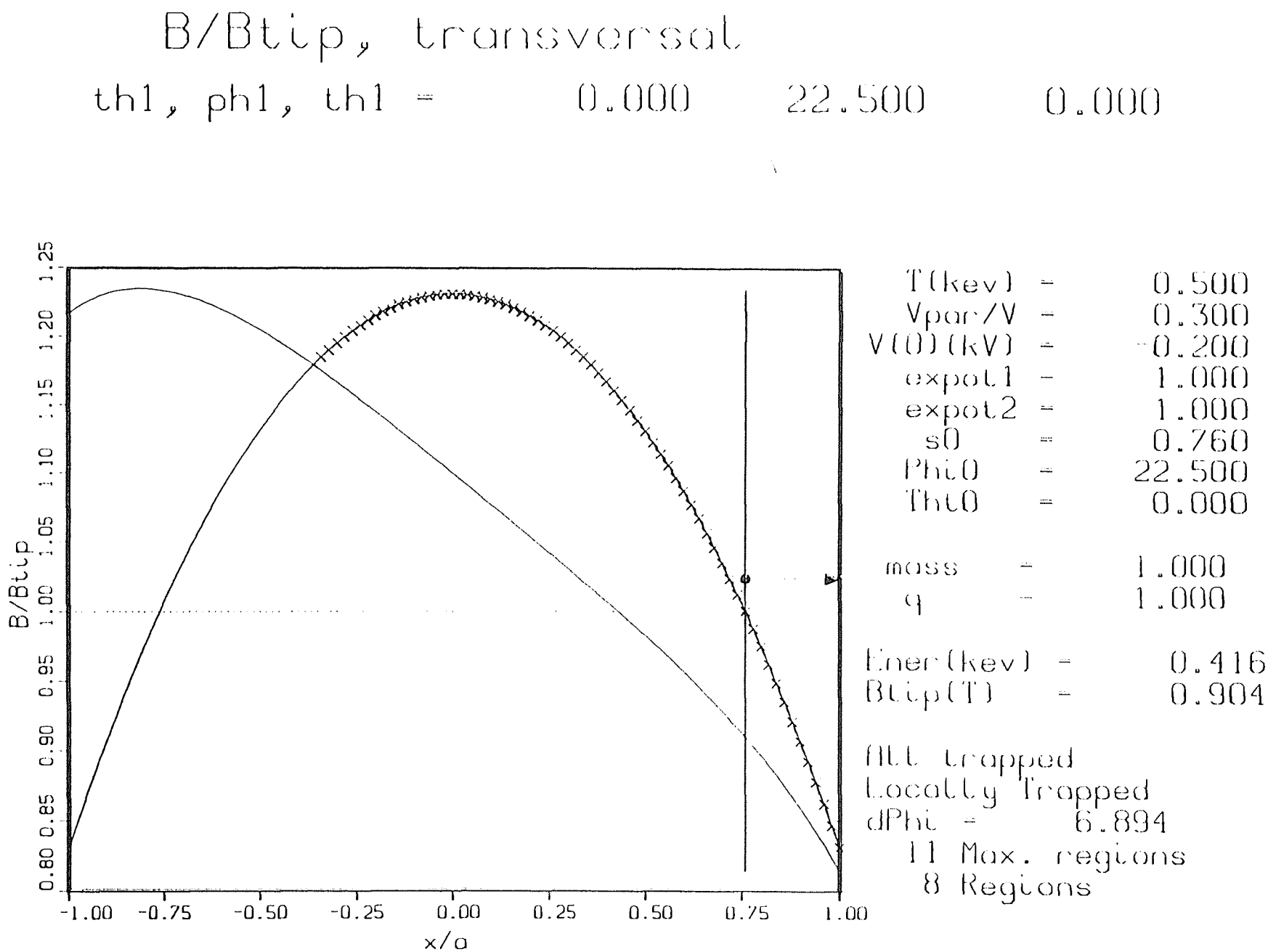
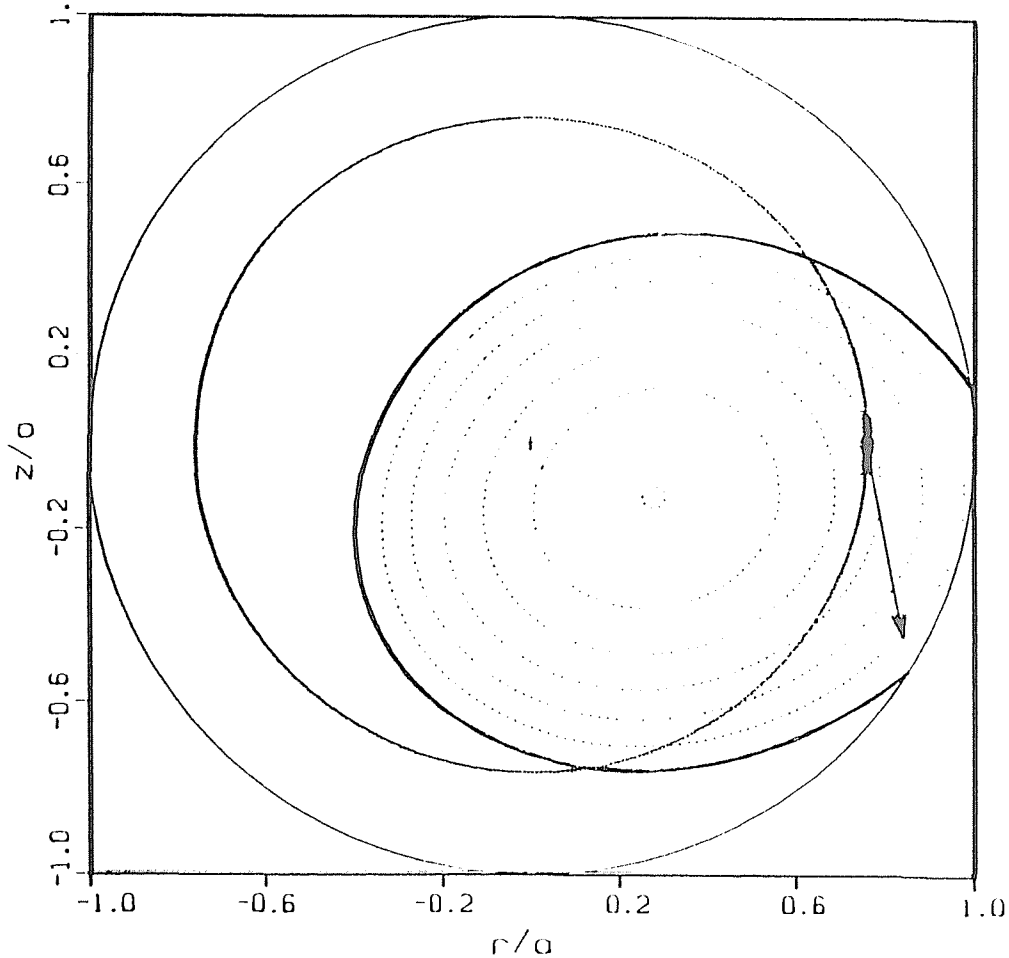

B/Btip, transversal
th1, ph1, th1 = 0.000 22.500 0.000
B/Btip
x/a
T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = -0.200
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000
mass = 1.000
q = 1.000
Ener(kev) = 0.416
Btip(T) = 0.904
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.19

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Tht, s, B/Btip - 11.250 1.000 0.806
Maximo: Tht, s, B/Btip - 120.938 1.000 1.374
Inicio: Tht, s, B/Btip - 0.000 0.760 0.910
Final : Tht, s, B/Btip - -4.616 0.760 1.169



T(kev)	-	0.500
Vpar/V	-	0.300
V(0)(kV)	-	0.200
expot1	-	1.000
expot2	-	1.000
s0	-	0.760
Phi0	-	22.500
Tht0	-	0.000
mass	-	1.000
q	-	1.000
Ener(kev)	-	0.416
Btip(T)	-	0.904

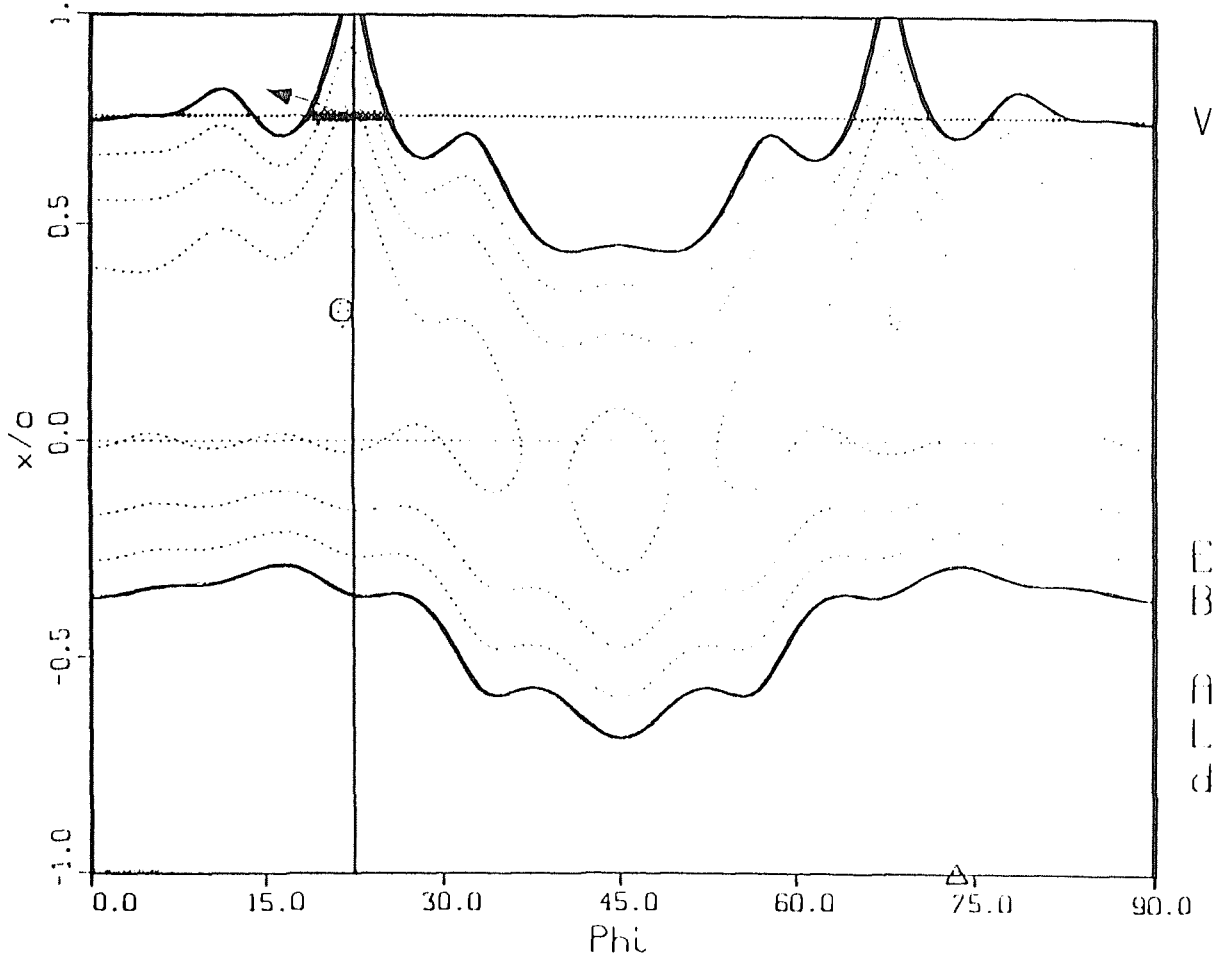
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.20

Trapping, Toroidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Phi, s, B/Btip - 68.000 1.000 0.814
Maximo: Phi, s, B/Btip - 73.500 1.000 1.554
Inicio: Phi, s, B/Btip - 22.500 0.760 0.910
Final : Phi, s, B/Btip - 25.607 0.760 1.169



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.200
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

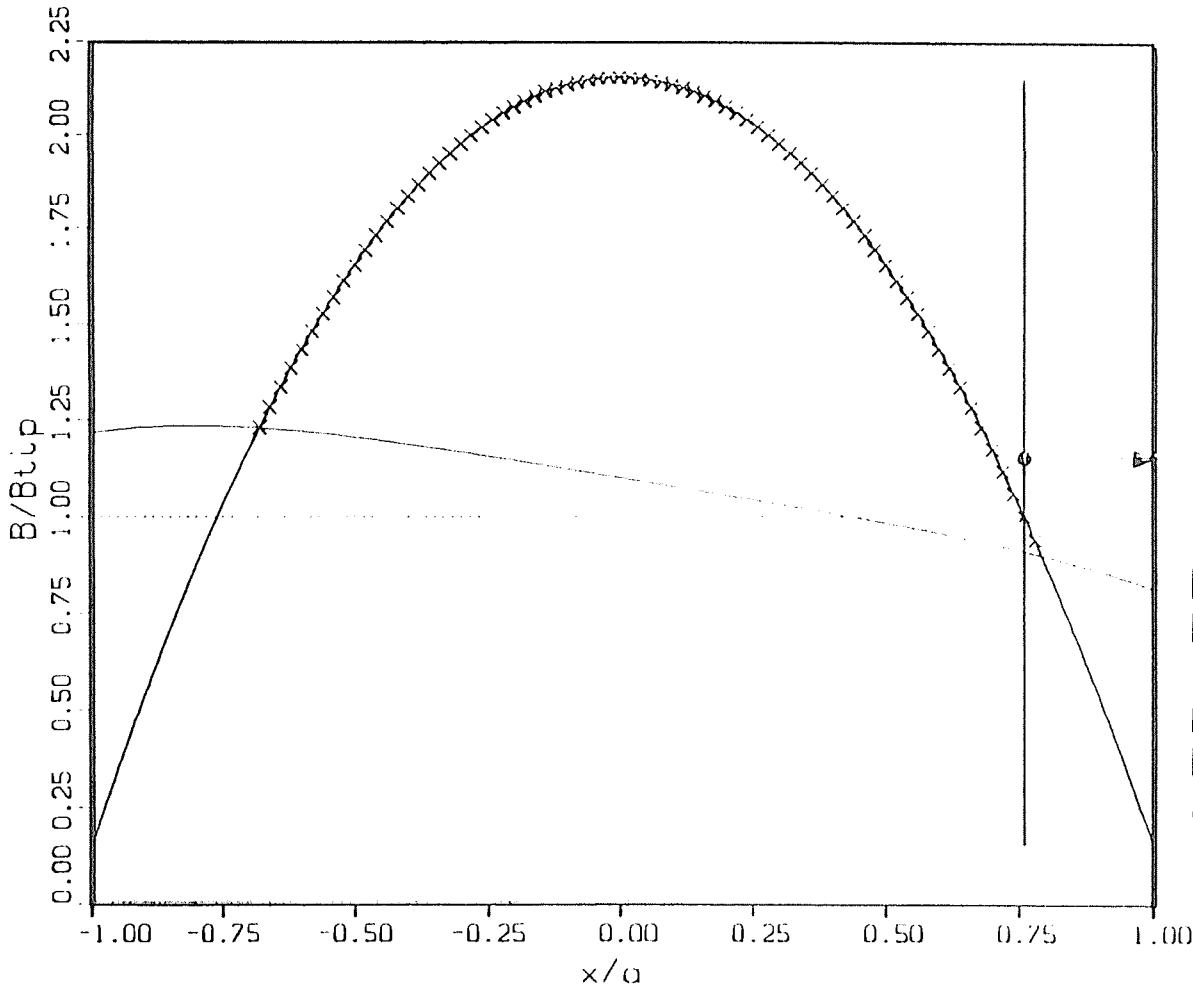
Ener(kev) = 0.416
Btip(T) = 0.904

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.21

B/Btip, transversal

th1, ph1, th1 = 0.000 22.500 0.000



T(kev) - 0.500
Vpar/V - 0.300
V(0)(kV) = -1.000
expot1 - 1.000
expot2 - 1.000
s0 - 0.760
Phi0 - 22.500
Th0 - 0.000

mass - 1.000
q - 1.000

Ener(kev) - 0.078
Btip(T) - 0.904

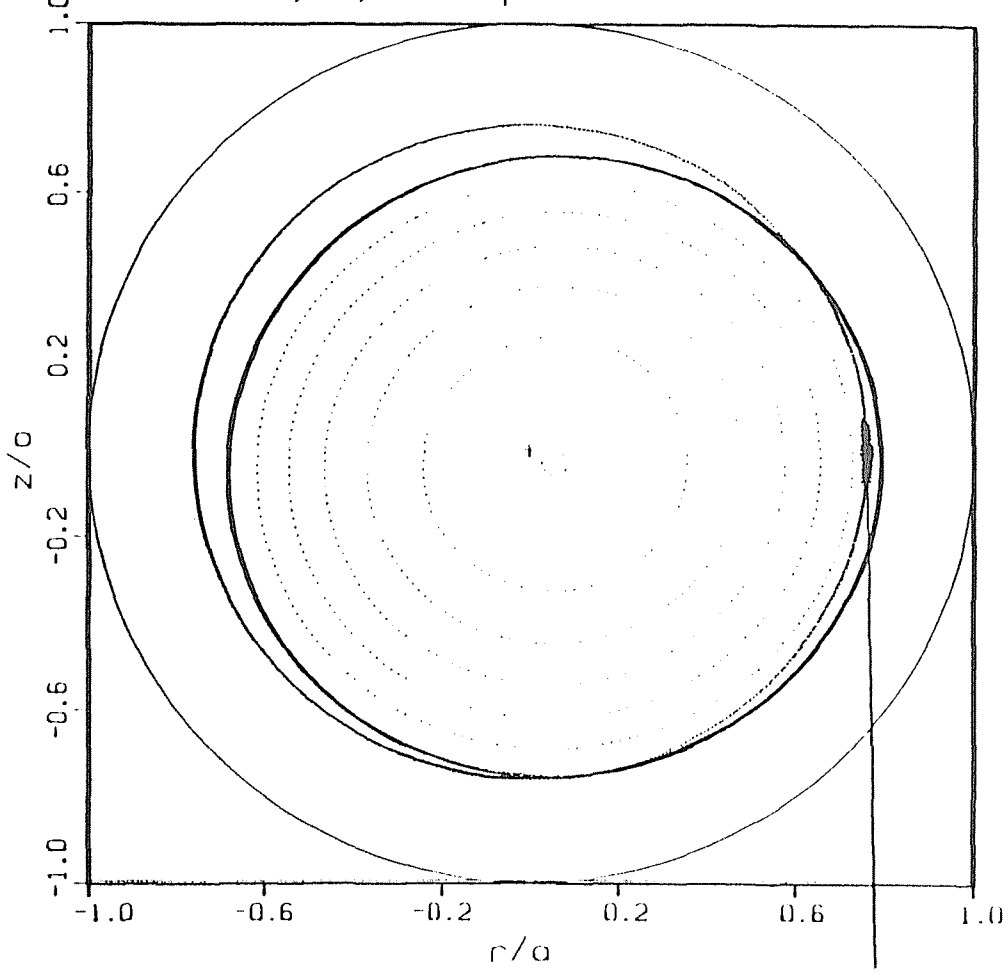
All trapped
Locally Trapped
dPhi - 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.22

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Tht, s, B/Btip - 11.250 1.000 0.806
Maximo: Tht, s, B/Btip - 120.938 1.000 1.374
Inicio: Tht, s, B/Btip - 0.000 0.760 0.910
Final : Tht, s, B/Btip - -4.616 0.760 1.845



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = -1.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.078
Btip(T) = 0.904

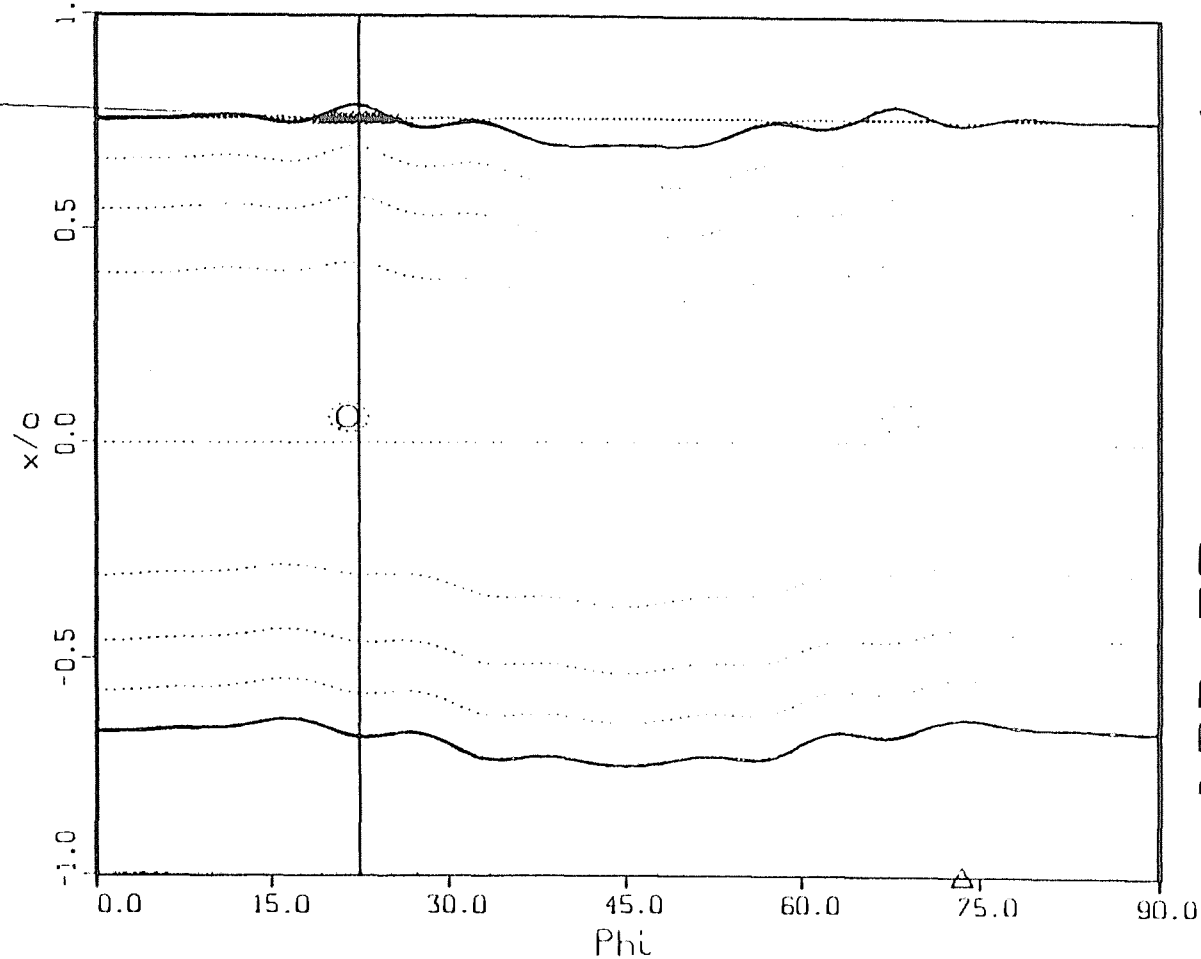
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.23

Trapping, Toroidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 22.500 0.000

Minimo: Phi, s, B/Btip - 68.000 1.000 0.814
Maximo: Phi, s, B/Btip - 73.500 1.000 1.554
Inicio: Phi, s, B/Btip - 22.500 0.760 0.910
Final : Phi, s, B/Btip 25.607 0.760 1.845



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 1.000
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 22.500
Tht0 = 0.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.078
Btip(T) = 0.904

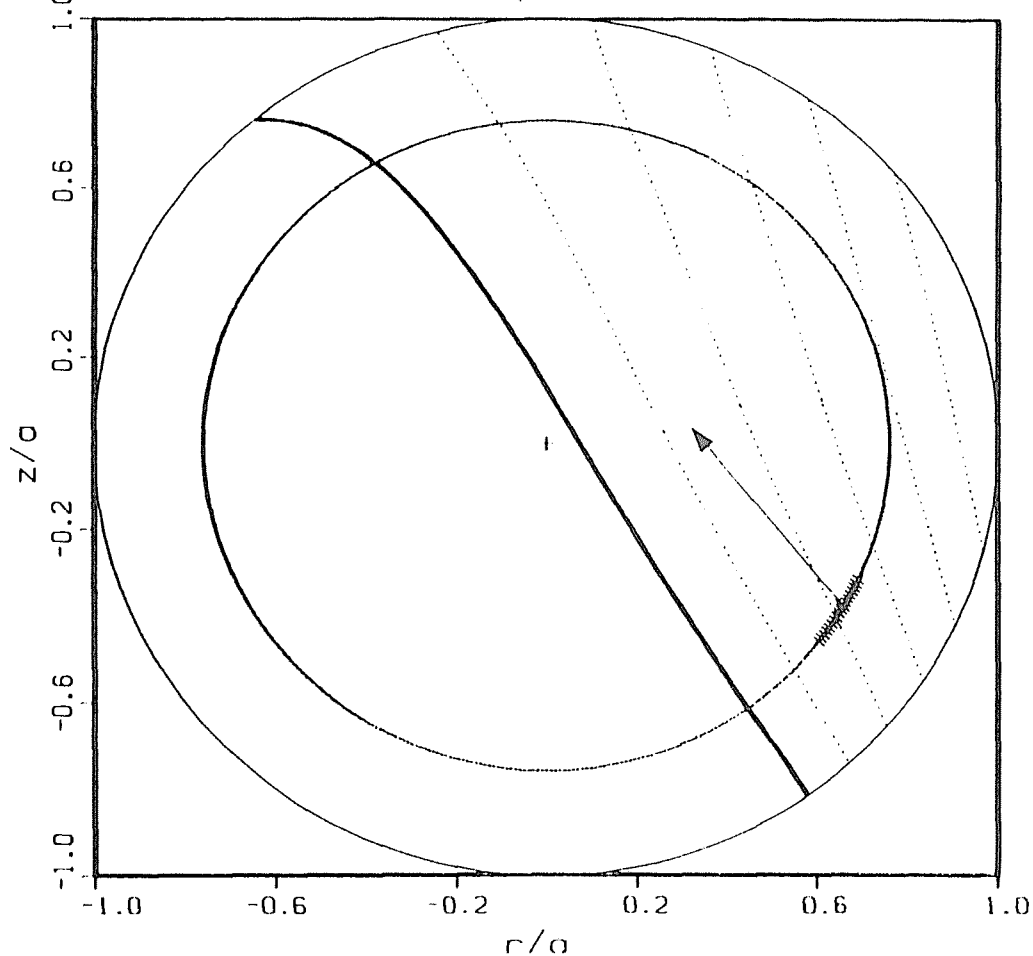
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 6.894
11 Max. regions
8 Regions

Fig.4.24

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 67.500 -30.000

Minimo: Tht, s, B/Btip = 11.250 1.000 0.743
Maximo: Tht, s, B/Btip = -120.938 1.000 1.268
Inicio: Tht, s, B/Btip = -30.000 0.760 0.907
Final : Tht, s, B/Btip = -37.959 0.760 1.000



T(kev)	=	0.500
Vpar/V	=	0.300
V(0)(kV)	=	0.000
expot1	=	1.000
expot2	=	1.000
s0	=	0.760
Phi0	=	67.500
Tht0	=	-30.000
mass	=	1.000
q	=	1.000
Ener(kev)	=	0.500
Btip(T)	=	0.980

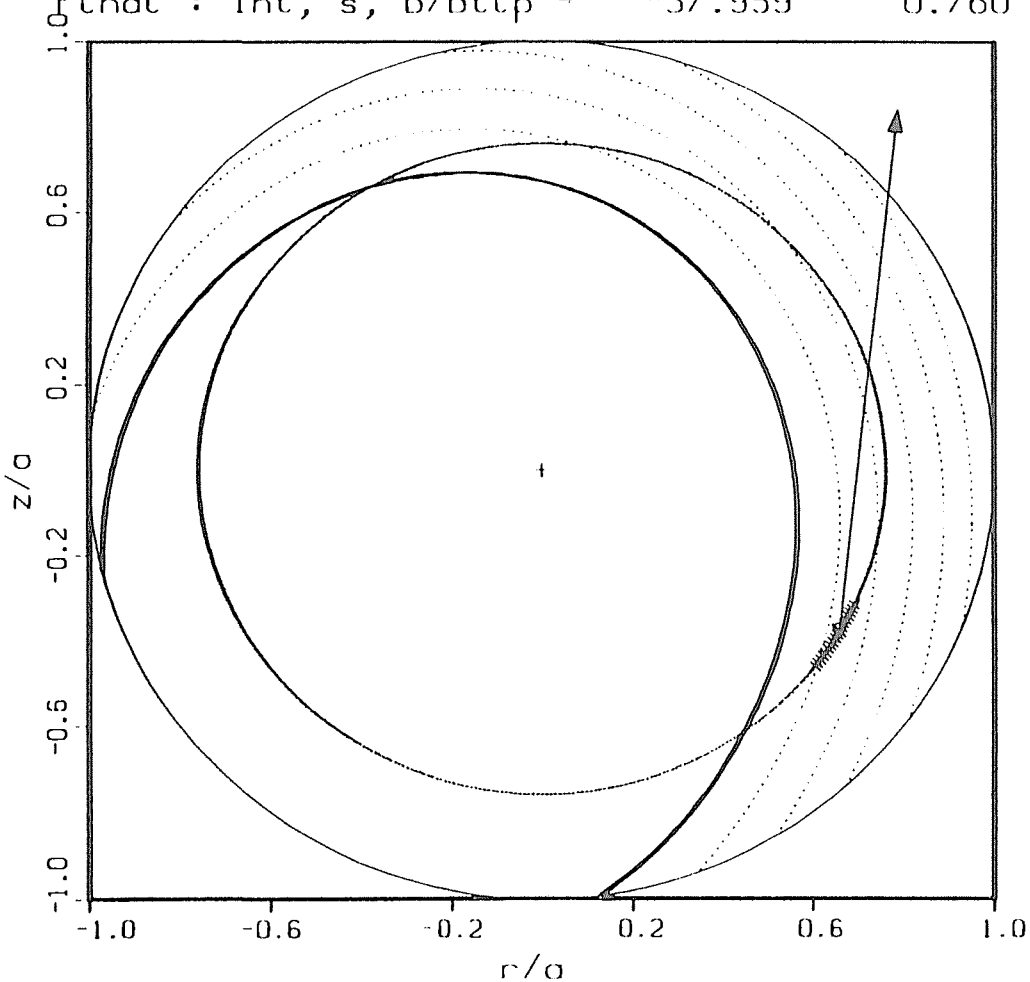
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 9.196
12 Max. regions
11 Regions

Fig.4.25

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 67.500 -30.000

Minimo: Tht, s, B/Btip = 11.250 1.000 0.743
Maximo: Tht, s, B/Btip = -120.938 1.000 1.268
Inicio: Tht, s, B/Btip = -30.000 0.760 0.907
Final : Tht, s, B/Btip = -37.959 0.760 0.831



T(kev) = 0.500
Vpar/V = 0.300
V(0)(kV) = 0.200
expot1 = 1.000
expot2 = 1.000
s0 = 0.760
Phi0 = 67.500
Tht0 = -30.000

mass = 1.000
q = 1.000

Ener(kev) = 0.584
Btip(T) = 0.980

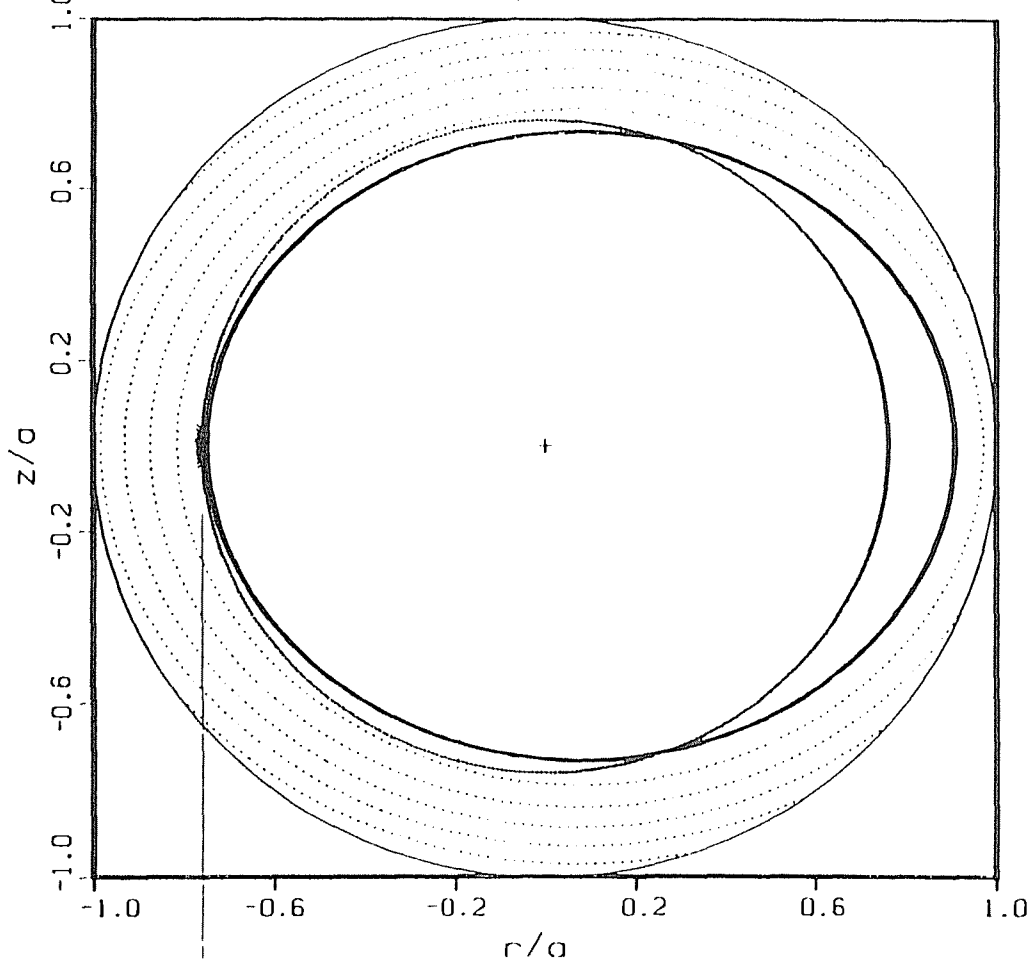
All trapped
Locally Trapped
dPhi = 9.196
12 Max. regions
11 Regions

Fig.4.26

Trapping, Poloidal View

s1, ph1, th1 = 0.760 45.000 180.000

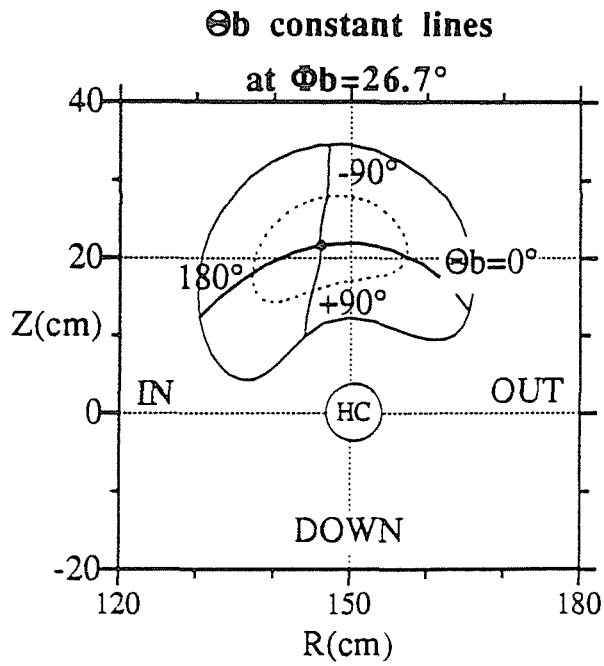
Minimo: Tht, s, B/Btip = -104.063 1.000 0.863
Maximo: Tht, s, B/Btip = 0.000 1.000 1.157
Inicio: Tht, s, B/Btip = 180.000 0.760 0.990
Final : Tht, s, B/Btip = 176.975 0.760 0.747



T(kev)	=	0.500
Vpar/V	=	0.100
V(0)(kV)	=	0.300
expot1	=	1.000
expot2	=	1.000
s0	=	0.760
Phi0	=	45.000
Tht0	=	180.000
mass	=	1.000
q	=	1.000
Ener(kev)	=	0.627
Btip(T)	=	0.946

All trapped
Locally Trapped
dPhi = 4.072
15 Max. regions
5 Regions

Fig.4.27


Θb constant lines
at Φb=26.7°
40
20
0
-20
Z(cm)
-90°
180°
Θb=0°
+90°
IN
OUT
HC
DOWN
120
150
180
R(cm)

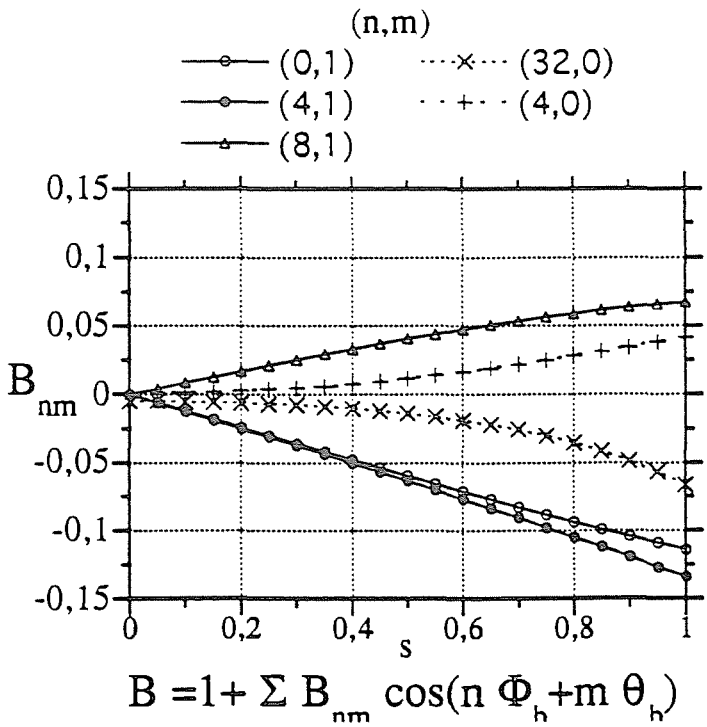

(n,m)
(0,1)
(4,1)
(8,1)
(32,0)
(4,0)
0,15
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
-0,15
B nm
0
0,2
0,4
0,6
0,8
1
s
B =1+ Σ B nm cos(n Φh+m θh)

Fig.A.1