

Búsqueda de Efectos Quasi- Isodinámicos en el TJ-II

J. Guasp
M. Liniers

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 63

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

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

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

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

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

Depósito Legal: M -14226-1995

ISSN: 1135 - 9420

NIPO: 238-00-002-0

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATIONS; PARTICLE LOSSES;
NUMERICAL ANALYSIS; TOROIDAL CONFIGURATION; MEGNET COILS; TOKAMAK
DEVICES.

Búsqueda de Efectos Quasi-isodinámicos en el TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
63 pp. 35 fig. 18 refs.

Resumen:

Se explora la posibilidad de efectos quasi-isodinámicos (QID) en la configuración actual de bobinas de campo toroidal (TF) del Stellarator de eje helicoidal TJ-II. Para ello ha sido indispensable modificar el método de cálculo para el seguimiento de las trayectorias de partículas y realizarlo en el espacio real, en lugar de en coordenadas de Boozer como era usual.

El resultado de la exploración del diagrama de flexibilidad del TJ-II, incluyendo efectos de desplazamiento del eje magnético, ha sido negativo. No parecen existir regiones QID útiles con la configuración de bobinas de TF actual en la que hay igualdad de corriente en todas ellas.

Sin embargo, pese a este resultado negativo, el cálculo en el espacio real y, sobre todo, el mayor número de configuraciones analizadas, ha dado lugar a una serie de importantes resultados nuevos y relativamente inesperados.

La influencia de las superficies racionales es muy acusada. Los óptimos y mínimos de confinamiento alternan a un lado y otro de los valores racionales (especialmente del $1/2$ por periodo) de manera muy similar a la que tiene lugar en las resonancias del campo eléctrico radial. Efecto que tiene su origen en la peculiar topología de las trayectorias en esos casos, topología que será objeto de un estudio inmediato.

Los tiempos de fugas directas compiten con los de colisión, especialmente en los casos racionales, lo que atenúa el efecto adverso de las pérdidas, aunque complica enormemente su cálculo correcto en presencia de difusión. Se proponen varias líneas de estudio para abordar este problema.

Finalmente, el resultado negativo de la búsqueda de efectos QID indica la conveniencia de iniciar, más adelante, una búsqueda similar levantando la restricción de igualdad de corriente en todas las bobinas TF.

Search for Quasi-isodynamic Effects in TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
63 pp. 35 fig. 18 refs.

Abstract:

The possibility of quasi-isodynamic effects (QID) in the JT-II helical axis Stellarator has been explored maintaining the present setting for the toroidal field coils (TFC). In order to do this it has been necessary to implement a new method of calculation, using real space coordinates to follow the particle trajectories, instead the Boozer coordinates as was usual formerly.

The result for the exploration of the flexibility diagram of TJ-II, including magnetic axis shift effects, has been negative. It seems that there are not useful QID regions in TJ-II with the present setting of TFC carrying equal currents in all coils.

Nevertheless, in spite of this negative result, the calculation in real space and, mainly, the greater number of configurations analysed, have produced a series of new and important results, some of them unexpected.

The influence of rational surfaces is very important. Optima and minima of confinement alternate at both sides of the rational values (mainly for the $1/2$ by period) in a way very similar to the radial electric field resonance cases. This effect originates in the peculiar orbit topology in the presence of diffusion. Some lines of study are proposed to deal with this problem.

Finally, the negative result of the QID search suggests the convenience to start a similar search without the restriction of equal currents on all the TFC.

INDICE

1. Introducción.
 2. Método de cálculo.
 3. Exploración del diagrama de flexibilidad.
 - 3.1. Criterios de quasi-isodinamicidad
 - 3.2. Tiempos característicos
 4. Efecto del desplazamiento del eje magnético.
 5. Nuevos resultados en el espacio real.
 - 5.1. Comportamiento de la fracción de pérdidas.
 - 5.2. Comportamiento de los tiempos de pérdidas.
 - 5.3. Influencia del transporte.
 6. Conclusiones.
- Referencias.
- Lista de figuras.

1. Introducción

La propiedad de quasi-isodinamicidad (QID) es uno de los diversos criterios en boga para la optimización de Stellarators [1], [2]. En términos intuitivos tal propiedad expresa el hecho de que, en esas condiciones, la zona del máximo de pérdidas tienda a situarse en la del mínimo de la componente radial de la velocidad de deriva [3],[4], con lo cual se espera minimizar las pérdidas y optimizar el transporte (p. ej. en Heliotron J [2])

En este estudio, que debe ser considerado como preliminar, se intenta explorar esa posibilidad, y comprobar si realmente tiene lugar esa presunta disminución de pérdidas en el TJ-II, manteniendo la configuración actual de bobinas de campo toroidal.

Esto implica recorridos sistemáticos y suficientemente densos en el diagrama de flexibilidad del TJ-II, lo que exige un cambio importante en el método de cálculo utilizado hasta ahora.

Tras la descripción de ese nuevo método (§2) se efectuará la exploración del diagrama de flexibilidad para intentar localizar posibles zonas de QID (§3). Asimismo se estudiará el efecto del desplazamiento del eje magnético respecto a su posición usual (§4). Como se comprobará, el resultado ha sido negativo en ambos casos: no parecen existir zonas QID útiles con la configuración actual de bobinas toroidales (TF) en que, a diferencia de los primeros diseños del TJ-II, la corriente que pasa por todas ellas es la misma, aunque su posición angular está modulada con el fin de minimizar el *ripple* magnético cerca del eje en la zona de la configuración de referencia. Esto sugiere la posibilidad de estudiar, más adelante, el caso primitivo, en el que esas bobinas TF llevaban corrientes distintas y regulables, algo que semeja la situación en el Heliotron J [2].

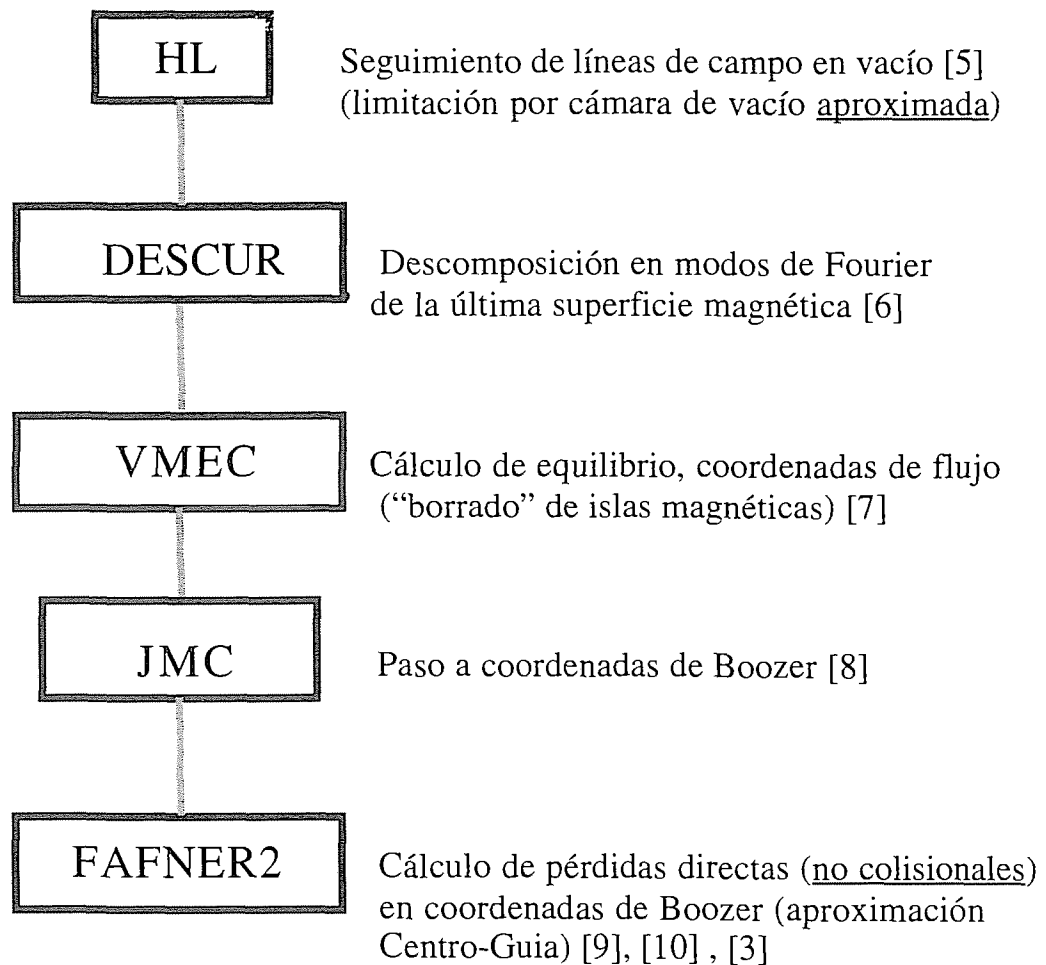
Pese a ese resultado negativo, este estudio ha hecho aparecer nuevos efectos, algunos de ellos inesperados, consecuencia tanto del nuevo método de cálculo utilizado, como de una mucha mayor densidad de exploración en el diagrama de flexibilidad. Estos importantes e interesantes efectos serán descritos en el §5 y sugieren varias posibles líneas de trabajo futuras (§6).

2. Método de cálculo

La necesidad de recorridos sistemáticos suficientemente densos en el diagrama de flexibilidad del TJ-II, exige un cambio importante en el método de cálculo utilizado hasta ahora.

Efectivamente, con el método anterior el cálculo del seguimiento de trayectorias requería una larga serie de pasos, cada uno de ellos utilizando un código numérico distinto, que se sintetizan en el siguiente esquema:

Método de cálculo antiguo



Tiempo real total ~ varios días por configuración

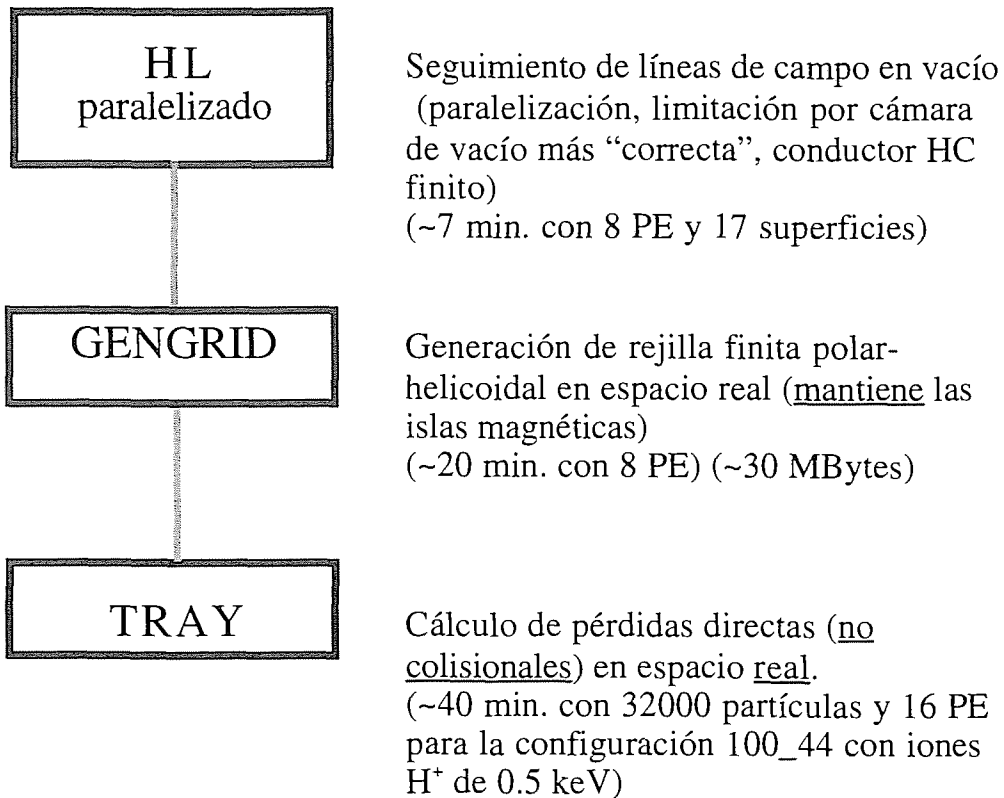
Este método exigía la actuación de varias personas (usualmente 3) y de 5 códigos distintos, complicados y lentos. Por ello, desde el momento en que se iniciaba el cálculo de una configuración, siguiendo las líneas de campo en vacío con el código HL [5], hasta que se obtenía el primer cálculo de estadística de trayectorias con el código FAFNER2 [9], [10], [3] podían pasar varios días. Esto hace inviable su utilización para este estudio que requiere la exploración de más de un centenar de configuraciones.

Por otro lado, el código de equilibrio VMEC [7] no contempla la posibilidad de cambios de topología magnética en el interior del plasma, por lo tanto “borra” inevitablemente las islas magnéticas que pudieran estar presentes, por lo que las trayectorias de partículas, que se seguían en coordenadas de Boozer derivadas de ese código [8], pudieran no ser correctas en presencia de esas islas.

Además algunas de las configuraciones magnéticas del TJ-II están extremadamente indentadas, con contornos reentrantes, que en ocasiones producían fallos en el cálculo de equilibrio con VMEC y, por consiguiente, para esas configuraciones (normalmente de transformada rotacional muy elevada, superior a 2) no existían coordenadas de Boozer ni posibilidad de calcular las trayectorias.

Todo ello indica la conveniencia de prescindir en los cálculos de trayectorias de las coordenadas de Boozer y utilizar otro método que trabaje en el espacio real y, por ello, esté exento de los inconvenientes anteriores. Este nuevo método se sintetiza en el siguiente esquema:

Nuevo método de cálculo



Tiempo real total ~ 2 horas por configuración

En este nuevo método el código HL ha sido adaptado a la Cray T3E y paralelizado, consiguiéndose con ello una notable reducción en el tiempo de cálculo. Así para la configuración 100_44, con 17 superficies y conductor helicoidal (HC) finito (10 filamentos) la versión no paralelizada necesita unos 42 min., mientras que con 8 procesadores el tiempo real transcurrido se reduce a menos de 7 minutos. Además se ha introducido un procedimiento de cálculo más correcto para la intercepción de las últimas superficies magnéticas por la cámara de vacío.

Sin embargo el punto más importante es que ahora ya no se utilizan coordenadas magnéticas (con lo cual puede prescindirse de los códigos DESCUR, VMEC y JMC) sino que, a continuación de HL se genera un fichero (GENGRID) que contiene los valores de todas las magnitudes relevantes en una rejilla definida en el espacio real.

Esta rejilla es “polar-helicoidal”, es decir en cada corte toroidal Φ el centro de la rejilla se sitúa en el eje magnético local. En ese plano toroidal se define una malla polar con 141 puntos distribuidos uniformemente en ángulo poloidal (la resolución en ese ángulo es de 2.6°) y 51 a lo largo del radio vector a partir del eje, con el borde situado 2 cm más allá del máximo apartamiento de la última superficie magnética cerrada no interceptada por la cámara de vacío en cualquier ángulo toroidal. Así en la configuración 100_44 ese máximo apartamiento es de 30.6 cm por lo que el radio de la rejilla será de 32.6 cm y, por lo tanto, la resolución radial es de 0.65 cm en este caso. De esta forma, mientras las partículas se encuentran en el interior del plasma (o incluso en el mismo borde) nunca hay necesidad de extrapolar. Finalmente se almacenan siempre 48 cortes toroidales por semiperiodo (la resolución en ángulo Φ es de 0.96°).

Este fichero de rejilla (binario) contiene los datos de 10 magnitudes en cada uno de los $141 \times 51 \times 48$ puntos de cada configuración. Estas magnitudes son las estrictamente necesarias para el cálculo de trayectorias y son las siguientes:

- Coordenadas del eje magnético en cada corte toroidal
- Distancia al punto más cercano de la cámara de vacío
- s = radio medio normalizado a 1 en el borde
- \mathbf{B} = tres componentes de vector campo magnético
- $\nabla|\mathbf{B}|$ = tres componentes del gradiente del módulo del campo magnético
- ∇s = dos componentes del gradiente del radio medio normalizado

Esos 10 valores por punto bastan para calcular todas las magnitudes relevantes para el cálculo de trayectorias (velocidad de deriva, gradiente longitudinal de $|\mathbf{B}|$, vector campo eléctrico radial, etc.). Nótese que bastan dos componentes para el ∇s (radial y vertical en coordenadas cilíndricas) ya que la tercera (toroidal) puede obtenerse de las demás mediante la condición de perpendicularidad $\nabla s \cdot \mathbf{B} = 0$.

Este fichero es muy voluminoso (unos 30 Mbytes, en binario) y se lee una sola vez, al inicio del código de seguimiento de trayectorias TRAY, almacenándose en memoria las magnitudes relevantes para, luego, durante el seguimiento de las partículas, interpolar linealmente. El considerable tamaño del fichero es el precio a pagar a cambio de una menor necesidad de cálculo durante el seguimiento de las partículas.

El punto más delicado en la generación de la rejilla es el cálculo del radio medio normalizado en cada punto del espacio real. Esto se efectúa considerando todos los puntos del diagrama de Poincaré de un corte toroidal dado (que se obtienen con HL) e interpolando mediante un proceso de triangularización de Renka-Cline [11] implementado en la subrutina E01SAE de la librería matemática Nag [12]. Como es usual ese radio medio normalizado es proporcional al volumen total de cada superficie magnética.

Una de las magnitudes más importantes de una configuración magnética es su radio medio, es decir el radio de la última superficie magnética cerrada no interceptada por la cámara de vacío, calculado a partir de su volumen total. Esa magnitud aparece representada en la Fig.2.1 que muestra los contornos de ese radio medio máximo (en m) de unos 167 casos (círculos) en el diagrama flexibilidad del TJ-II. El eje horizontal representa la corriente en el conductor circular central (en décimas de kA), el vertical la corriente en el conductor helicoidal (HC). Los bordes del diagrama corresponden a los límites de accesibilidad debidos a restricciones técnicas del TJ-II. Las líneas finas ligeramente curvadas corresponden a los lugares geométricos de transformada rotacional en el eje constante, cercanas a los valores racionales de más bajo orden ($1/4$ por periodo, $1/3$, $2/5$, $1/2$, etc.).

Como ya es sabido se observa un crecimiento general del radio de la configuración al aumentar las corrientes, con una amplia meseta a la derecha de la parte central del diagrama, donde se encuentra la configuración 100_44 (aspas), con radios del orden de más de 18 cm. Aparece también una marcada influencia de los valores racionales de t (sobre todo alrededor de $t \sim 2$, la racional $1/2$), con mínimos profundos alternando con fuertes máximos muy cercanos. Estos mínimos corresponden al colapso de la parte central del plasma cuando las islas magnéticas exteriores se expanden al acercarse a valores de t racionales y son interceptadas por la cámara de vacío. Luego, una vez se supera el valor racional, el radio del plasma vuelve a crecer.

El máximo absoluto del radio de plasma (21.9 cm) se encuentra en la configuración 90_100, algo más arriba de la línea racional $1/2$, mientras que el mínimo (1.7 cm) se encuentra en la zona de bajas corrientes 40_00.

La Fig.2.2 muestra un corte de ese diagrama a lo largo de la línea vertical $I_{cc} = 10$ kA (la que tiene mayor densidad de puntos: 24) y muestra el comportamiento, en función de la transformada rotacional (t), del radio medio, del *ripple* magnético en el borde y en el eje y de la posición del eje (todas las curvas de esta gráfica tienen sus máximos normalizados a 1). Se observa el comportamiento similar del radio y del *ripple* en el borde, con clarísima influencia de los valores racionales $1/3$ y $1/2$ por periodo y el amplio *plateau* en la zona de la 100_44. El máximo absoluto se sitúa justo más allá de la racional $1/2$ (21.1 cm en la 100_110), mientras que el mínimo se encuentra para bajos valores de t (11 cm para la 100_00). El resto de las magnitudes representadas presentan comportamiento suave, no afectado por las superficies racionales.

Por su parte la Fig.2.3 muestra un corte similar, pero esta vez a lo largo de una línea horizontal del diagrama (la $I_{hc} = 6$ kA), con un comportamiento análogo. Nótese que en esta figura la ordenación en t es inversa a la de la corriente I_{cc} (es decir aquí el recorrido en el diagrama de flexibilidad es de derecha a izquierda).

La Fig.2.4 muestra que la reconstrucción de las superficies magnéticas, efectuada mediante el fichero de rejilla de espacio real, es excelente. Los puntos corresponden a los del diagrama de Poincaré obtenido con HL, las líneas continuas la reconstrucción con la rejilla [11]. Incluso en el caso de valores racionales de bajo orden ($2/5$ por periodo en el interior y $1/4$ en el borde) la fidelidad de reproducción es excelente. Esto se aplica también a configuraciones con islas magnéticas muy gruesas, p. ej. las correspondientes al valor racional $1/3$ (Fig.2.5) que muestra además la considerable diferencia con la topología de superficies en el caso derivado de VMEC (figura de la derecha).

Por último en casos extremos de gran indentación, que no eran posibles con VMEC, se observa que, debido a la forma reentrante de las superficies (Fig.2.6), su trazado debe efectuarse mediante las líneas de nivel del radio medio normalizado, \underline{s} , contenido en el fichero de rejilla (figura de la derecha) y no mediante el lanzamiento de rayos desde el eje (izquierda), que es lo usual por ser más económico en tiempo y memoria. Nótese la espectacular isla magnética $1/2$ con su separatriz situada en el propio eje magnético.

Finalmente el nuevo código TRAY para el seguimiento de las trayectorias es similar al FAFNER2 [9],[10],[3] anteriormente utilizado, con la única diferencia de que ahora se utilizan coordenadas del espacio real en lugar de las de Boozer.

Al igual que antes las partículas se lanzan con posiciones iniciales distribuidas al azar (uniformemente repartidas en ángulos, radio medio normalizado y *pitch*), unas 32000, usualmente monoenergéticas, y se siguen hasta que, o bien salen del plasma y entonces se declaran perdidas (no hay *reentering*), o bien sobrepasan sin salirse unos 6 tiempos de deriva (unas 60 vueltas al toro, 1800 μ seg. en el caso de iones H^+ de 0.5 keV) y entonces se declaran confinadas. Los tiempos de cálculo son ahora ligeramente más cortos: unos 40 min. con TRAY en el caso anterior si se utilizan 16 PE, frente a unos 56 de el caso de FAFNER2 [3].

Tal como ocurría anteriormente [13], en el caso de seguimiento de electrones los tiempos de cálculo son muchísimo mayores, por lo que para mantenerlos dentro de límites razonables es necesario seguir muchas menos partículas (unas 5000), por lo que en estos casos la estadística será mucho más pobre. En otras palabras, el caso de electrones sigue siendo poco práctico (cf. §3.2).

3. Exploración del diagrama de flexibilidad

3.1. Criterios de quasi-isodinamicidad.

Como ya se indicó anteriormente la propiedad de quasi-isodinamicidad (QID) es uno de los diversos criterios en boga para la optimización de Stellarators [1], [2]. En términos intuitivos tal propiedad expresa el hecho de que, en esas condiciones, la zona del máximo de pérdidas tienda a situarse en la del mínimo de la componente radial de la velocidad de deriva [4], con lo cual, en principio, el criterio parecería de fácil formulación.

Sin embargo en el TJ-II existen varios máximos y mínimos del módulo del campo magnético por semiperiodo [3], con valores no muy diferentes entre si. Mínimos en los que hay mayor proporción de partículas atrapadas y, por consiguiente, de fugas. Esto hace que ya no sea aplicable un criterio de QID directo (p.ej. minimizar la distancia entre esos mínimos y los puntos donde la velocidad de deriva es menor), ya que podría ocurrir que optimizáramos uno de esos pozos a costa de empeorar otros. En el TJ-II hace falta un criterio más complicado.

Una posible elección podría ser minimizar la expresión:

$$\text{param} = \int_V \frac{\langle \text{ftr} \cdot V_{\text{dr}}^s \rangle}{a \cdot N} \cdot n(r) \cdot dV \quad (3.1)$$

En donde:

- ftr es la fracción teórica de partículas atrapadas en cada superficie magnética, que en el TJ-II es usualmente muy similar a la de pérdidas.
- V_{dr}^s es la componente radial de la velocidad de deriva, es esta componente radial la que tiende a apartar a las partículas de las superficies magnéticas.
- $\langle \dots \rangle$ representa el promedio, angular y en *pitch*, dentro de cada superficie magnética.
- a es el radio medio del plasma
- $n(r)$ la densidad del plasma en cada superficie magnética
- N la cantidad total de partículas
- dV el elemento de volumen
- V el volumen total

Todas estas magnitudes se calculan sin seguir las trayectorias de las partículas. Evidentemente éste parámetro es mínimo cuando los máximos de ftr y de V_{dr}^s se encuentren más apartados. Tiene además una interpretación intuitiva muy sencilla: $\text{ftr} \cdot n(r)$ es, prácticamente, el número de partículas que se fugan en cada superficie magnética, mientras que V_{dr}^s/a sería la inversa del tiempo de fuga si las partículas fueran desviadas exclusivamente por la velocidad de deriva (el *tiempo de deriva*). Por lo tanto la expresión (3.1) sería la inversa de un tiempo medio de fugas. Es obvio que cuanto más importantes sean éstas, o más rápidamente ocurran, el parámetro param (3.1) será mayor.

Otra posible elección para el criterio de QID sería calcular el parámetro anterior (3.1) para el caso de un toro perfectamente simétrico, del mismo radio mayor y menor y del mismo campo medio en el eje. Esto es algo que puede calcularse analíticamente de manera muy sencilla y correspondería al criterio de QID (3.1) para un tokamak *ideal*.

Pues bien el segundo criterio de QID podría ser simplemente el cociente entre ambos:

$$\text{Reltk} = \text{param}(\text{tk}) / \text{param} \quad (3.2)$$

En donde $\text{param}(\text{tk})$ corresponde al caso del toro simétrico anterior.

Este segundo parámetro ya no tiene dimensiones y cuanto más se acerque al valor unidad, más cerca nos encontraríamos de la situación ideal, es decir del óptimo.

Para el TJ-II ambos criterios (param y reltk) se comportan de manera inversa muy similar, por lo que es indiferente el uso de uno u otro. En lo que sigue se utilizara siempre el segundo (3.2).

Un mapa de contornos sobre el diagrama de flexibilidad del TJ-II de este criterio de QID aparece en la Fig.3.1. Se observará la fuerte influencia de las superficies racionales, un amplísimo *plateau* en la zona central del diagrama, incluyendo la 100_44, alrededor de un valor medio 0.34, un máximo para grandes configuraciones de t alta (90_110, con valor 0.49) y un mínimo para pequeñas configuraciones de baja t (40_00 con 0.073).

Esto quiere decir que en la mayor parte del diagrama las configuraciones del TJ-II se encontrarían a 0.34 del valor óptimo, por lo tanto serían, aproximadamente, un factor 3 *peores* que un tokamak ideal. Mientras que las correspondientes a la zona del máximo se encontrarían sólo un factor 2 por debajo.

3.2. Tiempos característicos.

Estos criterios teóricos deben ser comparados con los resultados reales del seguimiento de trayectorias en el TJ-II con el código TRAY. Para ello, como ya se ha dicho en §2, se lanzan un gran número de partículas (unas 32000) distribuidas al azar en todo el volumen del plasma, se siguen sus trayectorias hasta que salen del plasma y se calculan las tasas de pérdidas y tiempos de fuga resultantes.

Al analizar la influencia de las pérdidas en el confinamiento, no solo ha de tenerse en cuenta el comportamiento de la fracción de pérdidas $\overline{f_r}$, sino también el tiempo de fuga individual \underline{t} . P. ej., la cantidad de pérdidas podría ser muy elevada, pero si se fugaran muy lentamente el efecto global podría ser mucho menos adverso que en el caso contrario.

Efectivamente la evolución temporal de la densidad del plasma en cada superficie magnética vendría descrita, aproximadamente, por una ecuación del tipo:

$$\frac{\partial n(r)}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma + \dots - \left\langle \frac{f_r}{t} \right\rangle \cdot n(r) \quad (3.3)$$

En donde junto a términos difusivos, convectivos, ..., etc. aparecería un término de fugas (el último sumando). Esto sugiere que un tiempo característico para las pérdidas directas vendría dado por $1/\langle frl/tl \rangle$ en cada superficie magnética. Como antes (§2) $\langle \dots \rangle$ representa el promedio, angular y en *pitch*, sobre cada superficie magnética.

Por lo tanto, promediando la ecuación (3.3) en todas las superficies magnéticas, podemos concluir que un tiempo global característico para esas pérdidas puede venir dado por:

$$1/\tau_G - \text{loss} = \int_V \frac{\langle frl/tl \rangle}{N} \cdot n(r) \cdot dV \quad (3.4)$$

Esta expresión para el tiempo global característico es, formalmente, muy similar a la del criterio de QID (3.1), aquí la fracción real de partículas perdidas frl sustituye a la teórica de atrapadas fr y el tiempo real de fuga tl al tiempo de deriva a/V_{dr}^s , por lo que serán las magnitudes a comparar.

Usualmente las simulaciones con TRAY se han efectuado, principalmente, para iones H^+ monoenergéticos (0.5 keV en la mayor parte de los casos, con algunos casos de 0.1 y 1 keV) y sólo, ocasionalmente, para electrones de 0.5 keV. Esto se debe a que los cálculos para las distribuciones de temperatura usuales en el TJ-II, con los perfiles adecuados de densidad requieren excesivo tiempo de cálculo.

Por ello, cuando se desea estimar las fracciones y tiempos de fuga para esos casos hay que extrapolar los resultados monoenergéticos a las energías térmicas locales de electrones e iones y pesarlos con los perfiles de densidad radiales. Esta extrapolación se efectúa utilizando los comportamientos usuales para las velocidades de deriva, *shift* horizontal, etc. [4],[14].

Así, para iones:

- La fracción de pérdidas de partículas atrapadas es constante con la energía E.
- La fracción de pérdidas de partículas pasantes crece con $E^{1/2}$.
- El tiempo individual de fuga decrece como E^{-1} .

Mientras que para electrones:

- La fracción de pérdidas de partículas atrapadas es igual a la de los iones de la misma energía E
- La fracción de pérdidas de partículas pasantes crece con $(m_e/m_i)^{1/2} \cdot E^{1/2}$.
- El tiempo individual de fuga decrece como E^{-1} .

Estas tendencias de extrapolación permiten evitar los cálculos para energías demasiado bajas o para electrones y utilizar en su lugar los casos monoenergéticos para iones, mucho menos costosos en tiempo de cálculo, o evitar repetirlos innecesariamente cuando los perfiles radiales se modifiquen. Esas tendencia se verifican bastante bien en los casos en que pueden ser comprobadas, con suficiente estadística, siguiendo las trayectorias.

Para poder comparar con las situaciones usuales del TJ-II se han elegido los perfiles radiales de densidad y temperaturas con forma funcional del tipo:

$$f(s) = (f_0 - f_a) \cdot [1 - s^\alpha]^\beta + f_a$$

En donde s es el radio medio normalizado a 1 en el borde f_0 y f_a los valores de la magnitud en cuestión en el eje magnético y en el borde y α y β dos exponentes que determinan la forma del perfil radial. Los valores utilizados aquí son los siguientes:

Tabla 3.I
Densidades y temperaturas usuales

Magnitud	f_0	f_a	α	β
Densidad $n(s)$ (10^{19} m^{-3})	1.7	0.1	8	2
Temperatura Electrónica $T_e(s)$, (eV)	1000	20	1	1
Temperatura Iónica $T_i(s)$, (eV)	170	20	8	2

De manera que los perfiles de densidad y temperatura iónica son bastante anchos mientras el de la temperatura electrónica es muy picudo.

Con ello se puede definir un tiempo global característico resultante de aplicar la fórmula (3.4) a electrones e iones con los perfiles radiales de la Tabla 3.I, extrapolando a las energías locales correspondientes y pesando con el perfil de densidad y, finalmente, promediando los tiempos de electrones e iones con una media armónica.

El tiempo global característico resultante, TauE-loss, viene representado, en forma de líneas de nivel (en mseg.), en la Fig.3.2, en donde se observa un mínimo (fugas más adversas, 0.15 mseg.) para pequeñas configuraciones (40_00), un máximo para $t \sim 1.6$ en la 10_40 con 2.3 mseg. y valores intermedios, del orden de 1.8 mseg., alrededor de la 100_44.

Este comportamiento debe ser comparado con el del criterio de QID de la Fig.3.1., teniendo en cuenta que las situaciones más favorables corresponden a valores mayores de ambos parámetros. Es fácil percibir de esa comparación que, salvo en lo que respecta a las configuraciones de pequeño tamaño, las más desfavorables en ambos casos, no parece haber mucha similitud en el resto del diagrama. Esta falta de acuerdo es más fácil de percibir cualitativamente en la Fig.3.3 que muestra una vista en perspectiva desde la misma posición angular.

Asimismo en la Fig.3.4 se muestran las dos magnitudes a lo largo del corte vertical del diagrama de flexibilidad $I_{cc} = 10 \text{ kA}$. Una vez más es patente que, salvo por los efectos de colapso del plasma cercanos a las superficies racionales, los dos comportamientos son muy distintos. Así mientras en la zona de bajo valor de t el criterio de QID predeciría el óptimo para $t \sim 1.28$ (100_20) ahí se encuentra de hecho un pésimo según el valor de TauE-loss. Situación inversa se daría para t cercano a 1 alrededor de la 100_5.

Algo similar ocurre en la zona de t intermedias, ahí el óptimo según el criterio de QID se sitúa hacia $t \sim 1.46$ (la 100_35) en donde el tiempo característico es el más desfavorable. Incluso cerca de los valores racionales el acuerdo es sólo aparente: los mínimos de TauE-loss aparecen desplazados respecto los de reltk y justo cuando se recuperan (p. Ej. $t \sim 1.31$, 100_22) es cuando los valores de QID se derrumban. Algo similar, aunque en orden opuesto, sucede alrededor de $t \sim 2$.

Esta ausencia de correlación se extiende todo el diagrama de flexibilidad, con la única excepción de la zona de configuraciones de bajo radio, que resultan ser de muy poca utilidad dado el tamaño ínfimo de esas configuraciones.

La conclusión final es que no parecen existir zonas útiles (es decir de radios razonables) que presenten efectos reales de QID con la disposición actual de bobinas TF del TJ-II de igualdad de corriente en todas ellas.

4. Efecto del desplazamiento del eje magnético.

El diagrama de flexibilidad mostrado en las figuras anteriores corresponde a configuraciones en las que la corriente de las bobinas de campo vertical (VF), que regulan la posición del eje magnético, ha sido elegida de tal manera que el descentramiento del eje (diferencia entre su posición a $\Phi = 0^\circ$ y 45°) sea de, aproximadamente, unos 1.8 cm. Así el eje a $\Phi = 0^\circ$ se encuentra algo más alejado del conductor circular que un semiperiodo más adelante. Esta elección, que es la más usual, acostumbra a optimizar el volumen del plasma en la zona de la configuración de referencia.

Por esta causa, convendría comprobar que el resultado negativo para la búsqueda de efectos QID no depende de una elección desafortunada de la posición del eje, es decir explorar el diagrama de flexibilidad a lo largo de su tercera dimensión: la corriente VF.

Esto ha sido efectuado en unos pocos casos (8) del diagrama, desplazando la posición del eje unos pocos cm, a uno y otro lado de su posición usual, en intervalos de 0.5 cm.

Un ejemplo de esa variación aparece en la Fig.4.1 que muestra la dependencia del radio medio (círculos), del criterio reltk de QID (triángulos) y del tiempo global característico TauE-Loss (cruces) en función de la posición del eje magnético para la configuración 100_44, en donde la posición usual (línea vertical) se encuentra para $r_{axis} = 1.75$ m con $I_{vf} = 6.4$ kA. Se observará, por un lado, que el radio del plasma posee un máximo muy cerca de la posición usual, ya que esa posición y la correspondiente a situar el eje 0.5 cm más hacia fuera poseen prácticamente el mismo volumen, mientras que para apartamientos del eje mayores, en ambas direcciones, el volumen se contrae rápidamente.

Por otro lado se ve muy claramente que el criterio de QID (reltk) y el tiempo característico poseen comportamientos muy diferentes. El criterio de QID daría como óptima una configuración con eje situado 2.5 cm más al interior que la usual, mientras que el tiempo característico máximo (el óptimo obtenido siguiendo las trayectorias) se situaría 0.5 cm más al exterior.

Algo similar sucede para los otros casos estudiados. P. ej, Fig.4.2 para la configuración 60_60, en la que se mantiene el volumen máximo en la posición usual, pero en la que los máximos respectivos de reltk y del tiempo se encuentran muy separados en posiciones opuestas.

Para configuraciones muy apartadas de la zona de la 100_44 el volumen óptimo puede no corresponder ya a la posición usual del eje, aunque su apartamiento de ella es siempre bastante pequeño (inferior a 1 cm). Esto puede observarse en la Fig.4.3 correspondiente a la configuración 100_80, con similar disparidad entre reltk y el tiempo característico.

Por consiguiente debemos concluir que la ausencia de regiones QID se mantiene aún en el caso de desplazar la posición del eje magnético modificando la corriente en las bobinas VF.

5. Nuevos resultados en el espacio real.

Pese al resultado negativo en la búsqueda de efectos QID en la configuración actual de bobinas TF del TJ-II, este estudio ha producido una serie de nuevos resultados muy interesantes y, en cierta medida, inesperados. Resultados que han podido ponerse de manifiesto gracias, no solo a la utilización de coordenadas en espacio real, que no borran las islas magnéticas ni producen problemas insolubles en los casos muy indentados (cf. §2), sino también a la mucha mayor densidad de configuraciones exploradas en el diagrama de flexibilidad (167 en lugar de una docena en los estudios anteriores [10],[15]). Estos nuevos efectos conciernen tanto a la influencia de las superficies racionales (§§5.1, 5.2), como a la competición de los tiempos de fuga y de colisión (§5.3)

5.1. Comportamiento de la fracción de pérdidas.

La Fig.5.1 muestra los contornos de la fracción total de partículas perdidas (tanto atrapadas como pasantes, en %) sobre el diagrama de flexibilidad para iones H^+ monoenergéticos de 0.5 keV. Se observará una notabilísima influencia de los valores racionales, mucho más acusada que con el radio medio (Fig. 2.1) con un máximo enorme, de hasta el 91.3%, en la zona situada inmediatamente por encima del valor $t\sim 2$ (racional $1/2$ por periodo), con mínimos cercanos, situados al otro lado. El mínimo absoluto (25%) tiene lugar para pequeñas configuraciones cercanas a $t\sim 2$ (00_60), el valor medio a lo largo de todo el diagrama es del 36%, precisamente el valor correspondiente a la 100_44 (aspa).

Estos desmesurados valores máximos cerca de los valores racionales son debidos, casi exclusivamente, al incremento de pérdidas de partículas pasantes. Esto se comprueba en la Fig.5.2 que muestra un mapa de contornos similar para la fracción de partículas pasantes perdidas. Fracción que pasa de valores muy reducidos en la mayor parte del diagrama de flexibilidad, menor de un 10%, con un mínimo en la 120_50 (7.8%) a tomar valores elevadísimos cerca de las superficies racionales (máximo absoluto de 88.9% en la 100_105, precisamente en la racional $1/2$). Se observará que el comportamiento de las Figs.5.1 y 5.2 es muy similar. Esta similitud se aprecia todavía mejor en la Fig.5.3 en donde ambas distribuciones se muestran en perspectiva vistas desde los mismos ángulos.

La Fig.5.4 muestra un corte del diagrama a lo largo de la línea horizontal $I_{hc} = 10$ kA. Los triángulos con vértice hacia arriba corresponden a la fracción total de partículas atrapadas (tanto confinadas como perdidas, en %), los círculos a la fracción total de pérdidas (tanto atrapadas como pasantes) y, finalmente, los triángulos con vértice hacia abajo a la parte de pérdidas totales que corresponde a partículas pasantes. Se comprueba el hecho de que fuera de los valores racionales las fugas corresponden, casi exclusivamente, a partículas atrapadas de las que se pierden prácticamente todas. Por el contrario alrededor de los valores racionales aparece primero una ligera disminución de la tasa de atrapamiento y luego, una vez pasado el valor racional, un enorme incremento de las pasantes perdidas.

Algo similar se observa a lo largo de un corte horizontal (línea $I_{cc} = 6$ kA, Fig.5.5) y también en desplazamientos de la posición del eje magnético en la configuración 100_80 (Fig.5.6).

Este comportamiento de la fracción de partículas atrapadas y de las pérdidas de partículas pasantes cerca de valores de t racional, es muy similar al que aparecía en las cercanías de las resonancias del campo eléctrico radial [10],[14] y la causa es la misma: la fuerte modificación en la topología de las trayectorias cuando se encuentran cerca de una resonancia. Tema que será estudiado en detalle en un futuro inmediato.

Para percibir con más claridad ese fenómeno conviene analizar los perfiles radiales. La figura 5.7 muestra los perfiles radiales para la fracción de partículas atrapadas, de las pérdidas totales y de las pérdidas pasantes para un caso alejado de valores racionales de bajo orden, como es el 100_44. Se aprecia claramente que, junto a un lento crecimiento hacia el borde de la tasa de atrapamiento (debido al aumento del ripple magnético [10]), las pasantes perdidas se concentran en la periferia (solo entonces el *shift* horizontal lleva las partículas a sobrepasar el borde). Cuando se utilizan las fórmulas de extrapolación del §3.2 para encontrar las pérdidas que sufrirían los electrones e iones del plasma se obtienen los perfiles de la Fig.5.8, en donde, como tanto los iones como los electrones del plasma tienen temperaturas bajas en el borde, sus tasas de pérdidas pasantes son mucho menores que las de los iones monoenergéticos, muy en particular la de los electrones por su mucha menor masa.

Finalmente la Fig.5.9 muestra los perfiles radiales de un caso racional 1/2 (el 100_105), figura semejante a la 5.7, pero que esta vez muestra un elevadísimo valor de la tasa de partículas pasantes perdidas (triángulos con vértice hacia abajo) que se extiende a todo el volumen del plasma y que, incluso, es mayor en el interior que en el borde, lo que corresponde a la posición de la isla magnética.

5.2. Comportamiento de los tiempos de pérdidas.

Otro resultado nuevo importante concierne a los tiempos de fuga. La Fig.5.10 muestra esos tiempos medios para el caso habitual: iones H^+ monoenergéticos de 0.5 keV. Comparando con la Fig.5.1 se observará que los máximos del tiempo medio de fugas (90_100, 543 μ seg.) se encuentran muy cercanos a los de las pérdidas totales, y que máximos y mínimos alternan a uno y otro lado de las líneas racionales.

Esto se percibe aún mejor en el corte horizontal por la línea $I_{hc} = 10$ kA de la Fig.5.11, en donde, pese a los valores muy elevados de la tasa de pérdidas que aparecen sobre la resonancia, los tiempos medios de fuga son también muy grandes, esas enormes fugas resultan transcurrir muy lentamente. No obstante un poco antes de la zona racional las fugas sí que son muy rápidas, aunque su número no sea elevado. Estas oscilaciones se repiten en la vecindad de todas las superficies racionales de bajo orden aunque pueden pasar desapercibidas si la densidad de configuraciones es insuficiente.

La Fig.5.12 muestra el perfil radial de ese tiempo medio en el caso no racional 100_44. Mientras para el caso monoenergético, lógicamente, ese tiempo es menor a medida que nos acercamos al borde: las partículas se fugan antes, por el contrario en el caso de electrones e iones del plasma el efecto de los perfiles de densidad y temperatura hace aumentar esos tiempos cerca del borde, especialmente para los iones. En el caso de los electrones, al ser su temperatura central (1 keV) mayor que la de los iones del caso monoenergético (0.5 keV), sus tiempos medios resultan ser menores en la zona central del plasma. Por su parte la Fig.5.13 muestra los perfiles radiales de los tiempos globales característicos (3.4) en donde la influencia de los perfiles de densidad y temperatura es también visible.

Para el caso de desplazamiento del eje magnético en la configuración 100_80 (Fig.5.14, análoga a la 5.6) también se observa una fuerte disminución del tiempo medio de pérdidas al acercarse a valores racionales de t sin superarlos (extremos laterales de la gráfica).

Finalmente las Fig.5.15 y 5.16 muestran la variación de los perfiles radiales de tasas de partículas pasantes perdidas y de tiempos medios de fuga para una serie de 4 configuraciones situadas a uno y otro lado de la superficie racional $1/2$ por periodo. En la Fig.5.15 se observa cómo la configuración 100_90 que aún no ha entrado en la zona racional presenta un comportamiento de esas pérdidas normal, similar al de la Fig.5.7, con la totalidad de pérdidas pasantes concentrada en el borde. Esa tasa de pérdidas aumenta ligeramente al pasar a la 100_95 y crece abruptamente al entrar la superficie racional en el plasma y formarse gruesas islas magnéticas, para más tarde, en la 100_110 empezar a decrecer, aunque las islas sigan aún presentes (cf. Fig.2.6).

La segunda figura (Fig.5.16) muestra el mismo efecto con los perfiles radiales de los tiempos medios de fuga, con una caída visible en la 100_95, antes de entrar en el valor racional, sobre todo en la parte externa del plasma (hay *shear* ligeramente positivo) y un fuerte incremento en el interior en presencia de islas.

Próximos estudios analizarán con mayor detalle todos estos aspectos.

5.3. Influencia del transporte.

Sin embargo el resultado más importante surge del análisis de los histogramas de pérdidas y su comparación con los tiempos medios de colisión.

La Fig.5.17 muestra el histograma de pérdidas totales para la configuración 100_44 con iones H^+ monoenergéticos de 0.5 keV. Se observará que la saturación de pérdidas se ha conseguido ampliamente en los 1800 $\mu\text{seg.}$ durante los que se han seguido las partículas, que 28.4% de esas pérdidas tienen lugar en menos de $1/10$ de ese tiempo (líneas continuas de la Fig.) y 15.5% en menos de $1/20$ (90 $\mu\text{seg.}$, líneas de puntos).

Cuando los resultados anteriores se extrapolan a los electrones del plasma ($T_e(0) = 1 \text{ keV}$, perfil radial picado) el histograma se modifica en el de la Fig.5.18. Esta vez 84.3% de los electrones del plasma se fugan en menos de 100 tiempos medios de colisión (800 $\mu\text{seg.}$), 7.8% en menos de 10 (80 $\mu\text{seg.}$, líneas continuas de la Fig.) y 3.2% en menos de 5 (40 $\mu\text{seg.}$, líneas de puntos). Como se ve la inmensa mayoría de los electrones (92%) posee tiempos de fuga superiores a 10 veces el de colisión. Estas pérdidas directas presentan tiempos que compiten muy fuertemente con los de colisión.

En cambio en el caso de los iones ($Ti(0) = 170 \text{ eV}$) el histograma es el de la Fig.5.19. Esta vez 99.5% de ellos se fuga en menos de 100 tiempos de colisión (7.3 mseg.), 43% en menos de 10 (730 $\mu\text{seg.}$, líneas continuas de la Fig.) y 16.5% en menos de 5 (73 $\mu\text{seg.}$, líneas de puntos.). En este caso las pérdidas directas compiten algo menos con las colisiones, aunque todavía 57% de los iones poseen tiempos de fuga superiores a 10 veces el de colisión.

Esto se repite en la mayor parte de las configuraciones de manera que, en media, combinando electrones e iones, puede decirse que para las densidades y temperaturas usuales en el TJ-II (Tabla 3.I) más de un 75% de las pérdidas directas poseen tiempos de fuga superiores a 10 veces el tiempo medio de colisión. Esa cota varía para cada configuración (así como con los perfiles de densidad y temperatura) y se incrementa muy notablemente cerca de las superficies racionales.

Por consiguiente, fugas directas y difusión pueden presentar tiempos comparables, compiten entre si y no pueden ser separados. Esto es favorable desde el punto de vista del plasma ya que mitiga la influencia adversa de las pérdidas, incluso cuando éstas son extremadamente elevadas, como ocurre en los valores racionales. Pero, por otro lado, dificulta enormemente el procedimiento de cálculo ya que ambos procesos deberían ser tratados simultáneamente, lo que es extremadamente difícil en la geometría tridimensional del TJ-II.

Una estimación muy burda del efecto combinado de pérdidas directas y transporte aparece en la Fig.5.20. En ella se ha supuesto, arbitrariamente, que iones y electrones con tiempos individuales de fuga superiores a 10 tiempos medios de colisión, no sufren las pérdidas directas sino que, por colisiones, se incorporan dentro de las pérdidas de transporte, mientras que los de tiempos de fuga inferior salen del plasma sin experimentar difusión. En la Fig. aparece el tiempo de confinamiento global de la energía τ_E predicho por la Ley de Escala ISS-95 (triángulos con vértice hacia abajo) a lo largo del corte vertical $I_{cc} = 10 \text{ kA}$ del diagrama de flexibilidad, si no existieran pérdidas directas ese sería el valor esperado para el tiempo de confinamiento. Los triángulos con vértice hacia abajo representan del tiempo global característico para las pérdidas directas, que sería el que aparecería si no existiera transporte. La combinación de ambos, por medio de una media armónica pesada con la proporción respectiva de partículas que contribuyen en cada caso, aparece como círculos, como es de esperar se sitúa entre las otras dos curvas. Para el caso de la configuración 100_44 el resultado es hacer decrecer τ_E desde los 6.2 mseg. predichos por la Ley ISS-95 hasta unos 3.9 mseg. Como se observará comparando con la Fig.2.2, la influencia del radio medio predomina en el comportamiento del resultado final.

Si en lugar de la Ley ISS-95 se utilizara la LHD el resultado sería (Fig.5.21) que en la 100_44 τ_E decrecería desde los 3.5 mseg. predichos por la Ley LHD hasta unos 2.9 mseg. Una reducción notable en ambos casos pero no catastrófica como las altas tasas de fugas parecerían sugerir.

No obstante esa evaluación es excesivamente burda ya que esa dicotomía salomónica que separa radicalmente pérdidas y difusión es enteramente antinatural, en la realidad las pérdidas contribuyen también a la difusión y viceversa. Además el resultado depende fuertemente de la elección arbitraria de la frontera entre ambos efectos (10 tiempos de colisión en el caso anterior).

Por ello hay que efectuar cálculos más realistas. Una de ellas podría consistir en estimar una velocidad de *pinch* dirigida hacia el exterior (que en realidad sería *antipinch*) V_p , igualando el flujo neto de partículas que se fugan en cada superficie magnética Γ_1 con $n(s).V_p$ e introducir esta velocidad equivalente de *pinch* en los códigos de transporte usuales que permiten tal efecto. La Fig.5.22 muestra el perfil radial de esa velocidad para electrones e iones con un claro crecimiento hacia el borde. Este procedimiento ya está empezando a introducirse en el código ASTRA [16] y, próximamente, se intentará lo mismo con PROCTR [17].

Pese a permitir la coexistencia y competición de fugas y difusión, el procedimiento anterior no deja de tener inconvenientes. En primer lugar debido a la falta de consistencia de los perfiles radiales de densidad y temperatura, que influyen en los de V_p y que son, precisamente, lo que se pretende calcular con el código de transporte. En segundo lugar porque, como se apreciará de la figura, las velocidades de *pinch* obtenidas para electrones e iones son muy diferentes (la de los electrones es superior en un factor 3 o 4 a la de los iones) y, por consiguiente, generarían un campo eléctrico radial. Sin embargo todos estos cálculos se han efectuado en ausencia de ese campo, por lo que tampoco hay consistencia en ese punto.

La única forma de tratar el proceso coherentemente sería atacar el problema de pérdidas directas y difusión de manera simultánea en códigos de Montecarlo en donde los dos procesos (difusión y fugas) coexistieran e interfirieran mutuamente, algo que es extremadamente difícil en el TJ-II, pero que será emprendido en un futuro próximo [18].

6. Conclusiones

Con el diseño actual de las bobinas de campo toroidal (TF) del TJ-II, con corrientes iguales en todas ellas, no parecen existir regiones QID útiles, aún cuando se incluyan efectos de desplazamiento del eje magnético

Pese al resultado negativo en la búsqueda de esos efectos QID en la configuración actual, un nuevo esquema de cálculo en el espacio real y, sobre todo, la mayor densidad de configuraciones exploradas, ha conducido a poner de manifiesto resultados importantes nuevos y relativamente inesperados.

En los cálculos de espacio real, que no borran las islas magnéticas, aparece un fuerte efecto de las superficies racionales. Los máximos y mínimos de pérdidas, la fracción de partículas atrapadas y la de pasantes perdidas, tienden a aparecer a ambos lados de esos valores racionales, de manera muy similar al caso de resonancias del campo eléctrico radial, su causa se encuentra en la peculiar topología de las trayectorias en esos casos.

Los tiempos característicos de pérdidas directas compiten con los de colisión, sobre todo en los casos de superficies racionales e islas magnéticas. Esto es algo positivo desde el punto de vista del plasma ya que mitiga la influencia adversa de las pérdidas pero complica enormemente el tratamiento de esos fenómenos ya que pérdidas directas y difusión deben ser tratados simultáneamente en competición. Esto requeriría una modificación sustancial de los códigos de Montecarlo difusivos actuales, algo que se intentará en el futuro.

Se están iniciando cálculos alternativos, introduciendo una velocidad de *pinch* externo equivalente a esas pérdidas directas, en códigos de transporte usuales (ASTRA y PROCTR).

La analogía entre los efectos de las superficies racionales y de las resonancias del campo eléctrico radial va a ser analizada, próximamente, con mayor detalle por medio del análisis de la topología de órbitas.

Finalmente, otra posible extensión futura de este estudio sería intentar explorar la posibilidad de efectos QID levantando la restricción actual de que las bobinas TF tengan todas la misma corriente.

Referencias

- [1]. S.Gori, W.Lotz y J.Nuhrenberg. "Theory of Fusion Plasmas". Varenna 1996.(Ed. Comp. Bologna 1997) 335.
- [2]. T.Obiki et al. Nucl. Fusion **39** (1999) 1667
- [3]. J. Guasp, M.Liniens. "Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT-827. Mayo 1997.
- [4]. K. Miyamoto. "Plasma Physics for Nuclear Fusion". MIT Press, Cambridge, Mass. (1980).
- [5]. V.E.Lynch, R.H.Fowler. "HL a Field line integration code". ORNL (1982).
- [6]. S.P.Hirshman. DESCUR. ORNL (1986)
- [7]. S.P.Hirshman, W.I.Van Rij y P.Merkel. Comput. Phys.Commun. **43** (1986) 143
- [8]. J.Nuhrenberg y R. Zille. Phys. Letters A **114** (1986) 129.
- [9]. G.G.Lister. Status/Report at IPP, Garching 1986). y también A.Teubel. IPP/Report 4/266 , Garching (1994).
- [10]. J.Guasp y M.Liniens. Nucl. Fusion. **40** (2000) 397 y también Nucl. Fusion. **40** (2000) 411.
- [11]. A.K.Cline, R.L.Renka. Rocky Mountain J.Math. **14** (1984) 119 y 223.
- [12]. "NAG Fortran Library Manual. Mark 16". Vol 3, (1993).
- [13]. J. Guasp, M.Liniens. "Efectos del campo eléctrico radial sobre el confinamiento y atrapamiento de electrones no colisionales en el TJ-II". Informe CIEMAT-843. Marzo 1998.
- [14]. J. Guasp, M.Liniens. "Influencia de las resonancias del campo eléctrico radial sobre las órbitas de partículas y los conos de pérdidas en el TJ-II". Informe CIEMAT-832. Julio 1997.
- [15]. J.Guasp, M.Liniens. "Dependencia de las pérdidas directas y de las propiedades de atrapamiento con la Configuración magnética del TJ-II". Informe CIEMAT-845. Mayo 1998
- [16]. G.V.Pereverzev, P.N.Yushmanov et al. IPP Report. IPP 5/42 (1991)
- [17]. H.Howe. "Physics models in the toroidal transport code PROCTR". Report ORNL/TM-11521 (1990)
- [18]. V.Tribaldos. Comunicación privada (1999)

Lista de Figuras

§2

Fig.2.1. Contornos de radio medio de plasma en el diagrama de flexibilidad.

Fig.2.2. Corte por la línea vertical $I_{cc} = 10$ kA del diagrama anterior.

Círculos: radio medio (en m)

Triángulos con vértice hacia arriba: *ripple* magnético en el borde (%)

Cruces: *ripple* magnético en el eje (%)

Aspas: Posición del eje magnético a $\Phi=0^\circ$.

Todos los máximos están normalizados a 1.

Fig.2.3. Corte por la línea horizontal del diagrama $I_{hc} = 6$ kA

Notación similar a la de la figura anterior.

Fig.2.4. Superficies magnéticas para tres configuraciones a $\Phi=0^\circ$, calculadas con ayuda de la rejilla en espacio real, mostrando la buena reproductibilidad aun en el caso de superficies racionales de bajo orden (2/5 y 1/4 por periodo)

Fig.2.5. Superficies magnéticas para la configuración 100_24_58 a $\Phi=45^\circ$, mostrando la presencia de gruesas islas magnéticas de muy bajo orden (1/3 por periodo) y su “borrado” en coordenadas de Boozer).

Fig.2.6. Superficies magnéticas para un caso extremadamente indentado (100_110_88) y con gruesas islas de muy bajo orden (1/2 por periodo). Muestra que el trazado de las superficies mediante rayos lanzados desde el eje falla en este caso, mientras que el cálculo mediante líneas de nivel produce resultados correctos.

§3

Fig.3.1. Contornos del parámetro de QID (reltk) en el diagrama de flexibilidad.

Fig.3.2. Contornos del tiempo global característico (en mseg.) en el diagrama de flexibilidad.

Fig.3.3. Comparación entre el parámetro de QID (reltk) y el tiempo característico vistos en perspectiva sobre el diagrama de flexibilidad.

Fig.3.4. Corte por la línea vertical $I_{cc} = 10$ kA del diagrama de flexibilidad comparando el parámetro de QID (reltk, triángulos) y el tiempo global característico (en mseg., círculos).

§4

Fig.4.1. Dependencia con la posición del eje magnético en la configuración 100_44. La línea vertical corresponde a posición usual del eje (la del diagrama de flexibilidad representado en la Fig.2.1, etc.)
Círculos: radio medio
Triángulos: parámetro de QID (reltk)
Cruces: tiempo característico
Todos los máximos están normalizados a 1.

Fig.4.2. Similar a la Fig.4.1 para la configuración 60_60

Fig.4.3. Similar a la Fig.4.1 para la configuración 100_80

§5.1

Fig.5.1. Contornos para la fracción de pérdidas totales en el diagrama de flexibilidad (iones H^+ , 0.5 keV)

Fig.5.2. Contornos para la fracción de partículas pasantes perdidas,

Fig.5.3. Comparación entre la fracción total de pérdidas y la de partículas pasantes perdidas, vistos en perspectiva, desde los mismos ángulos, sobre el diagrama de flexibilidad.

Fig.5.4. Corte por la línea vertical $I_{cc} = 10$ kA del diagrama de flexibilidad Comparando la fracción de partícula atrapadas (triángulos von vértice hacia arriba), la de pérdidas totales (círculos) y la de perdidas que corresponden a partículas pasantes (triángulos con vértice hacia abajo)

Fig.5.5. Corte por la línea horizontal $I_{hc} = 6$ kA del diagrama de flexibilidad Similar a la Fig.5.4, las aspas representan el tiempo medio individual de fugas (en mseg. para iones H^+ de 0.5 keV)

Fig.5.6. Dependencia con la posición del eje magnético en la configuración 100_80. . La línea vertical corresponde a posición usual del eje.
Triángulos con vértice hacia arriba: la fracción de partícula atrapadas
Círculos: fracción de pérdidas totales
Triángulos con vértice hacia abajo: perdidas de partículas pasantes
Rombos: Transformada rotacional en el eje.

Fig.5.7. Perfil radial de pérdidas para la configuración 100_44 (iones H^+ , 0.5 keV)
Círculos abiertos: fracción de partícula atrapadas
Círculos cerrados: fracción de pérdidas totales
Triángulos con vértice hacia abajo: perdidas de partículas pasantes

Fig.5.8. Perfil radial de pérdidas para la configuración 100_44.
Círculos abiertos: fracción de partícula atrapadas
Círculos cerrados: fracción de pérdidas totales (iones H^+ 0.5 keV)
Triángulos con vértice hacia arriba: pérdidas totales para electrones
($T_e(0) = 1$ keV, perfil radial picado)
Triángulos con vértice hacia abajo: pérdidas totales para iones
($T_i(0) = 170$ eV, perfil radial ancho)

Fig.5.9. Perfil radial de pérdidas para la configuración 100_105_86 (un caso racional 1/2). Similar a la Fig.5.7.

§5.2

Fig.5.10. Contornos para el tiempo medio individual de pérdidas en el diagrama de flexibilidad (iones H^+ , 0.5 keV monoenergéticos)

Fig.5.11. Corte por la línea vertical $I_{cc} = 10$ kA del diagrama de flexibilidad, comparando la fracción de pérdidas totales (círculos), la de partículas perdidas pasantes (triángulos con vértice hacia abajo) y el tiempo medio individual de pérdidas (triángulos con vértice hacia arriba)

Fig.5.12. Tiempo medio individual de pérdidas para la configuración 100_44
Círculos abiertos: iones H^+ de 0.5 keV monoenergéticos
Triángulos con vértice hacia arriba: electrones $T_e(0) = 1$ keV,
perfil radial picado)
Triángulos con vértice hacia abajo: iones, $T_i(0) = 170$ eV,
perfil radial ancho)

Fig.5.13. Tiempo global característico de pérdidas para la configuración 100_44
Notación similar a la Fig.5.12.

Fig.5.14. Dependencia con la posición del eje magnético en la configuración 100_80. La línea vertical corresponde a posición usual del eje .
Círculos: fracción de pérdidas totales
Triángulos con vértice hacia arriba: perdidas pasantes
Rombos: tiempo medio individual de fuga
(iones H^+ , 0.5 keV monoenergéticos)

Fig.5.15. Comparación del perfil radial de la fracción de partículas pasantes perdidas para 4 configuraciones a un lado y otro del valor racional 1/2 por periodo.
Círculos: configuración 100_90
Triángulos con vértice hacia arriba: configuración 100_95
Triángulos con vértice hacia abajo: configuración 100_105
Aspas: configuración 100_110

Fig.5.16. Similar a la Fig.5.15 para el tiempo medio individual de pérdidas (iones H^+ , 0.5 keV monoenergéticos)

§5.3

Fig.5.17. Histograma de tiempos para iones H^+ de 0.5 keV monoenergéticos.

El eje de abscisas es el tiempo individual de fuga en μseg .

Las líneas vertical y horizontal continuas delimitan la zona de tiempos de fuga menores de 1/10 del máximo (28.4% de todas las fugas). Las de puntos corresponden a 1/20 (15.46%).

Fig.5.18. Histograma de tiempos para electrones en el caso de $T_e(0) = 1 \text{ keV}$

y perfil radial picudo. Las líneas continuas delimitan la zona de tiempos de fuga menores que 10 veces el tiempo medio de colisión (7.8% de todos los electrones), las de puntos corresponden a 5 tiempos de colisión (3.2%). El perfil de densidad se ha supuesto ancho con valor central $1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Fig.5.19. Histograma de tiempos para iones en el caso de $T_i(0) = 170 \text{ eV}$.

Notación similar a la de la Fig. anterior: (43.3% de los iones tienen tiempos de fuga inferiores a 10 veces el tiempo medio de colisión, mientras 16.5% los tienen inferiores a 5).

Fig.5.20. Corte por la línea vertical $I_{cc} = 10 \text{ kA}$ del diagrama de flexibilidad, mostrando el tiempo efectivo de fugas (triángulos con vértice hacia arriba), el de confinamiento global de la energía predicho por la Ley de Escala ISS-95 (triángulos con vértice hacia abajo) y la combinación de ambas (círculos). Los perfiles radiales de densidad y temperaturas se suponen iguales a los de las Fig.5.18 y 5.19.

Fig.5.21. Similar a la Fig.5.20 para la Ley de Escala LHD.

Fig.5.22. Perfil radial de la velocidad de *pinch* exterior equivalente.

Círculos abiertos: electrones

Círculos cerrados: iones

Los perfiles radiales de densidad y temperaturas se suponen iguales a los de las Fig.5.18 y 5.19.

	rav(m)		
Min, Aver., Max =	1.7591E-02	0.1532	0.2193
Interpol.	9.1886E-04	0.1439	0.2193
Niveles	11	2.8588E-02	1.5093E-02

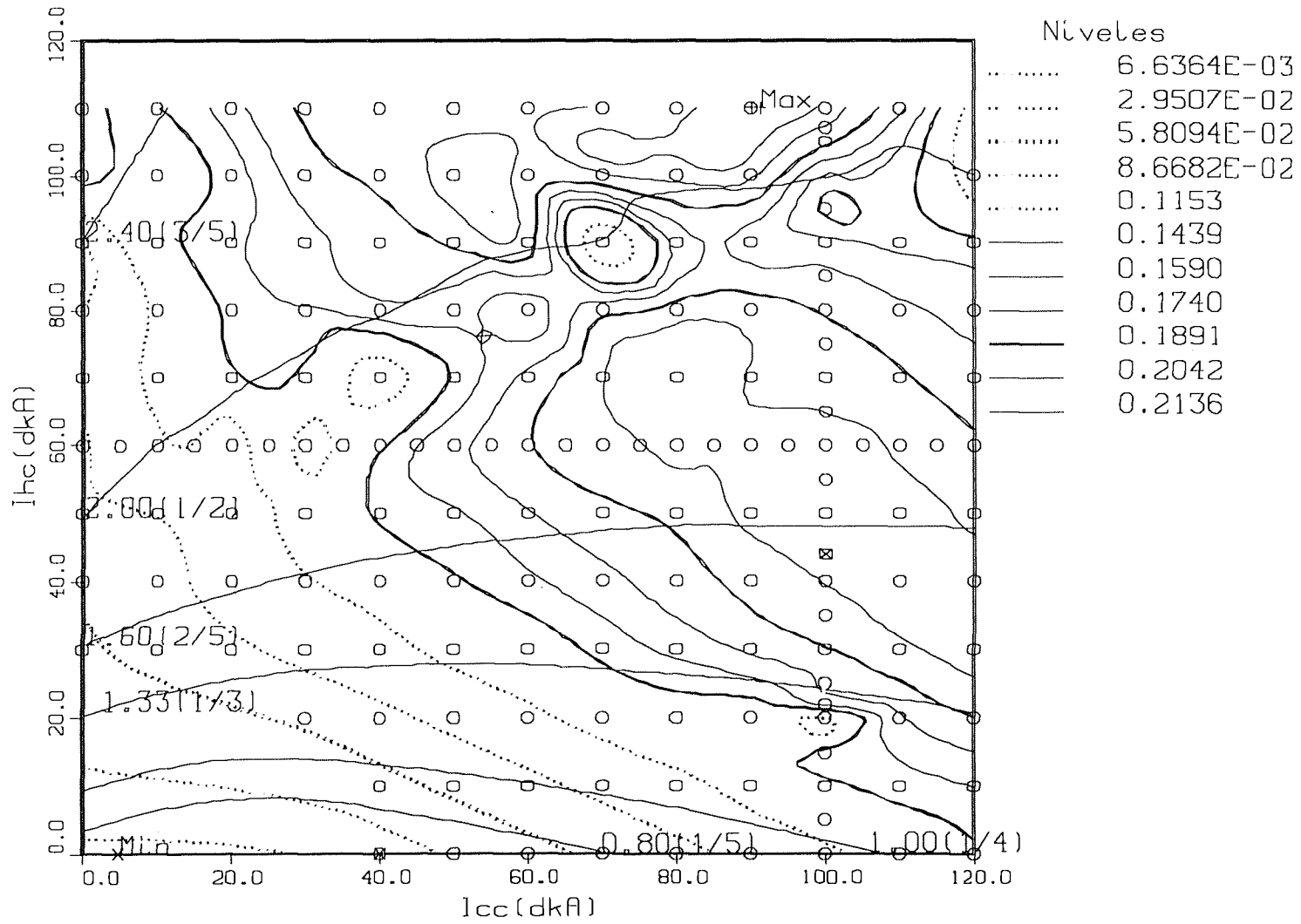


Fig.2.1

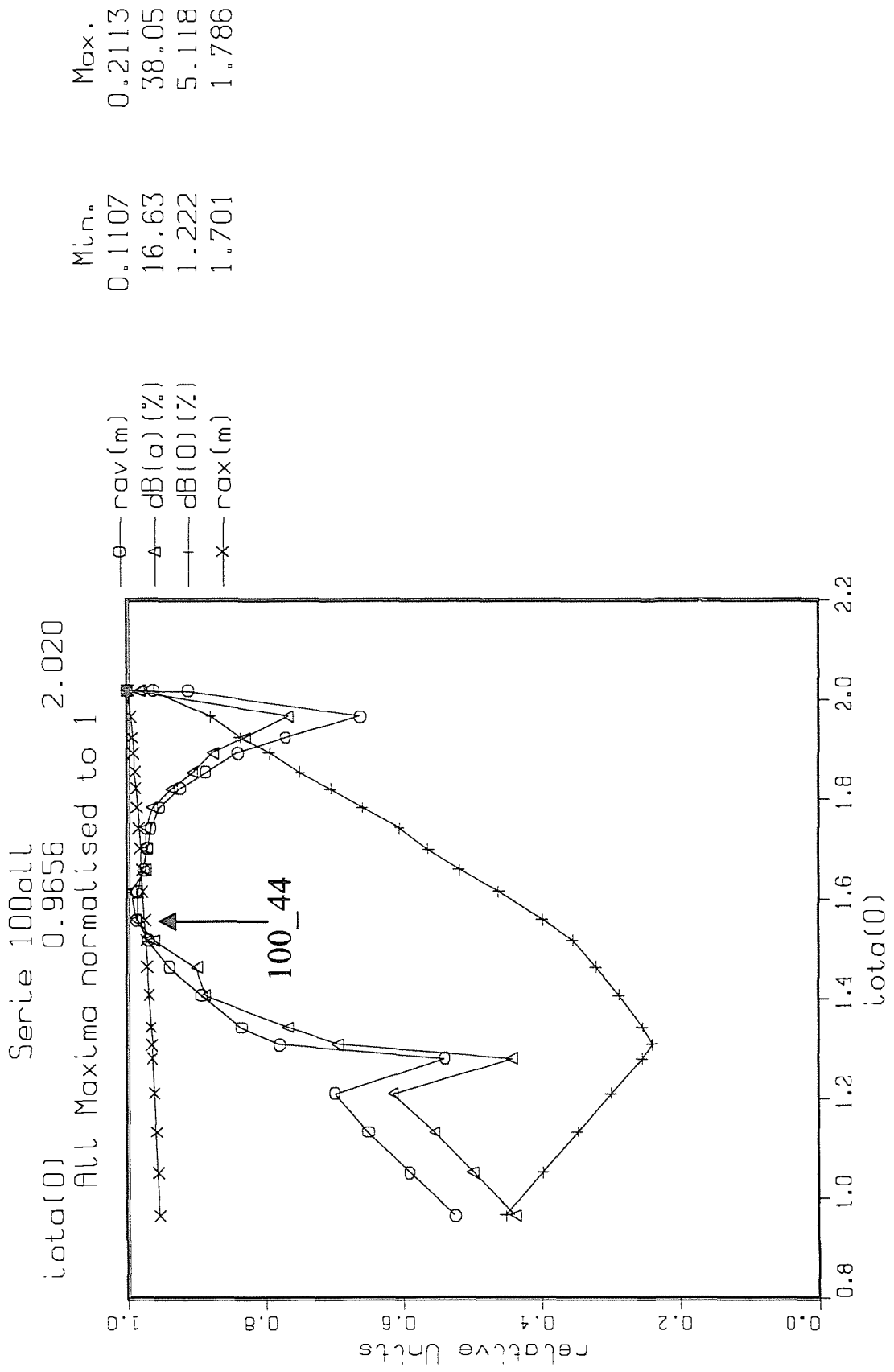


Fig.2.2

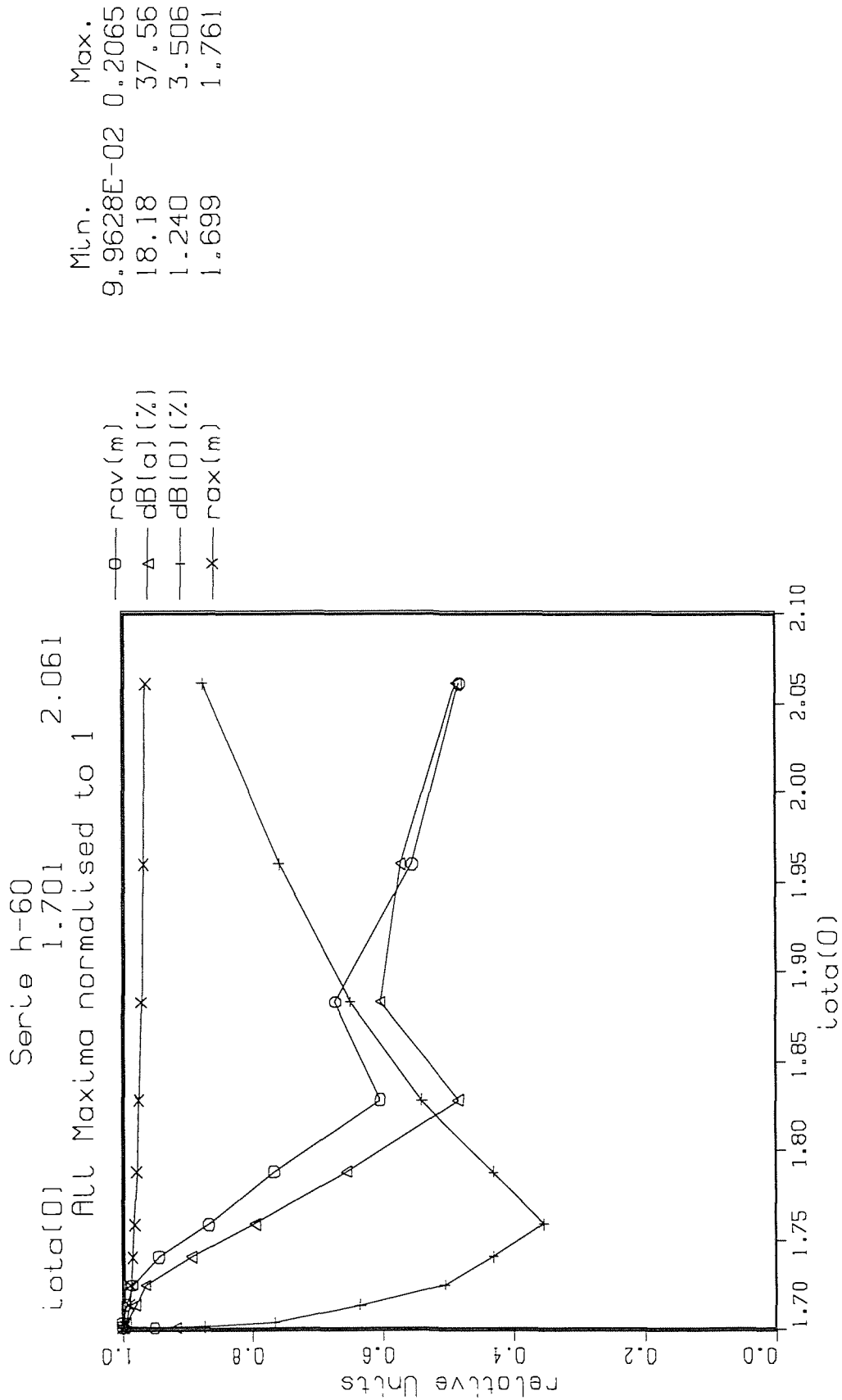


Fig.2.3

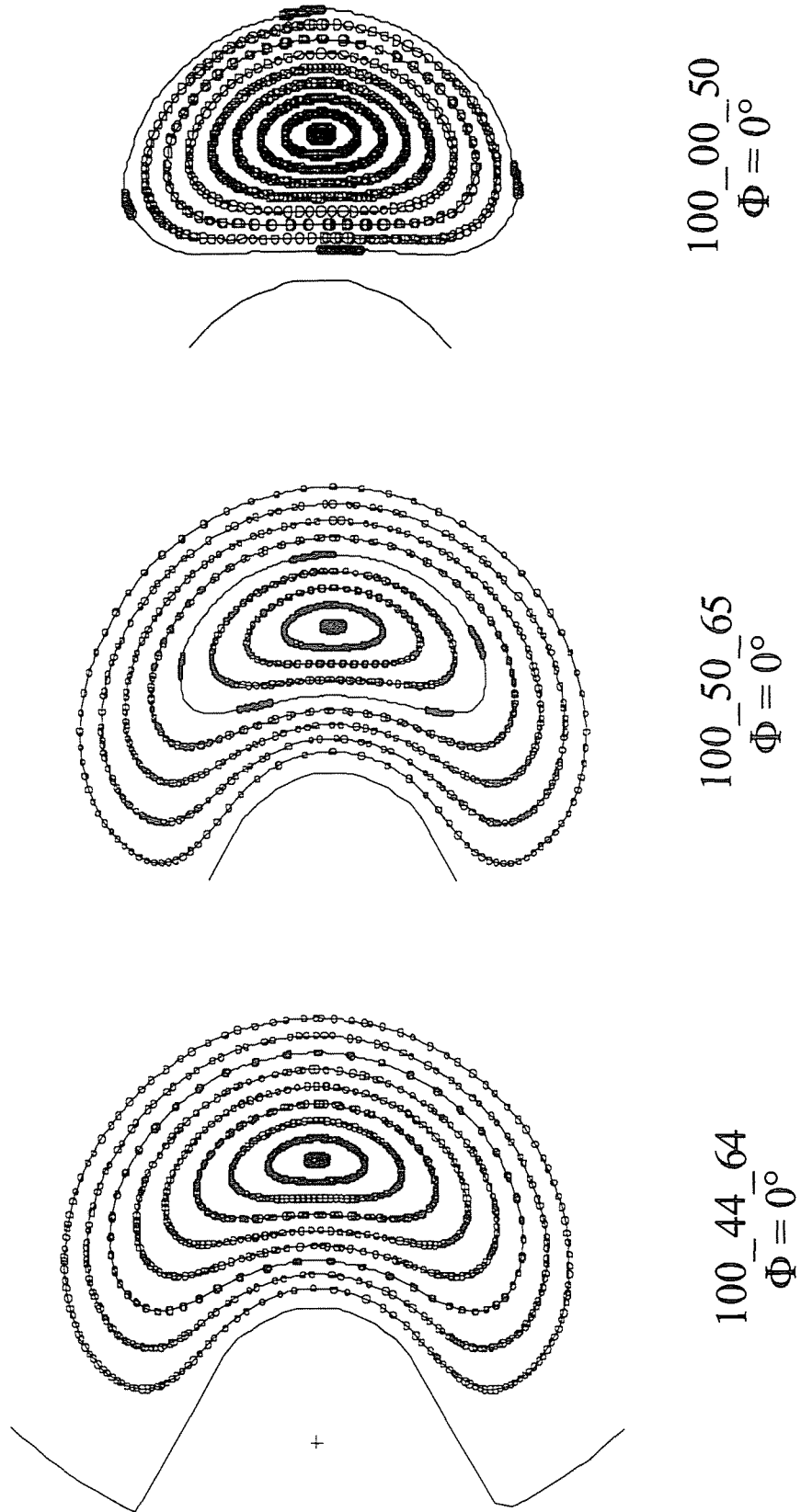
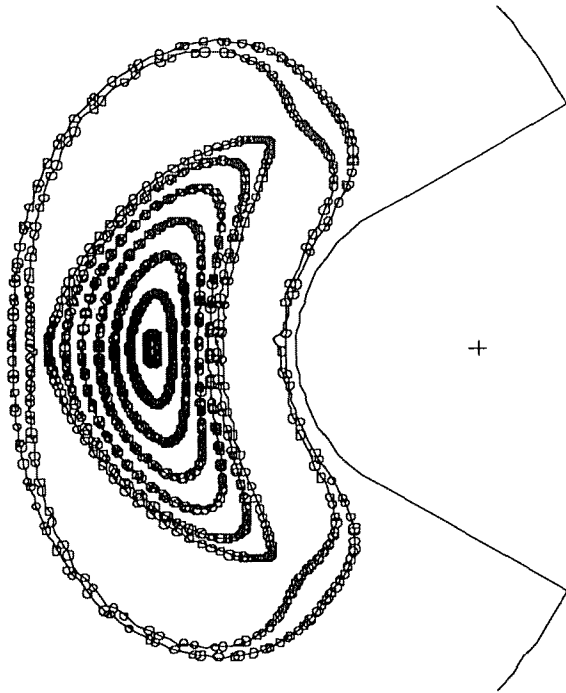


Fig.2.4

Fig.2.5

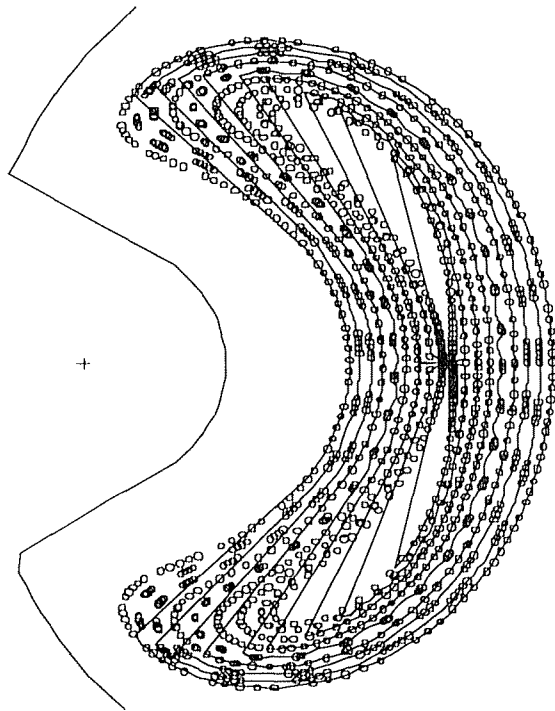


100_24_58
 $\Phi = 45^\circ$
HL + GENGRID

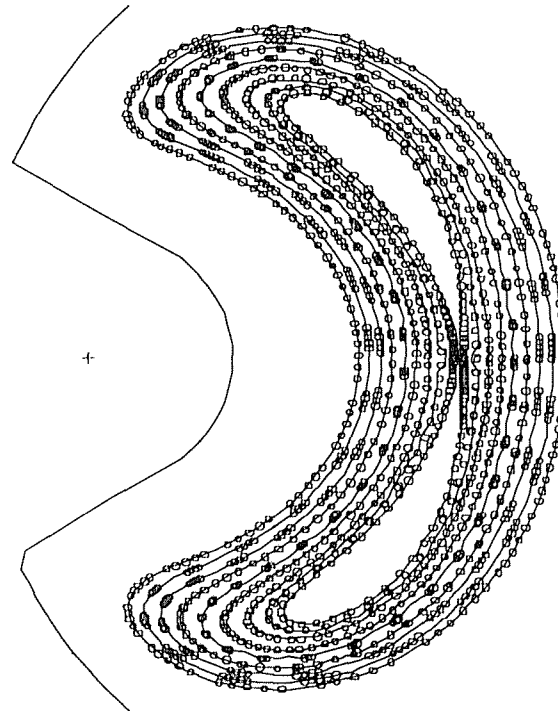


100_24
 $\Phi = 45^\circ$
VMC + JMC
(Boozer)

Fig. 2.6



100_110_88
 $\Phi = 0^\circ$
Trazado con
rayos desde el eje



100_110_88
 $\Phi = 0^\circ$
Trazado con
líneas de nivel

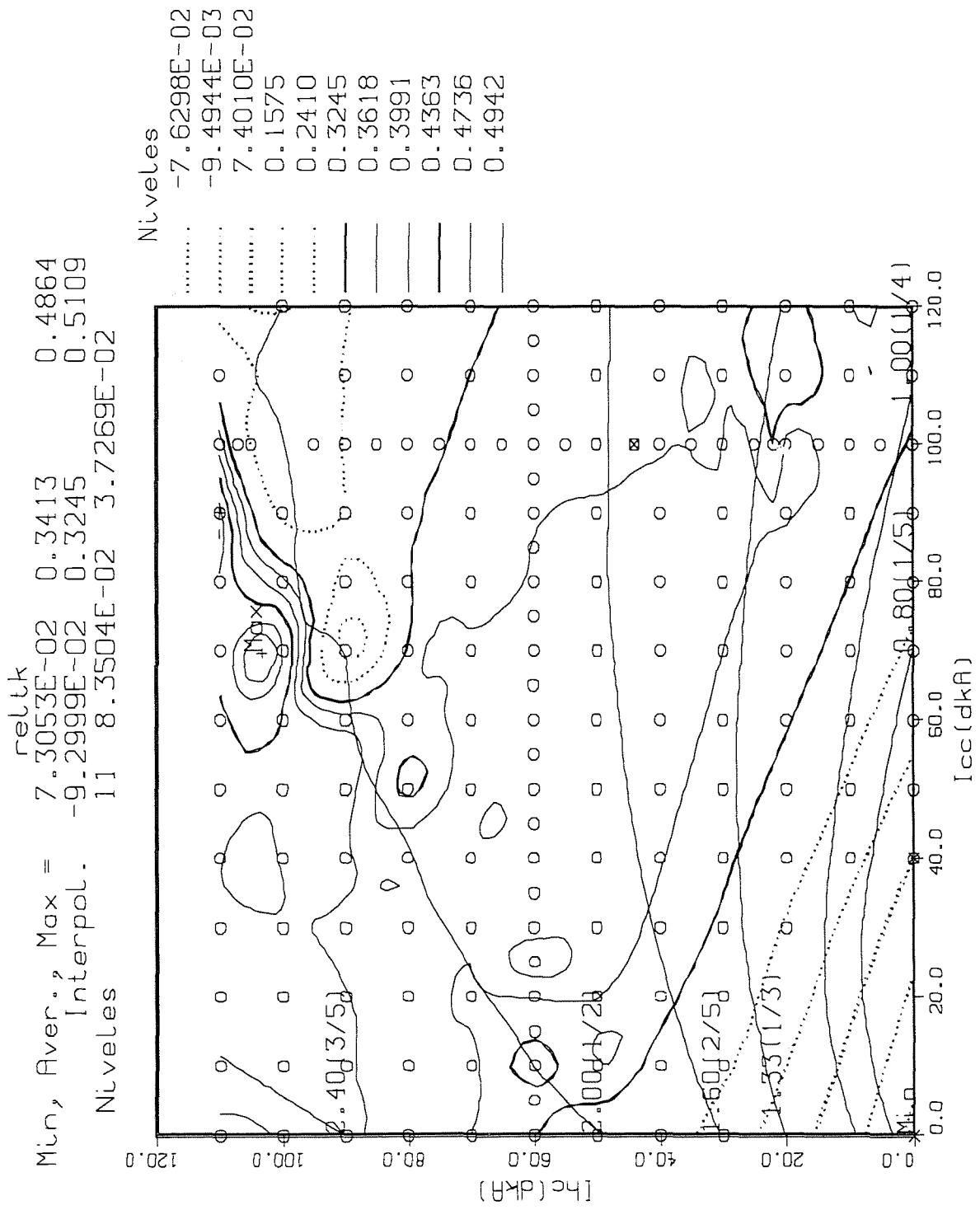


Fig.3.1

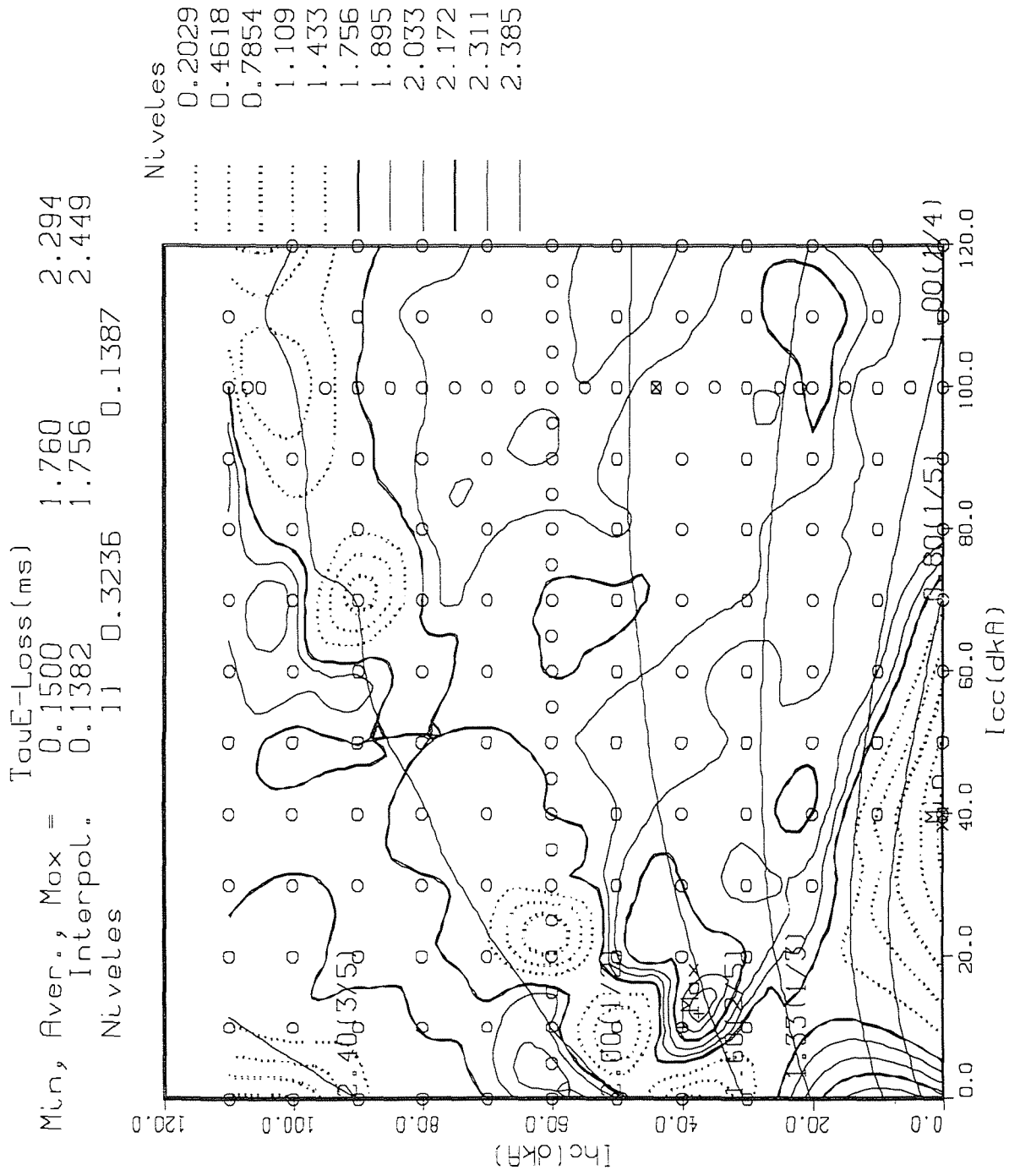
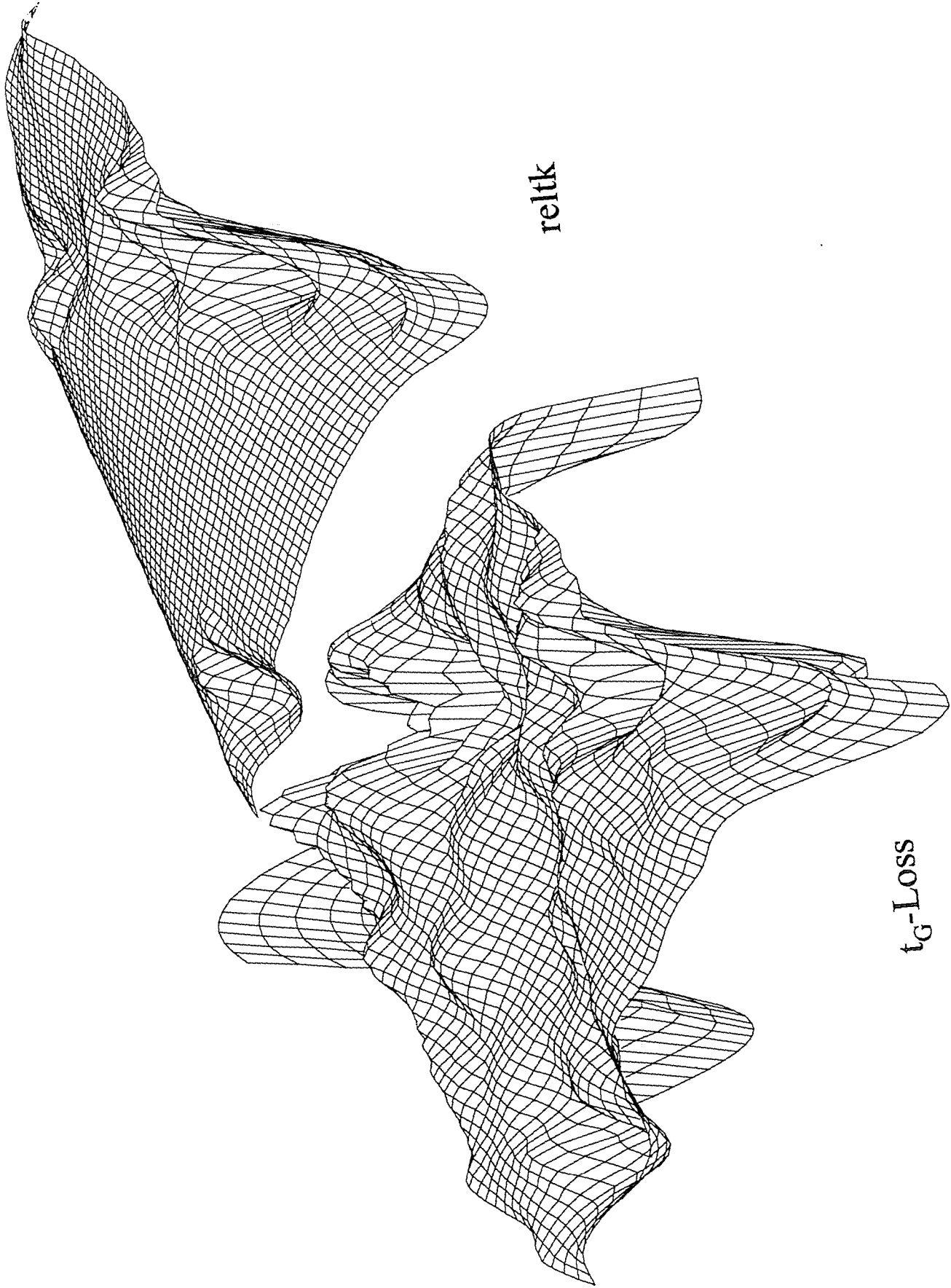


Fig.3.2



reltk

t_G-Loss

Fig.3.3

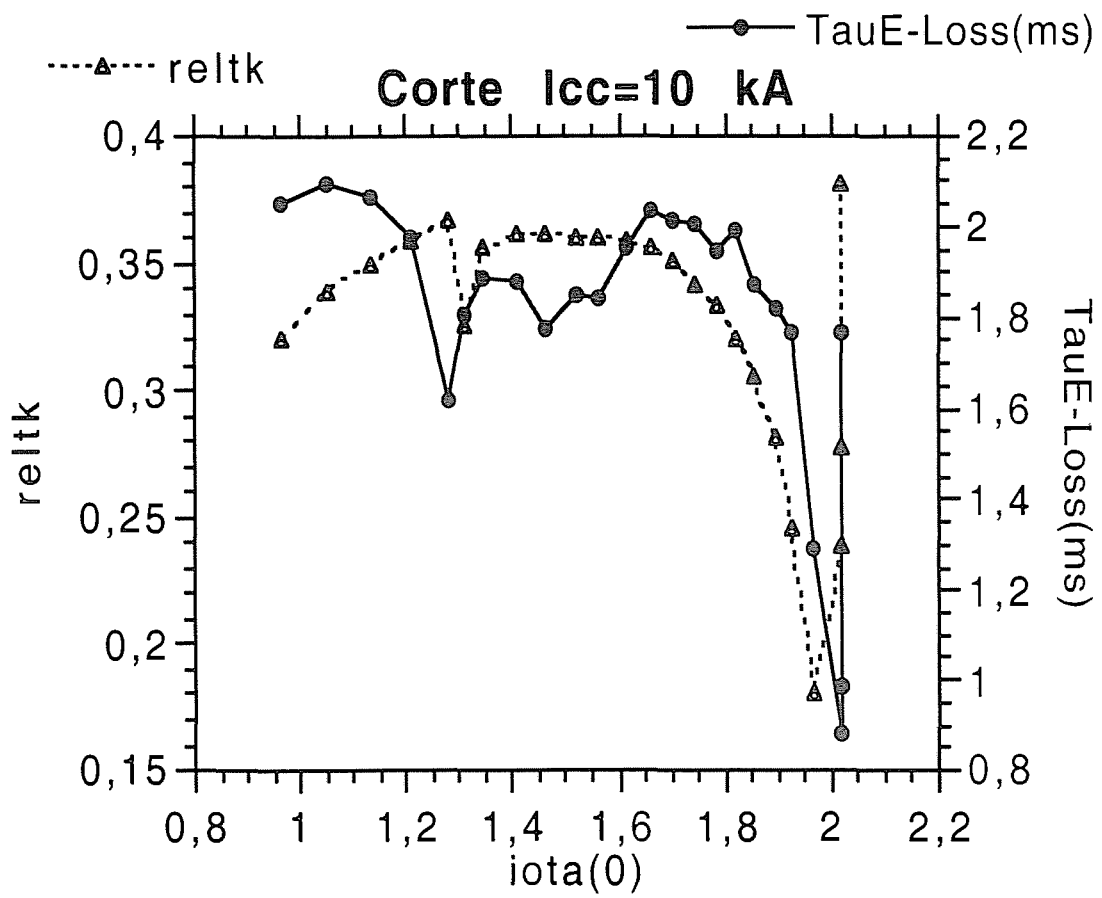


Fig.3.4

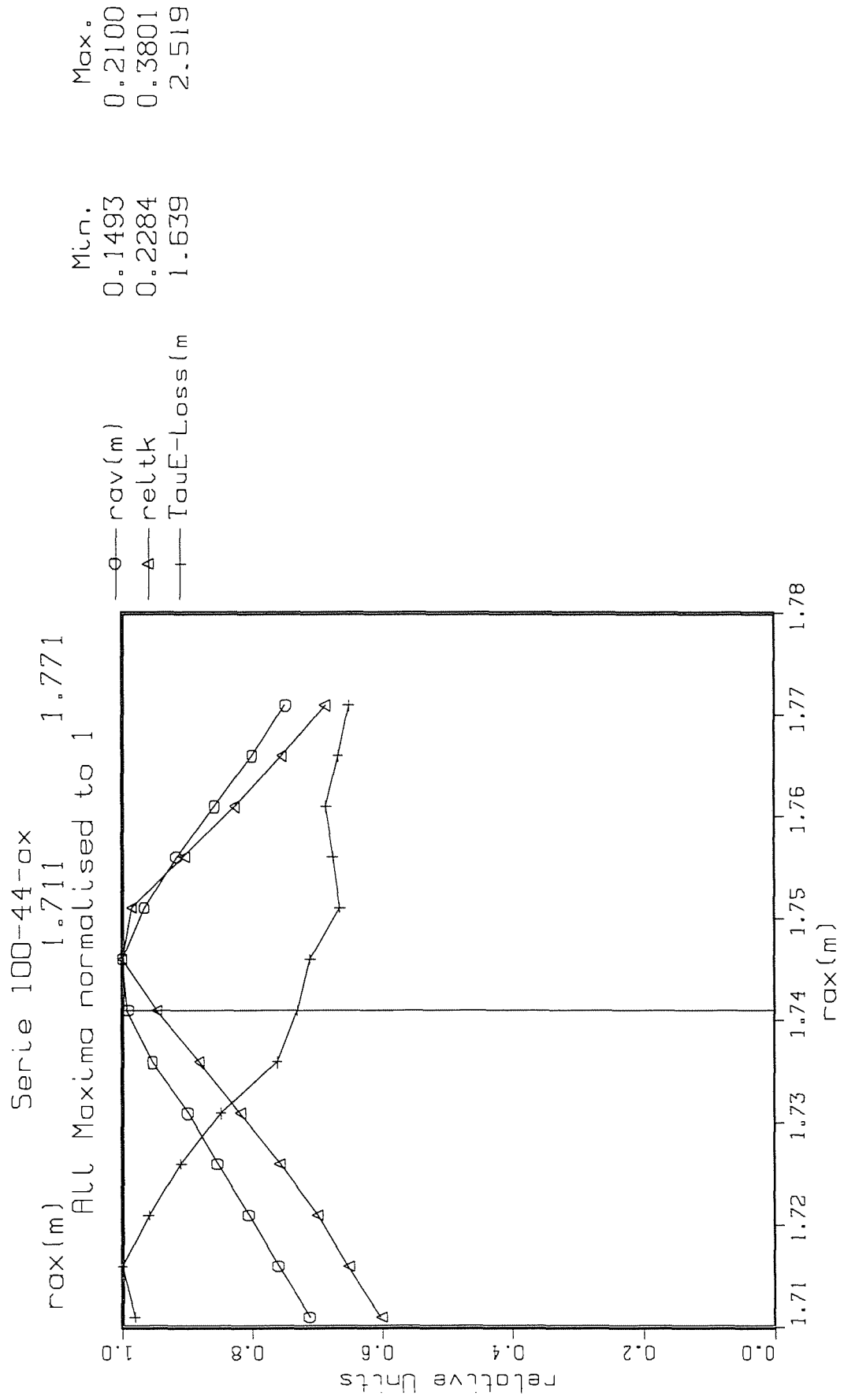


Fig.4.1

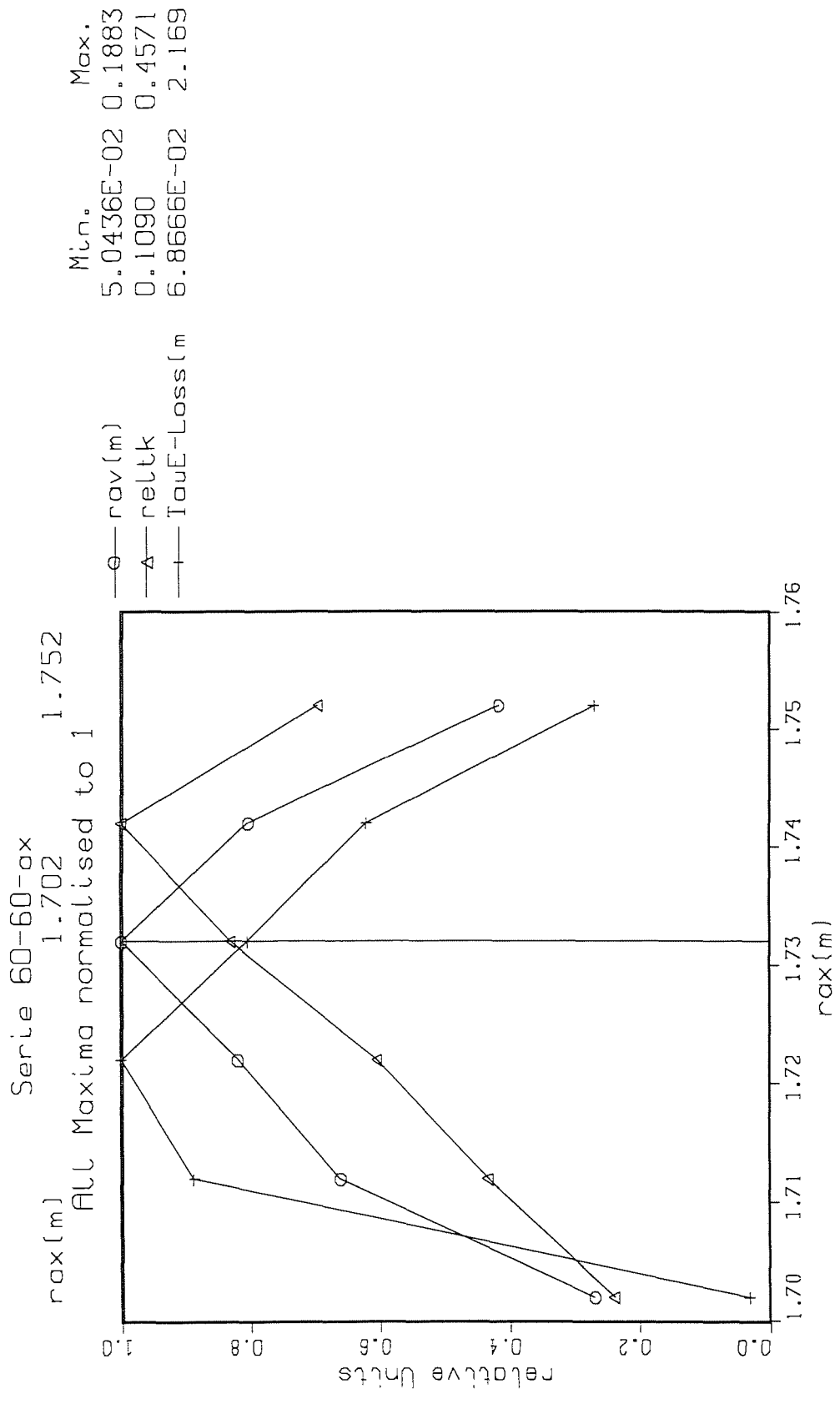
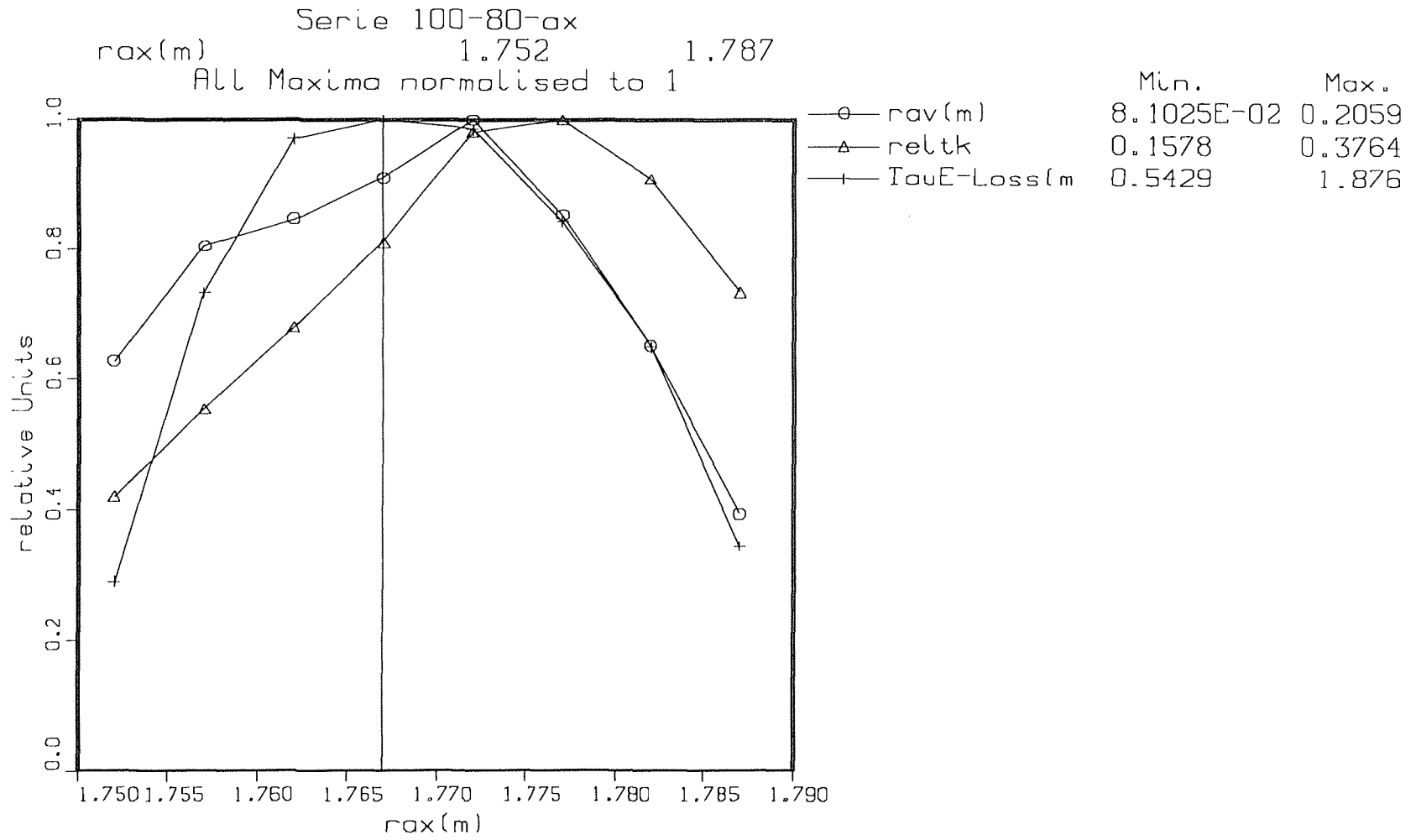


Fig.4.2

Fig.4.3



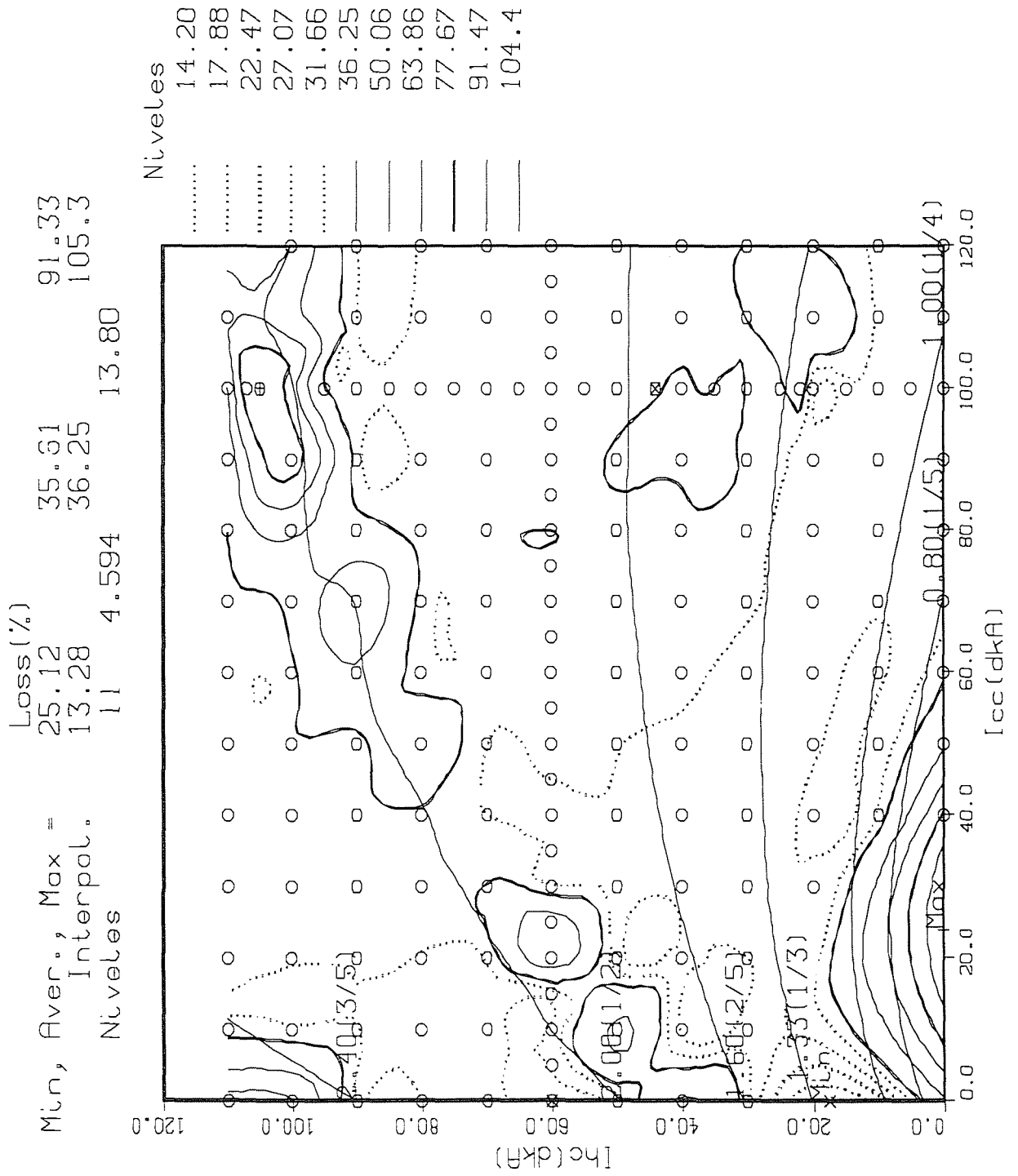


Fig.5.1

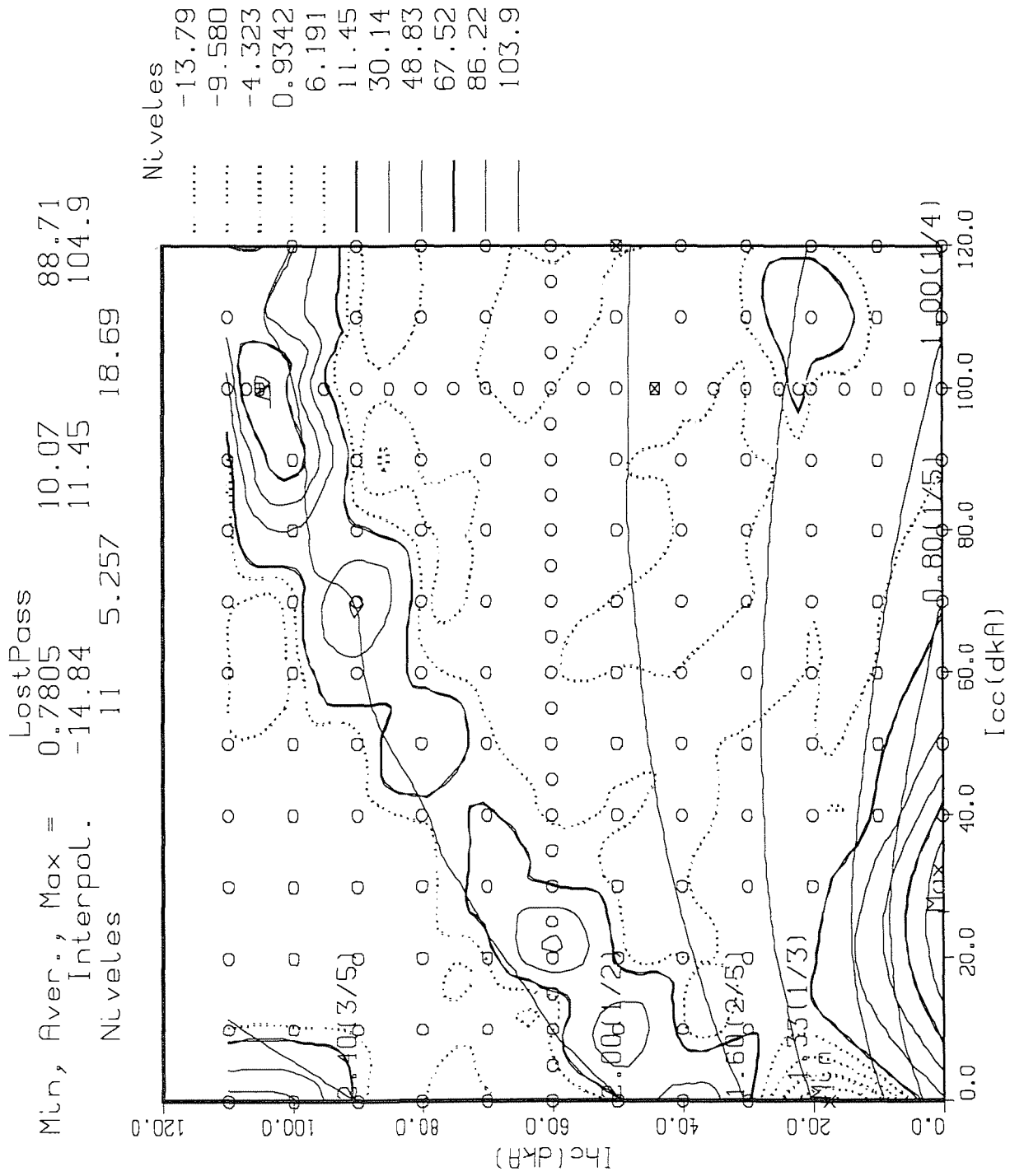
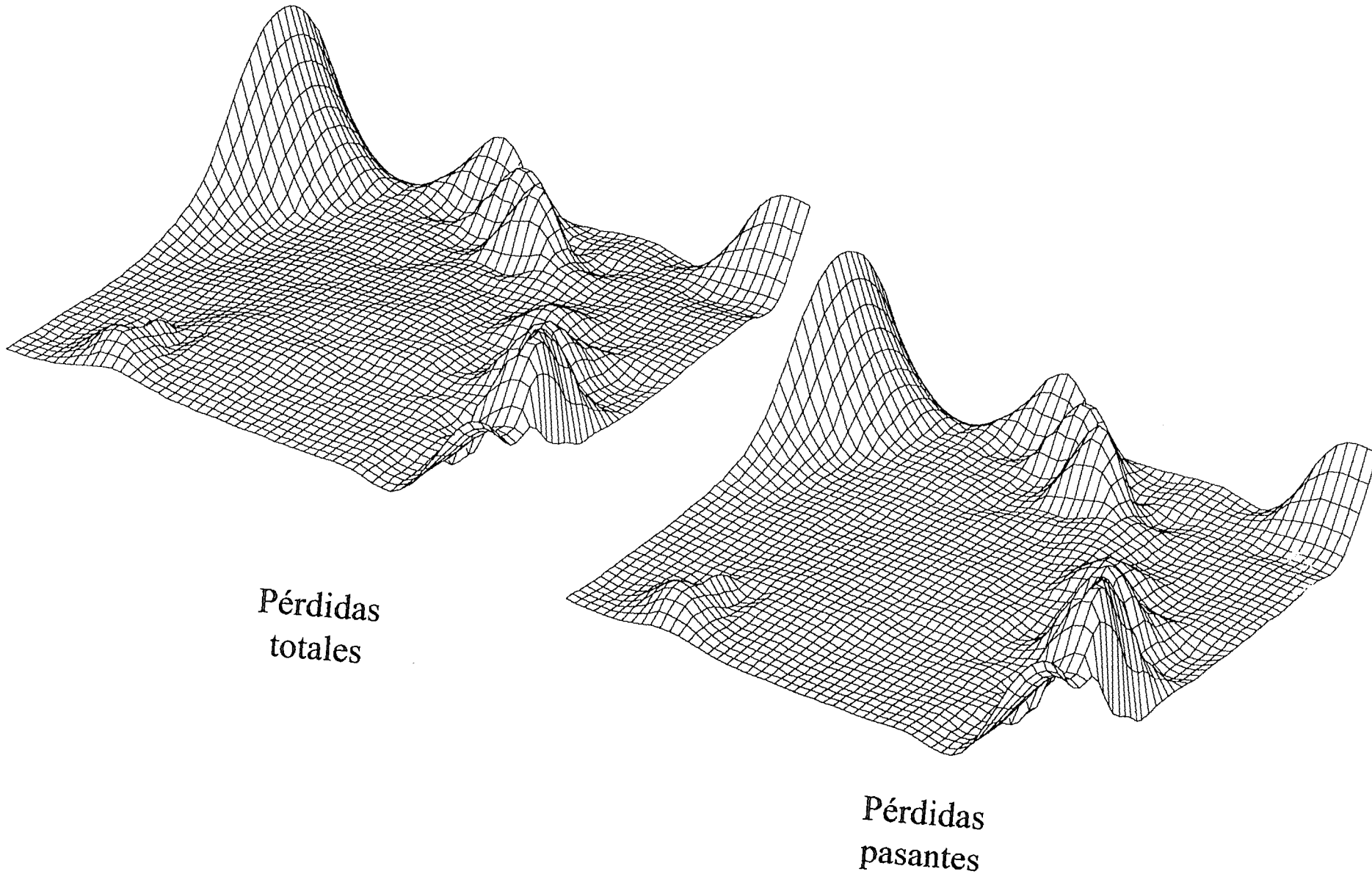


Fig.5.2

Fig. 5.3



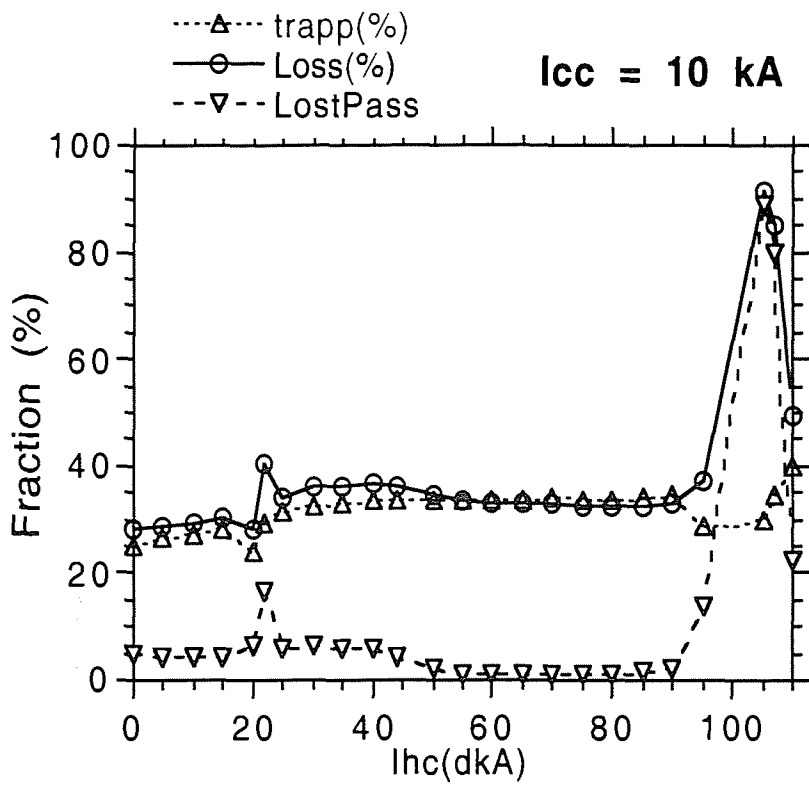


Fig.5.4

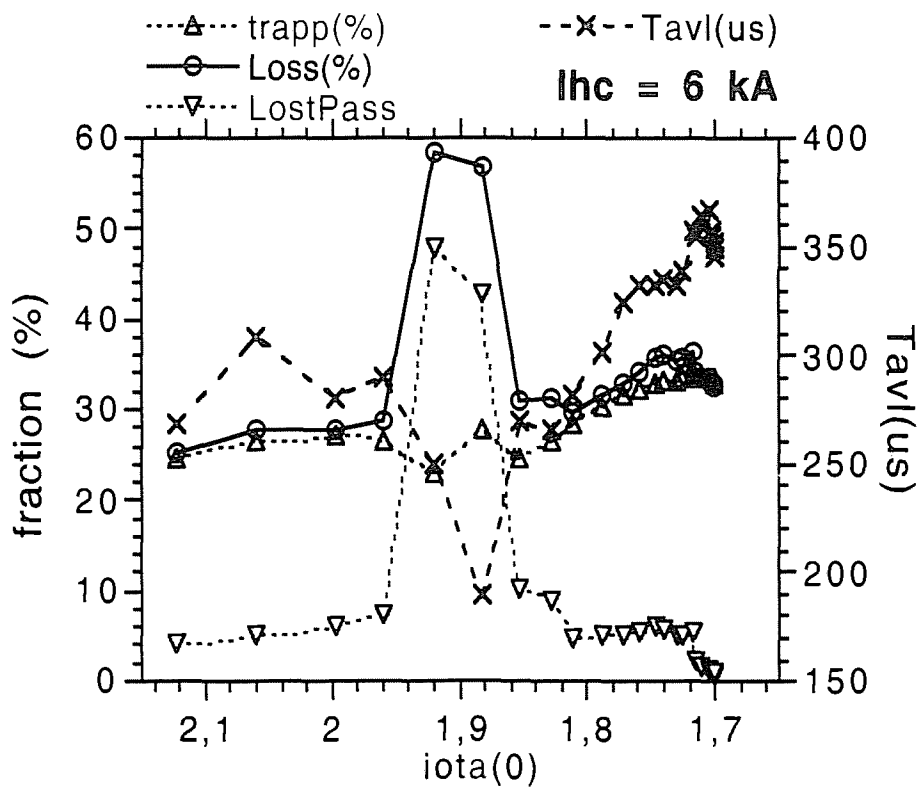


Fig.5.5

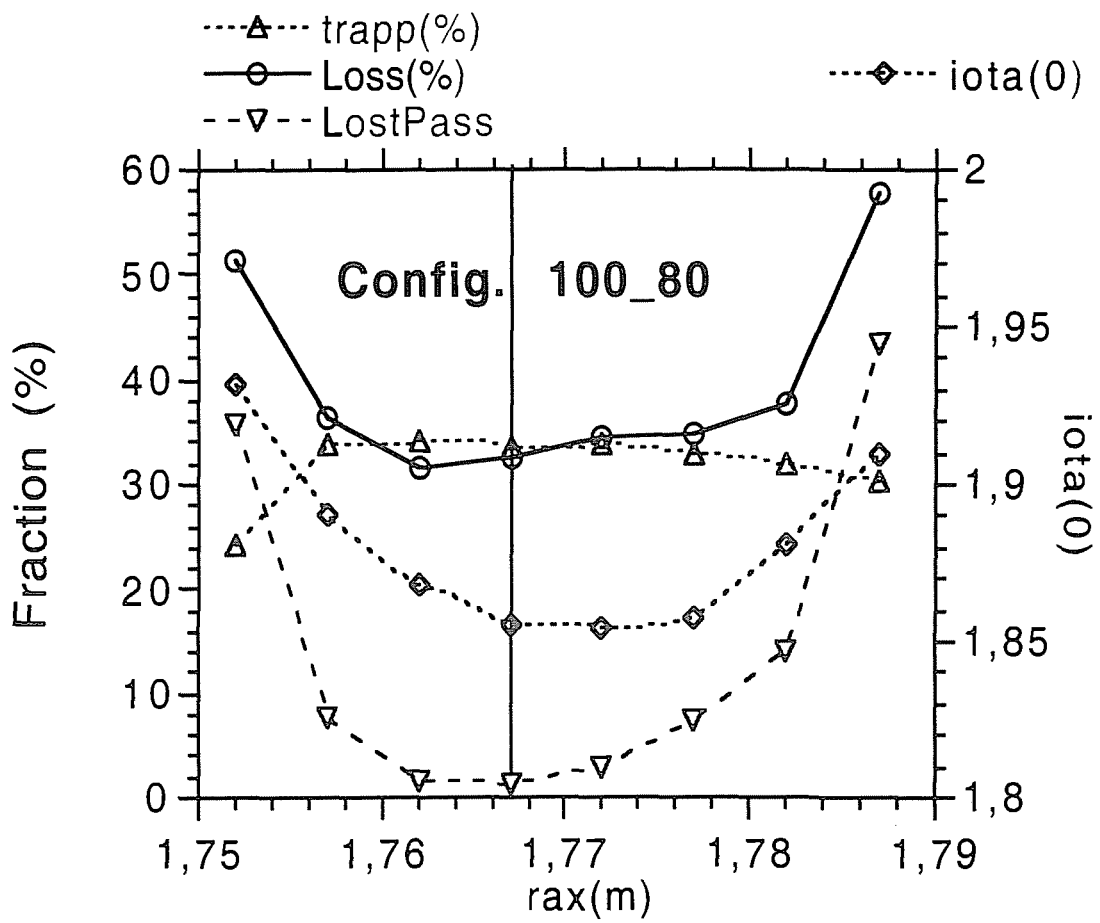


Fig.5.6

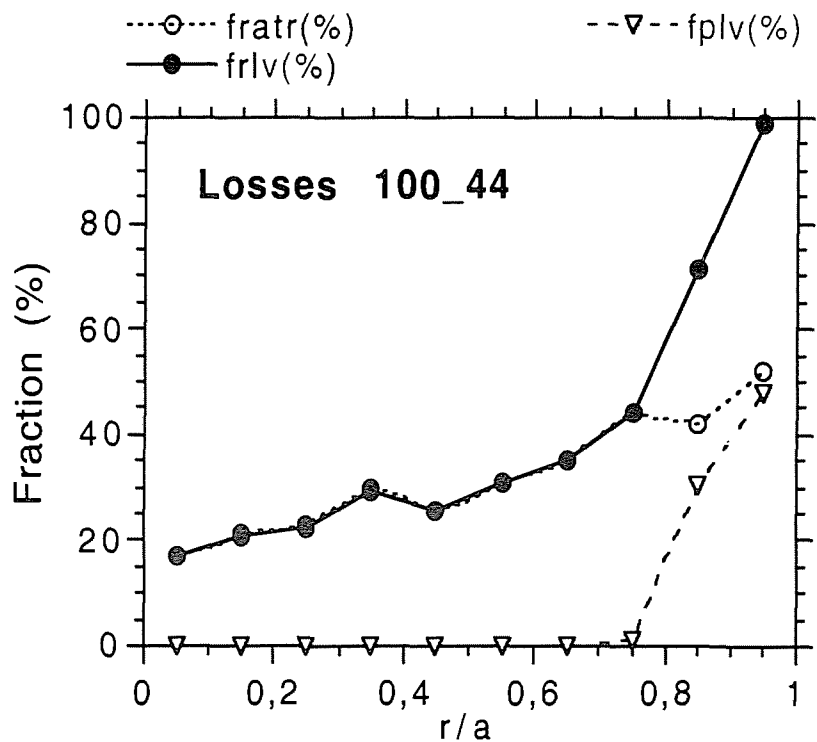


Fig.5.7

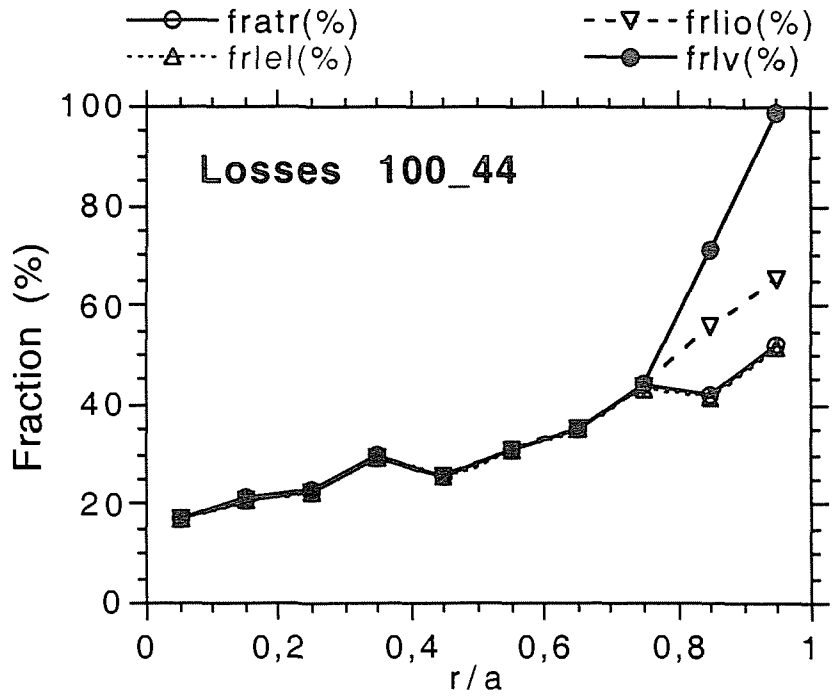


Fig.5.8

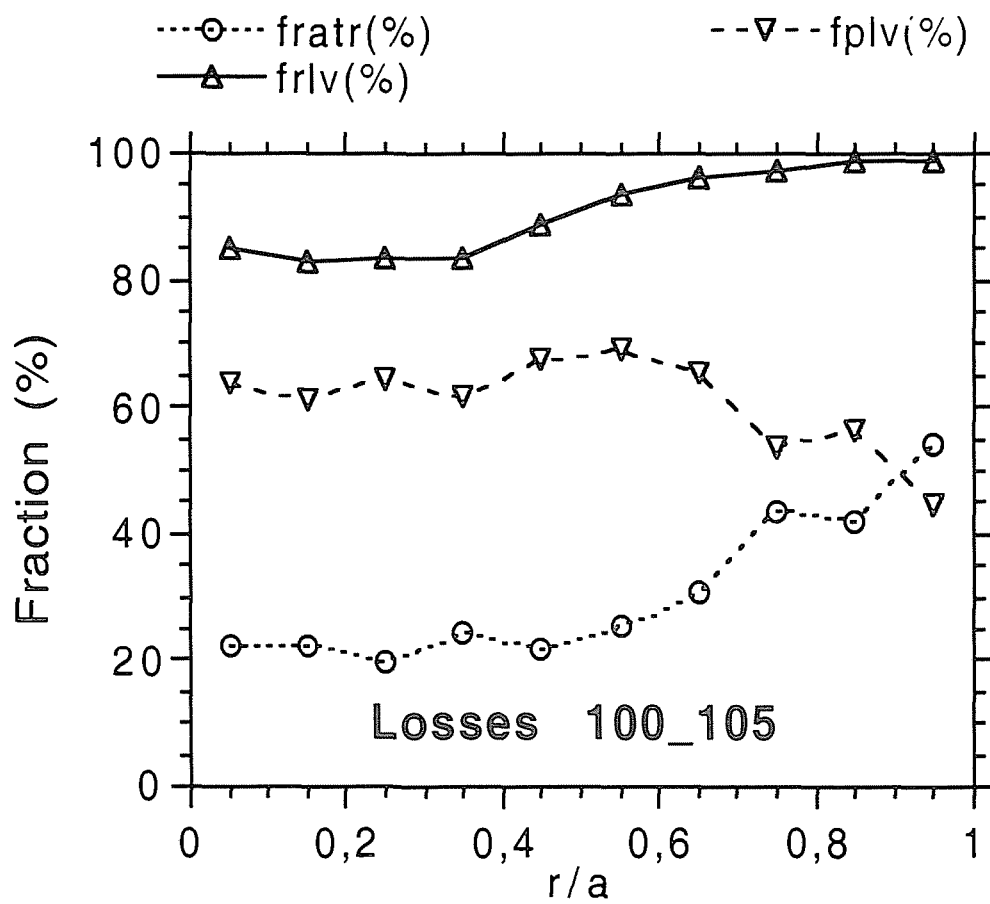


Fig.5.9

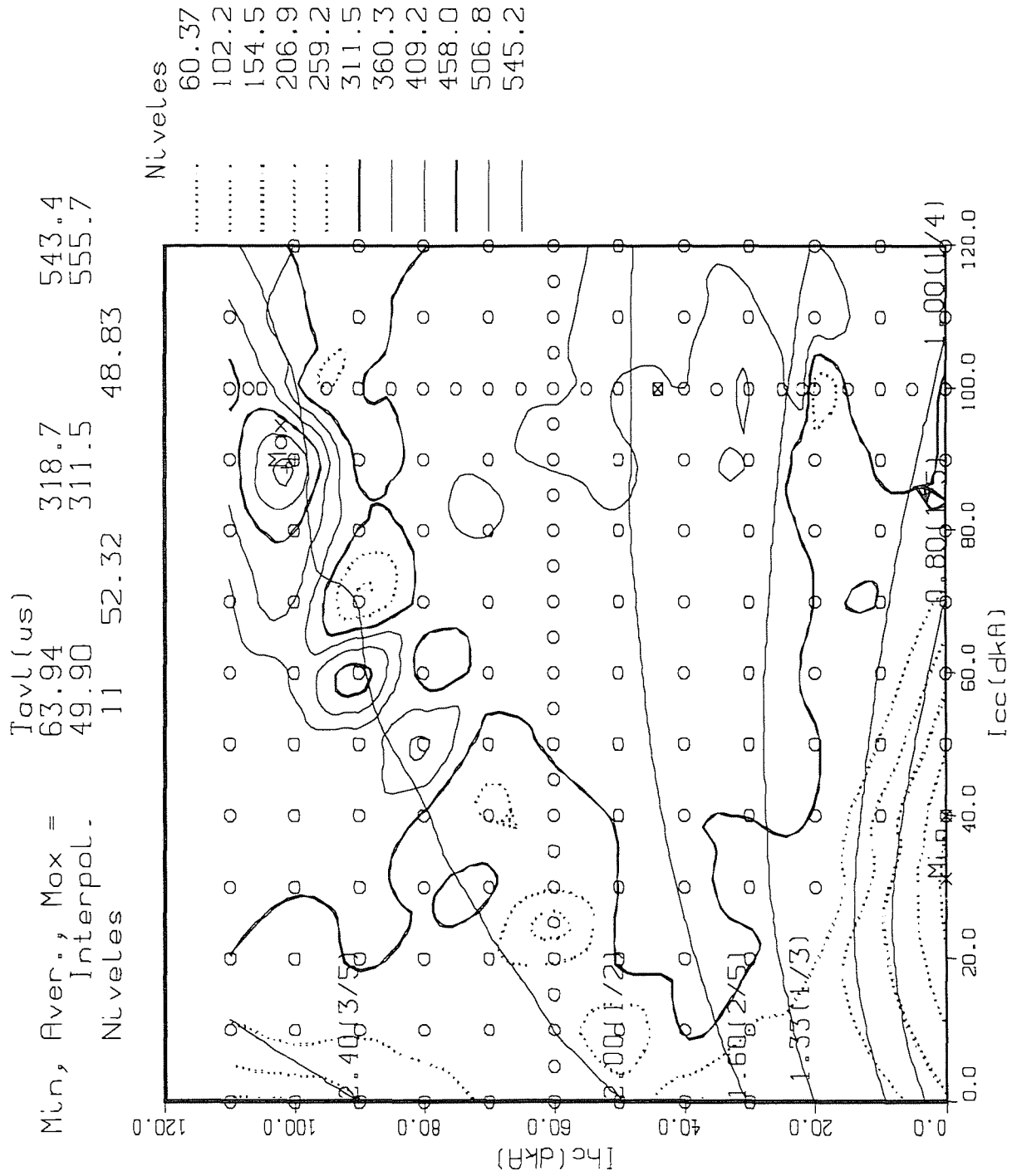


Fig.5.10

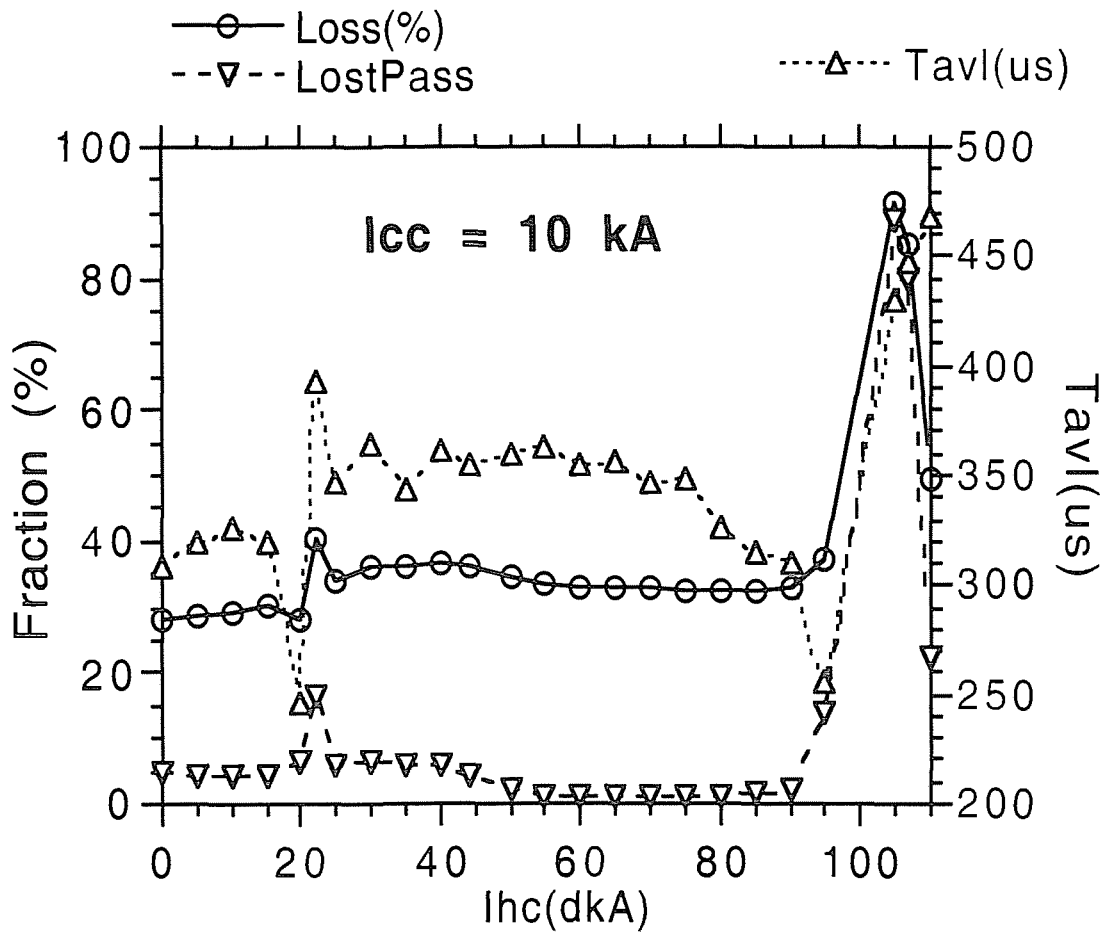


Fig.5.11

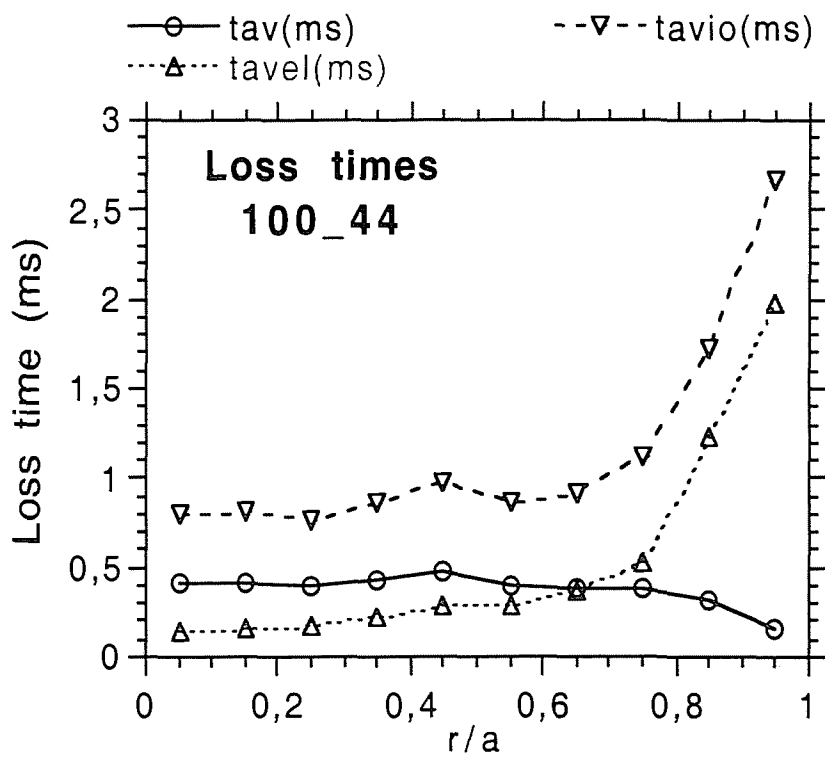


Fig.5.12

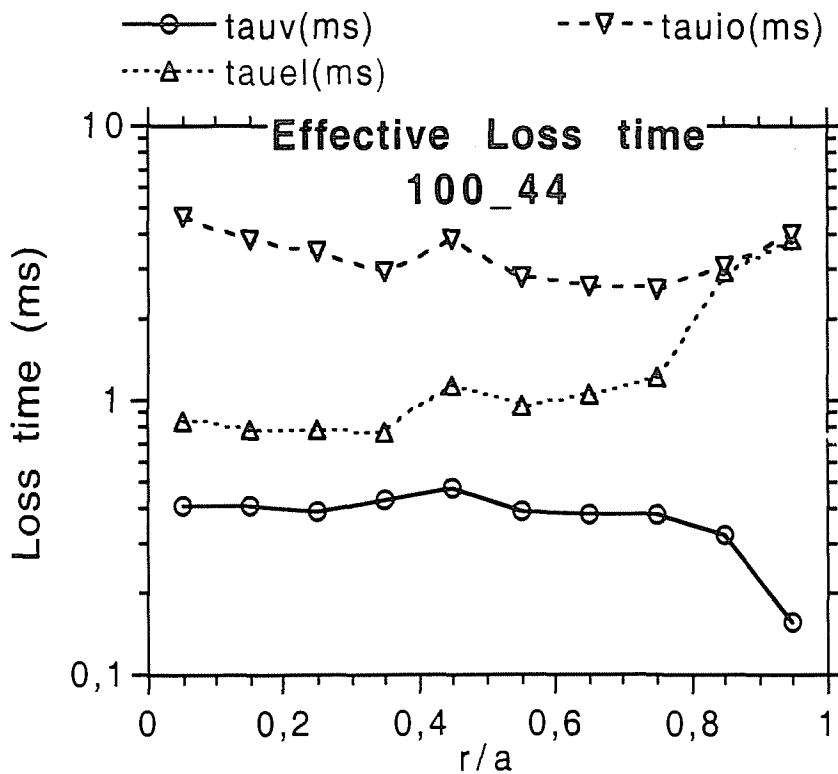


Fig.5.13

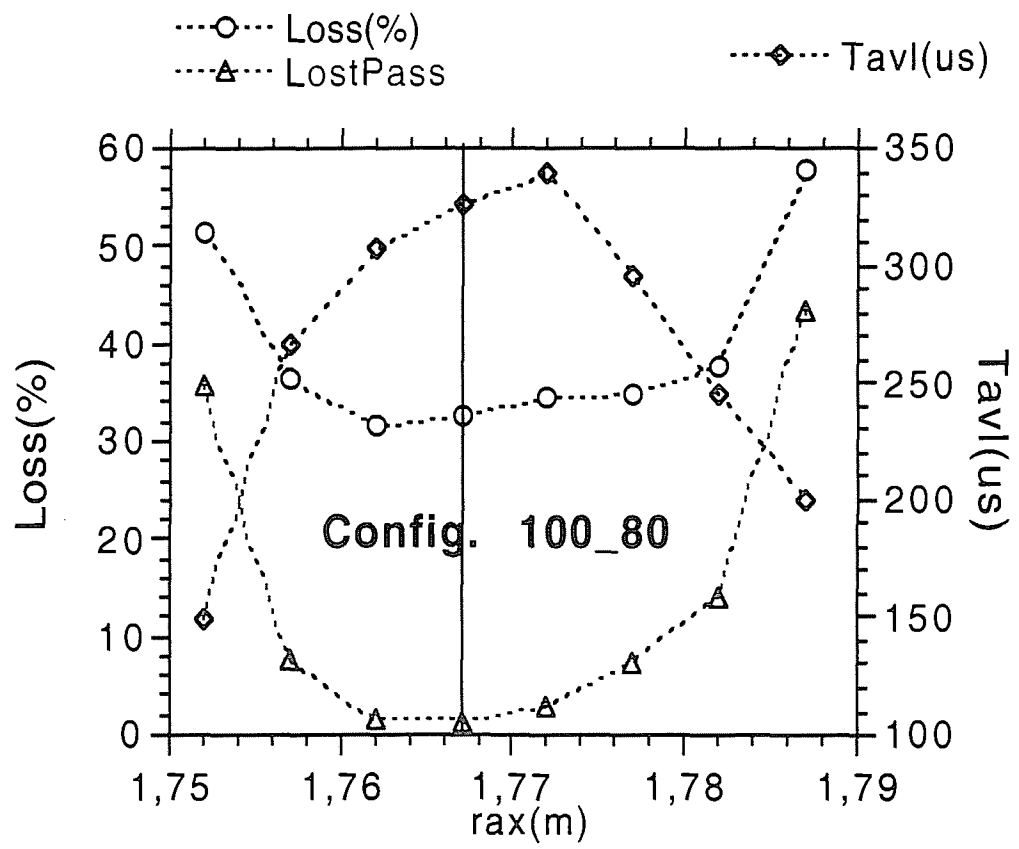


Fig.5.14

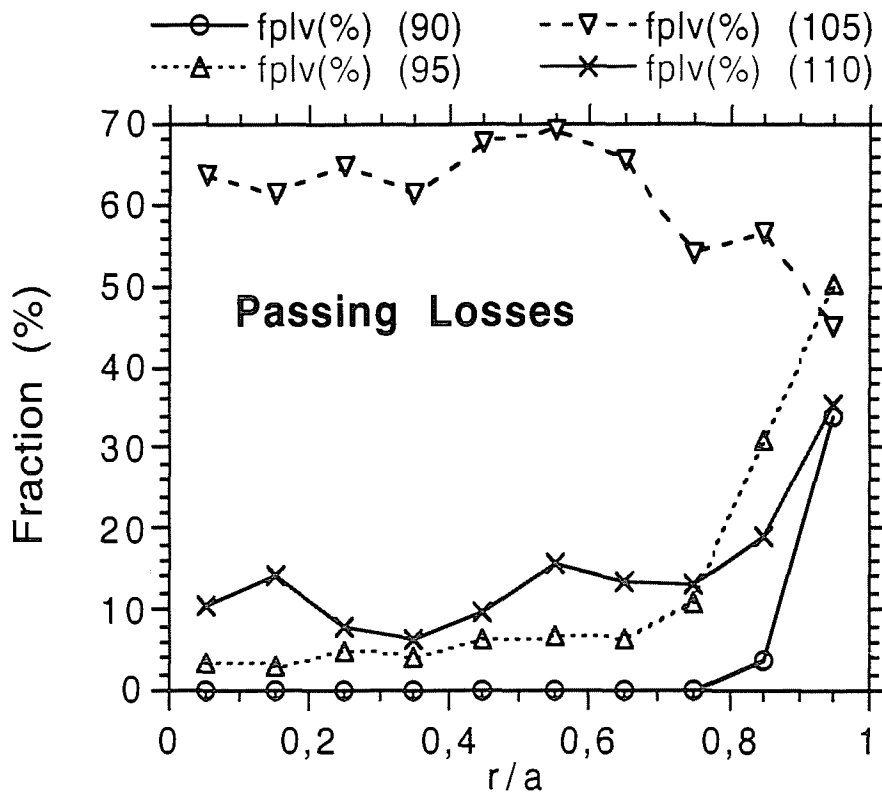


Fig.5.15

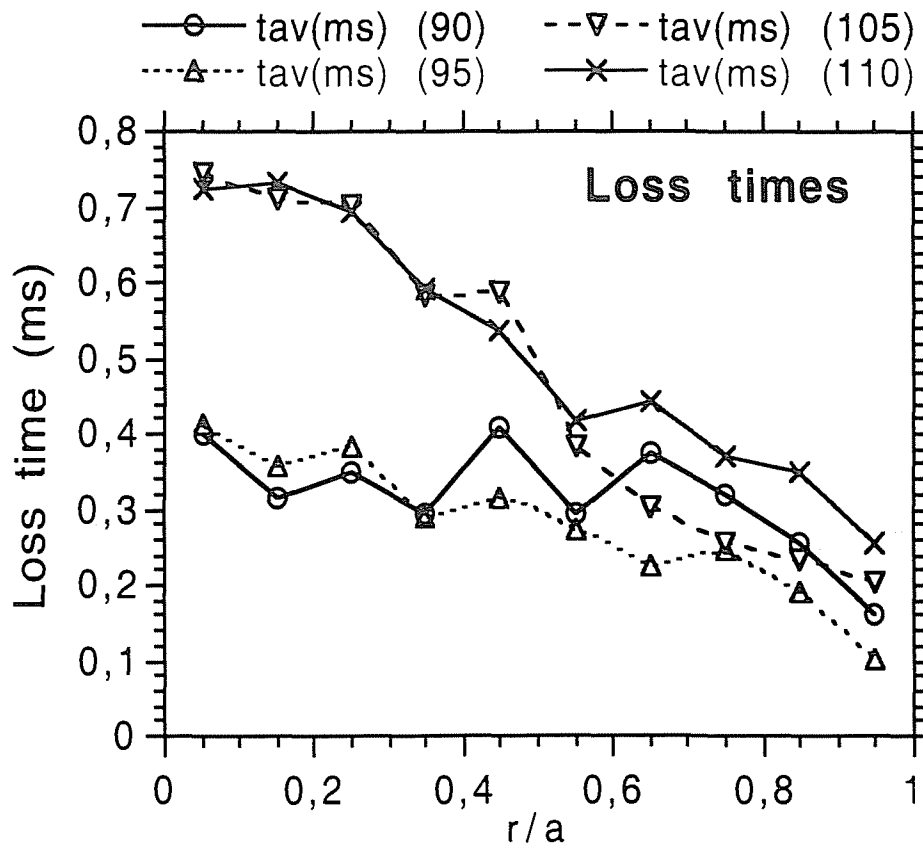


Fig.5.16

Max. 43.54
1, 1/10, 1/20 : 1.000
Original (0.5 keV) 2000.0 100
0.2840 0.1548
conf-c44

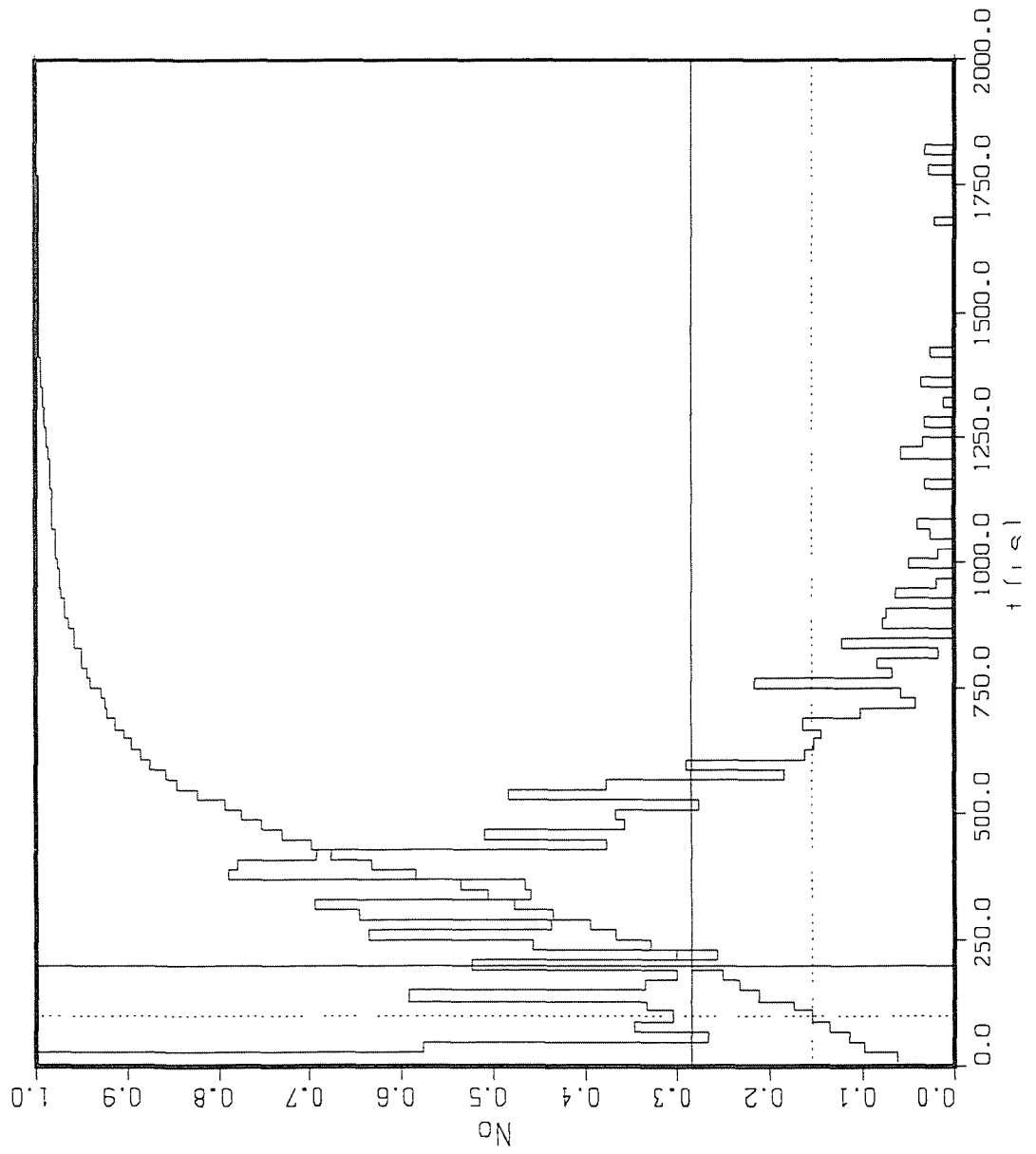


Fig.5.17

Max. 20.02 Electrones 100.0
 100, 10, 5 : 803.6 8.036 100
 0.8432 7.8140E-02 3.2548E-02
 conf-c44

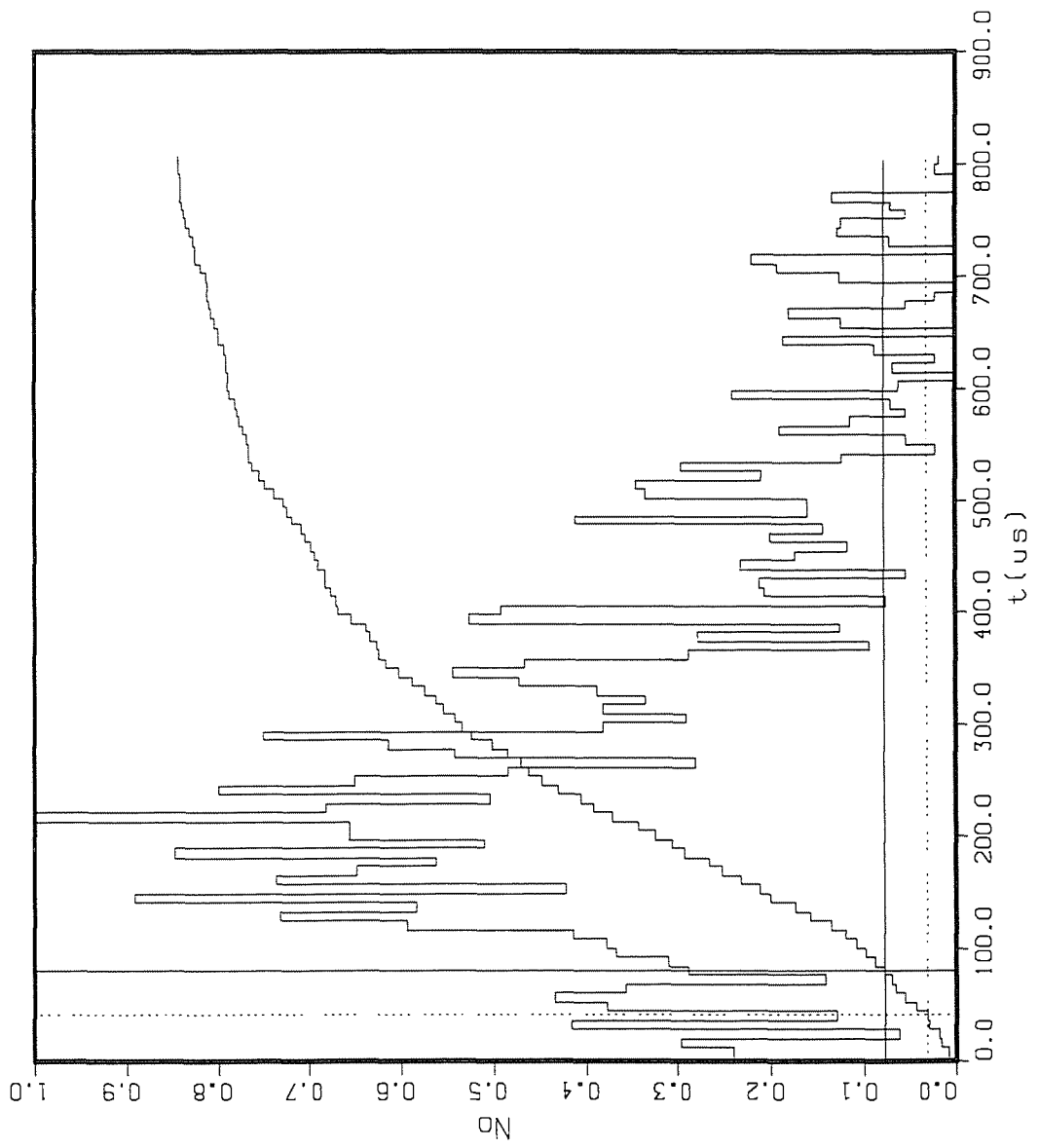


Fig.5.18

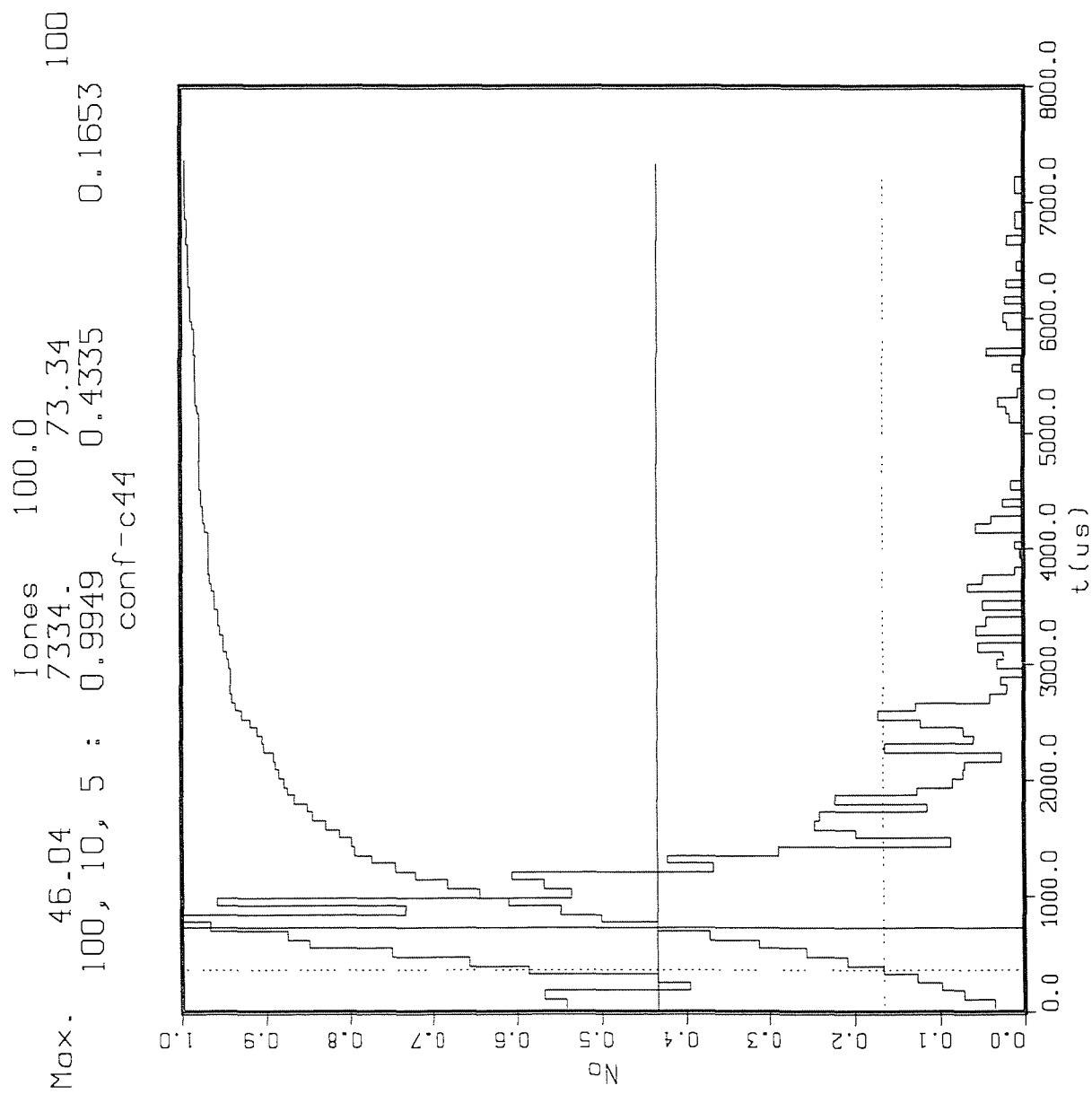


Fig.5.19

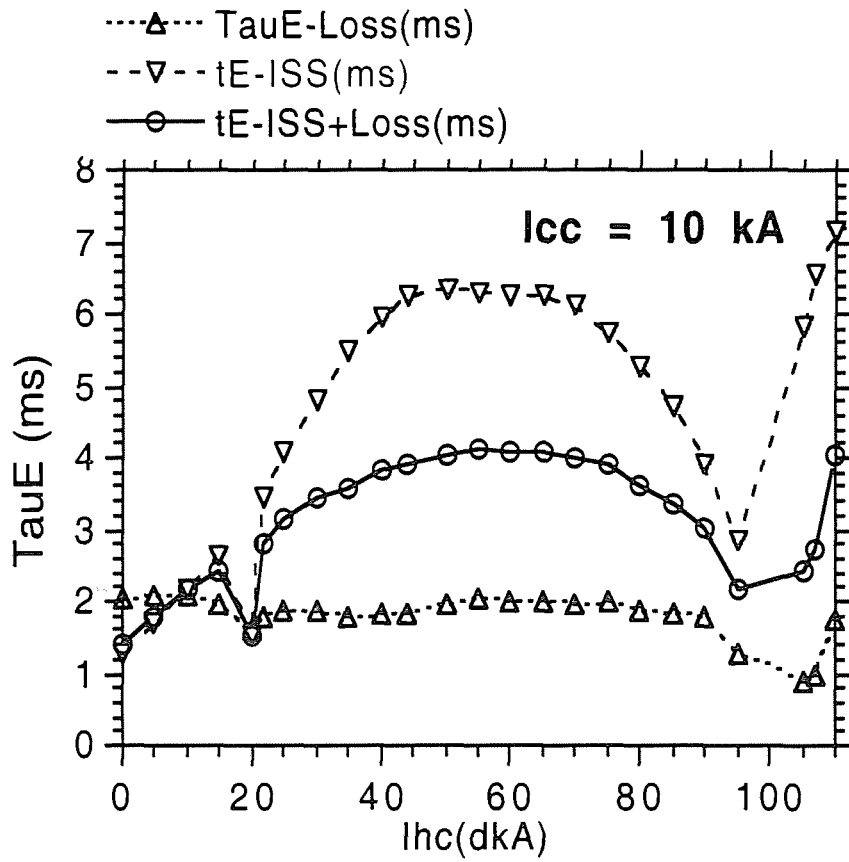


Fig.5.20

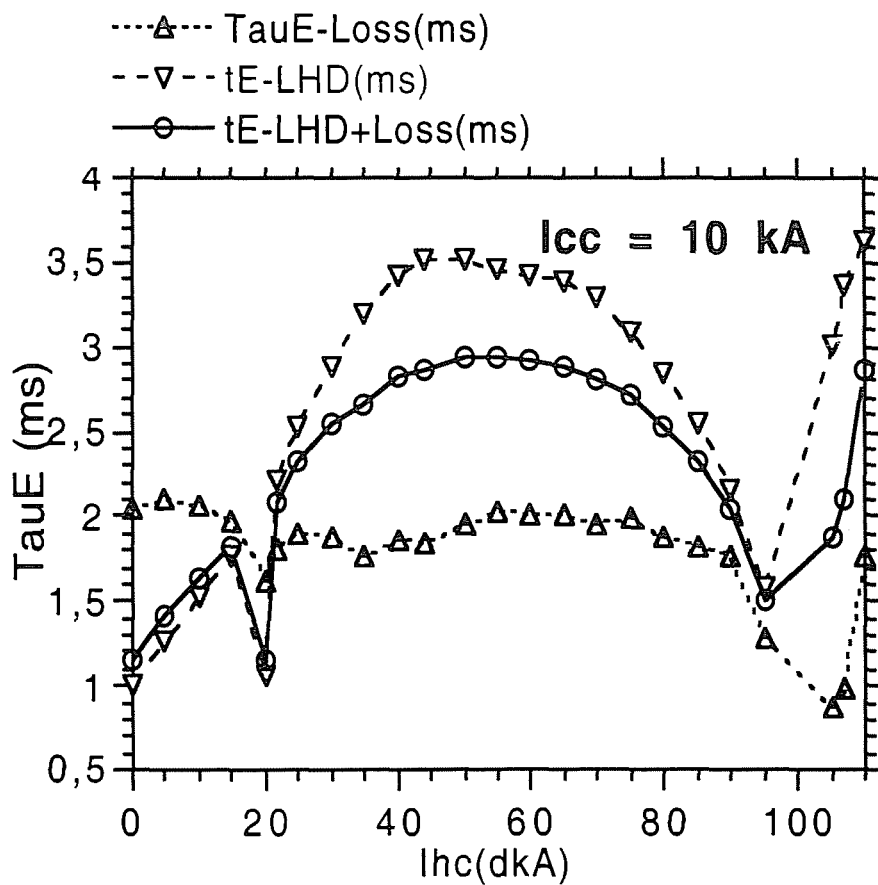


Fig.5.21

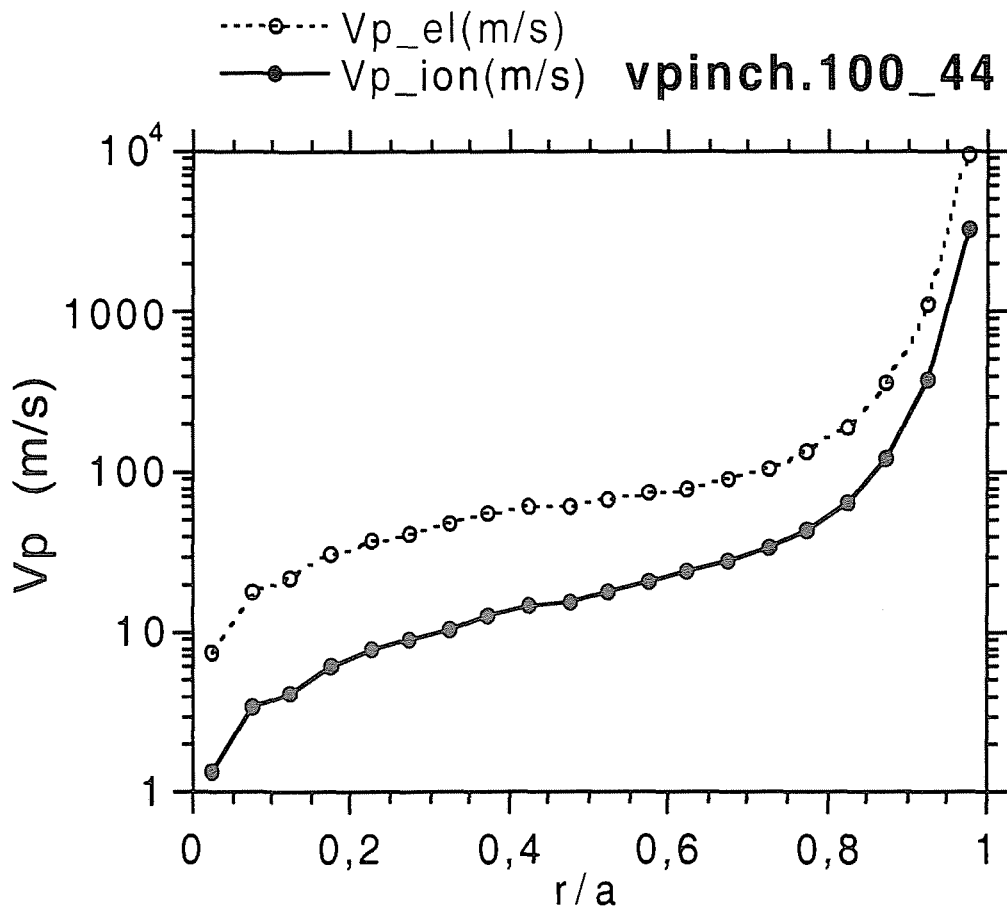


Fig.5.22