

Cálculos de Transporte para
la Configuración de Referencia
Durante la Inyección de
Neutros en el TJ-II

J. Guasp
F. Castejón
M. Liniers

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 56

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: 238-99-003-5

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700380;700412

PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATION; PARTICLE LOSSES;
NEUTRAL ATOM BEAM INJECTION; NUMERICAL ANALYSIS

“Cálculos de Transporte para la Configuración de Referencia Durante la Inyección de Neutros en el TJ-II”

Guasp, J.; Castejón, F.; Liniers, M.

89 pp. 38 fig. 14 refs.

Resumen:

En este estudio se discuten los cálculos de transporte durante la inyección de haces neutros en el TJ-II. Para todos estos cálculos se ha utilizado el código de Transporte en sistemas toroidales PROCTR. A causa de la complicada geometría del TJ-II ha sido necesario introducir algunas modificaciones en el código, no solo para la evaluación de tasas de absorción y perfiles de deposición de potencia, sino también para el tratamiento de la fase de transición entre ECRH y NBI y el ajuste de coeficientes de transporte para acomodarse a las predicciones de las diversas Leyes de Escala.

Los valores alcanzados para la β central a alta densidad (valor central del orden de $11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), en estado estacionario, se sitúan entre un mínimo de 1.9% para el caso de ajuste a la Ley de Escala GRB, máximos de 3.6 y 4.2% en las leyes que hacen intervenir explícitamente la transformada rotacional (ISS y LGS) y un valor intermedio de 2.8% para la Ley LHD. Los tiempos de confinamiento global de la energía se sitúan entre 3.9 y 8.8 ms, para los dos casos extremos y 5.6 ms para el caso LHD.

Tanto iones como electrones se encuentran claramente en régimen plateau, lo que contrasta con la situación inicial de partida, la fase de ECRH, en la cual los electrones se encuentran en régimen $1/\nu$, dominados por los efectos de ripple helicoidal.

La presencia de impurezas produce un ligero descenso de la potencia absorbida y de los valores de β alcanzables, aunque este descenso no empieza a ser importante más que con tasas de contaminación muy elevadas ($Z_{\text{eff}} > 4$).

Las densidades alcanzadas en estado estacionario permanecen siempre por debajo del límite de densidad semiempírico, independientemente del valor de Z_{eff} . Incluso durante la fase inicial de la inyección de neutros, en que la absorción puede llegar a ser muy baja, no se supera ese límite, al menos para valores de $Z_{\text{eff}} < 4$, por lo que la posibilidad de colapso radiativo durante la crítica fase de transición ECRH-NBI parece descartada.

“Transport Calculations for the Reference Configuration Under Neutral Beam Injection in TJ-II”

Guasp, J.; Castejón, F.; Liniers, M.

89 pp. 38 fig. 14 refs.

Abstract:

Transport calculations for the Reference Configuration under Neutral Beam Injection in TJ-II are discussed. For all these analysis the Transport Code PROCTR has been used but, in reason of the complex geometry of TJ-II, some modifications to the code have been needed, not only for the absorption, losses and deposition radial profile evaluations, but also for the treatment of the transition between ECRH and NBI or the fit of Transport Coefficients to the different Scaling Laws.

The attained central β values for high density (central value around $11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), in steady state, range between a minimum of 1.9% for the GRB law up to 3.6% or 4.2% for those laws that show an explicit dependence with the rotational transform (ISS and LGS), with an intermediate value of 2.8% for the LHD case. Global energy confinement times range between 3.9 and 8.8 ms for the two extreme cases and 5.6 ms for LHD.

As well ions as electrons are clearly in the plateau regime, in contrast to the ECRH phase where the electrons are well inside the $1/\nu$ regime, dominated by helical ripple effects.

The effect of impurities is to decrease slightly the absorption and the attainable β levels, but only for Z_{eff} values higher than 4 this degradation becomes important.

For the stationary state the density remains always below the semiempirical limit, independently of the Z_{eff} value. Even along the first stages of injection, where absorption can be rather low, the limit is not reached, at least for $Z_{\text{eff}} < 4$, so that radiative collapse along this critical phase should not to be expected.

INDICE

1. Introducción.
2. Método de cálculo:
 - 2.1 El Código PROCTR
 - 2.2 Tratamiento del ECRH.
 - 2.3 Tratamiento de la Inyección de haces neutros.
 - 2.4 Tratamiento de los coeficientes de transporte.
3. Situación durante la fase de ECRH
4. Resultados para la fase de Inyección de haces neutros:
 - 4.1 Elección de la estrategia de inyección de gas frío.
 - 4.2 Comportamiento de densidades y temperaturas.
 - 4.3 Comportamiento de la absorción de potencia y de las pérdidas.
 - 4.4 Comportamiento de tiempos de confinamiento y β .
 - 4.5 Dependencia con las leyes de escala
 - 4.6 Balances de potencia.
 - 4.7 Colisionales.
 - 4.8 Dependencia con la Z efectiva.
 - 4.9 Dependencia con el coeficiente de reciclado.
 - 4.10 Comportamiento de la densidad de neutros fríos.
 - 4.11 *Density Build-up*.
 - 4.12 Comportamiento del potencial eléctrico
 - 4.13 Corriente inducida.
5. Conclusiones

Apéndices

- A1. Datos de entrada para el caso genérico
- A2. Datos de entrada para un caso de ECRH
- A3. Datos de entrada para un caso de NBI
- A4. Principales modificaciones introducidas en el código PROCTR

Referencias

Lista de Tablas.

Lista de Figuras.

1. Introducción

En este estudio se discuten los cálculos de transporte durante la inyección de haces neutros (NBI) en el TJ-II. Extiende y agrupa resultados anteriores dispersos en diversas publicaciones [1],[2], etc.

Para todos esos cálculos se ha utilizado el código de Transporte en sistemas toroidales PROCTR [3], los modelos físicos incluidos se discuten en el §2.1. Sin embargo, en nuestro caso, el código ha tenido que ser modificado para acomodarse a la especial situación de la inyección de neutros en el TJ-II, no solo en cuanto a la correcta evaluación de tasas de absorción y perfiles de deposición de potencia (§2.3), sino también al tratamiento de la fase de transición entre ECRH y NBI (§2.2) y al ajuste de coeficientes de transporte para acomodarse a las predicciones de las diversas Leyes de Escala (§2.4).

Aunque la fase de ECRH no es el objeto de este estudio, sirve como punto de partida para la de NBI, por lo que será objeto de una breve discusión en §3.

Posteriormente, tomando la situación anterior como punto de partida, se presentan en el §4 los aspectos más importantes, desde el punto de vista de la inyección de neutros, del comportamiento de las magnitudes del plasma, tanto en el estado estacionario como en su evolución temporal. También se discuten las dependencias con respecto a los diversos factores: estrategia de inyección de gas (*gas puffing*, §4.1), ajuste a las diversas Leyes de Escala (§4.5), proporción de impurezas (§4.8), coeficiente de reciclado (§4.9), etc.

No obstante, algunos de esos puntos presentan limitaciones o incertidumbres que van a exigir la realización de futuros estudios específicos. P. ej. la determinación del perfil radial de neutros fríos (§4.10), extremadamente difícil en la complicada geometría del TJ-II, el tratamiento de las impurezas (§4.8) o el cálculo *autoconsistente* y la influencia del campo eléctrico radial (§4.12). En esos casos las discusiones presentadas aquí deben ser consideradas como provisionales.

Finalmente, este trabajo, que concierne exclusivamente a la configuración de referencia (Ref2) del TJ-II, constituye la base de partida de otro estudio, en curso, en el que se analizarán los efectos de configuración magnética en el transporte, para los que ya existen cálculos de absorción y pérdidas de haces neutros [4].

2. Método de cálculo

En todos los cálculos realizados para este estudio se ha utilizado el código de Transporte para sistemas toroidales PROCTR [3], no obstante, para su aplicación a la inyección de haces neutros (NBI) en el TJ-II ha sido necesario introducir algunos cambios, tanto en el tratamiento de la inyección de microondas (ECRH) durante la fase de transición a la de NBI (§2.2), como en la propia fase de NBI (§2.3), así como en el tratamiento de los coeficientes de transporte para su ajuste a las diversas leyes de escala (§2.4). Dado que las ecuaciones y términos fuente utilizados en el código están perfectamente descritos en [3] nos limitaremos aquí a enumerar los que han sido utilizados en estos cálculos (§2.1), detallando solamente los que han sido objeto de cambios (§§2.2 a 2.4).

2.1 El código de Transporte PROCTR

Como es usual en todos los códigos de transporte [3] se parte de unos perfiles radiales iniciales para las densidades y temperaturas, en coordenadas de flujo, perfiles que normalmente se “olvidan” a poco de iniciarse la evolución de la descarga, a lo que se añaden condiciones de contorno en el centro y borde del plasma.

Las condiciones de contorno en el eje magnético (centro del plasma) corresponden a la condición de simetría (derivada radial nula) en las distribuciones de densidad y temperaturas. En cuanto a las condiciones de contorno en la última superficie magnética no interceptada por la cámara de vacío (borde del plasma), por compatibilidad con el código Fafner-2 utilizado para el cálculo de la absorción y pérdidas de NBI ([4],[5]), se ha considerado, en nuestro caso, que siempre se mantienen valores fijos en el borde (10^{12} cm^{-3} para la densidad, 20 eV para las temperaturas electrónica e iónica). Los resultados que se obtienen para las magnitudes principales no dependen críticamente de esos valores arbitrarios.

Con estos perfiles iniciales y condiciones de contorno se resuelven las ecuaciones monodimensionales de evolución temporal para la difusión-convección en geometría pseudo-cilíndrica con métrica dada por las superficies de flujo obtenidas del código de equilibrio VMEC [6] para cada configuración magnética del TJ-II.

Los términos fuente incluidos en nuestro caso son los siguientes [3] (como ya se ha indicado, los coeficientes de transporte serán analizados separadamente en §2.4) :

a) Para la temperatura electrónica, aparte del aporte externo de potencia debida tanto a ECRH (§2.2) como a NBI (§2.3), las pérdidas por reionización y radiación (Bremmstrahlung e impurezas) y la transferencia de energía de los electrones a los iones.

b) Para la temperatura iónica se considera el aporte de potencia externa debido a NBI (§2.3), la transferencia de energía de los electrones a los iones y las pérdidas por intercambio de carga (CX) debidas al fondo de neutros fríos.

c) Para la densidad de iones H aparecen el incremento de densidad debido al aporte de iones térmicos originados por NBI (*density build-up*, §§2.3 y 4.11) y el debido a la ionización del fondo de neutros fríos.

Este fondo de neutros fríos se calcula mediante una ecuación de Boltzmann monodimensional en geometría cilíndrica que tiene en cuenta el reciclado en la pared, tanto de los flujos de partículas procedentes del plasma como los debidos a las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos originados por NBI (§2.3), así como el aporte debido a

la inyección de gas frío (*gas puffing*) y a la ionización. Con esto es posible calcular la penetración de esos neutros en el interior del plasma. Esta población juega un papel muy importante en las pérdidas de CX de los iones procedentes de NBI, que no deben confundirse con las debidas al CX de los iones térmicos del plasma (§2.1.b), ya que esas pérdidas pueden ser fuertemente predominantes durante los primeros momentos de la inyección [4], §2.3.

La complicada geometría tridimensional del TJ-II hace imposible, de momento, un tratamiento correcto de esa población. En ausencia de algún código especializado (EIRENE, DGAS, etc.), lo menos inadecuado es utilizar esta aproximación 1-D manteniendo la geometría cilíndrica ya que la alternativa en el código PROCTR, geometría plana, no es adecuada para el TJ-II, dada la cercanía de la pared del Hard Core (HC) al eje magnético y la fuerte no circularidad de las superficies magnéticas, con lo que se infravaloraría la densidad de neutros fríos en el eje.

Aunque la mayor parte de los resultados presentados aquí corresponden al caso de ausencia de impurezas ($Z_{\text{eff}} = 1$), también se ha considerado su influencia. En este caso se añade una ecuación suplementaria de evolución-difusión para la densidad de impurezas que, dado que en la fase de NBI las protecciones serán de grafito [7], se considera constituida por átomos de C, utilizándose el modelo “Z-Average” [3] para su tratamiento y para el cálculo de las pérdidas por radiación, con una proporción inicial adecuada al valor de la Z efectiva considerada y con perfil radial similar al de la densidad de iones H. Como se expondrá en §4.8 las diferencias con el caso de $Z_{\text{eff}} = 1$ son meramente cuantitativas, no obstante, este tema será objeto de un futuro estudio más detallado.

Finalmente conviene indicar que en PROCTR no existe, todavía, un tratamiento adecuado, autoconsistente, para el campo eléctrico radial ambipolar. En consecuencia los coeficientes de transporte que podrían venir afectados por ese campo (términos neoclásicos de *ripple* helicoidal) se han tomado siempre con los valores correspondientes a campo eléctrico nulo, lo que, en principio, debería corresponder a la situación más desfavorable. Por otro lado el valor del potencial y del campo eléctrico radial calculados por el código (§4.12) corresponden a una situación de equilibrio de las fuerzas radiales en el plasma con ausencia de rotación poloidal, por lo que esos valores deben ser tomados con prudencia ya que no tienen en cuenta ningún efecto ambipolar.

El tratamiento autoconsistente del campo eléctrico radial ambipolar no puede ser abordado, de momento, aunque será objeto de estudios futuros que extiendan los cálculos preliminares efectuados para el caso cero-dimensional analizado en Ref.[8].

Por último, conviene destacar que el código ha sido instalado en la Cray T3E del CIEMAT, cada simulación individual tarda aproximadamente lo mismo que en el Alpha-8500 (Fusc, en donde se encontraba instalado previamente), es decir unos 40 seg. de CPU para un caso de NBI y un solo procesador, ya que el código en si no paraleliza. Por el contrario, para efectuar amplios recorridos de parámetros y estudiar dependencias o, en menor medida, efectuar ajustes a leyes de escala, la paralelización puede ser efectuada eficientemente, obteniéndose ahorros de tiempo efectivo de más de un factor 10.

Los Apéndices 1 a 3 reproducen los datos de entrada de algunos casos típicos, mientras el A4 enumera los cambios efectuados en el código.

2.2 Tratamiento del ECRH

Aunque en este estudio no se aborda el tratamiento de la fase de ECRH [9] sí que ha sido necesario efectuar alguna modificación para tratar adecuadamente la transición entre ECRH y NBI.

El perfil radial de densidad de potencia ECRH absorbida, calculado mediante trazado de rayos [10] para la configuración de referencia del TJ-II, para una frecuencia de 53.2 GHz y suponiendo una potencia total inyectada de 800 kW (la que cabe esperar que se encontrará disponible, como valor mínimo, cuando pueda comenzarse la fase de NBI) aparece, en trazo continuo grueso, en la [Fig.2.2.1a](#) (Fig. superior). Ese perfil, con las modificaciones que se comentarán a continuación, es el que se ha utilizado para todos estos cálculos. Evidentemente, en su momento, será sustituido por el perfil radial experimental.

Para el cálculo de ese perfil se supone que la densidad electrónica se mantiene siempre por encima del valor de corte (unos $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), no obstante durante NBI la densidad aumenta debido al aporte del propio haz y esa situación deja de ser cierta en unos pocos mseg. Por lo tanto hay que considerar que tanto ese perfil radial como la potencia absorbida se modifican con la densidad y, por consiguiente, con el tiempo.

En nuestro caso se ha supuesto que a medida que la densidad electrónica aumenta, la potencia absorbida en toda la región en donde la densidad local supera a la de corte se hace nula. Esto es visible en las caídas abruptas de la [Fig.2.2.1a](#) que van estrechando paulatinamente, hacia el borde externo, la parte no nula del perfil a medida que crece la densidad. Evidentemente un cálculo correcto exigiría la repetición del trazado de rayos para cada una de esas situaciones.

Este estrechamiento hacia fuera del perfil radial trae consigo una disminución progresiva de la potencia total absorbida (que es la integral de volumen de esa densidad de potencia), esto aparece en la [Fig.2.2.1b](#) (Fig. inferior), en donde se observa que la potencia total absorbida se mantiene en 800 kW hasta el momento en que el valor central de la densidad llega a $1.75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, a partir de ahí esa potencia comienza a decrecer y se reduce a 370 kW para un valor central de $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y a menos de 100 kW para $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, con la concentración periférica mencionada.

Sin embargo en esos cálculos no se ha utilizado ninguna simulación de transporte, la densidad, con perfil puramente parabólico, se ha modificado como una simple variable independiente.

Una situación más realista, en la que si que está implicado el transporte (coeficientes ajustados a la ley LHD, $Z_{\text{eff}}=1$, inyección de dos haces neutros balanceados de 40 keV y 930 kW cada uno) aparece representada en la [Fig.2.2.2a](#) que muestra la evolución de las diversas potencias absorbidas (tanto ECRH como NBI) durante los primeros 40 mseg. de la inyección (que se supone, arbitrariamente, que empieza en $t = 30$ mseg.). Se observa claramente la disminución paulatina del aporte del ECRH a la vez que la potencia absorbida de NBI crece monótonamente. En estas circunstancias la contribución del ECRH se hace despreciable más allá de unos 30 ms después del inicio de la inyección.

Sin embargo ese modelo no tendría en cuenta los efectos de absorción en “paso múltiple” que puede producirse por reflexión de las microondas en la zona de corte y reflexión y dispersión posteriores en las paredes de la cámara de vacío. Los perfiles y valores totales de absorción, en esas circunstancias, serían difícilísimos de calcular en la complicada geometría del TJ-II.

Por esa causa: incertidumbre en los perfiles y en la absorción total debida a los efectos de paso múltiple, se ha preferido en todos los cálculos suponer que la inyección de

microondas se corta externamente en el momento del inicio de NBI y que, junto con los efectos mencionados anteriormente, la potencia de inyección decrece linealmente a cero en un tiempo de 2 mseg. Esta es la situación que presenta la [Fig.2.2.2b](#). Los cálculos de transporte demuestran que, salvo en las primeras decenas de mseg. de la descarga, los resultados correspondientes a ambos casos son muy similares. Como éste corte brusco correspondería al caso más desfavorable: aquel en el que la transición entre los dos escenarios de inyección fuera la más abrupta, se ha preferido utilizar siempre este segundo modelo.

2.3 Tratamiento de la inyección de haces neutros

La geometría complicada del TJ-II y el hecho de que la absorción de neutros y sus pérdidas dependen fuertemente tanto de la densidad del plasma como de la de gas frío (a causa de las pérdidas por CX), hace indispensable una modificación en el tratamiento que el código PROCTR da a este tema.

En nuestro caso todos los cálculos de absorción y pérdidas de neutros se han realizado, separadamente, con el código Fafner-2 [4],[5], un código de Montecarlo que utiliza coordenadas de flujo (Boozer [11]), que sigue las órbitas de los iones rápidos en la aproximación centro-guía y tiene en cuenta los efectos de las pérdidas directas, *pitch-angle scattering*, moderación y difusión de energía, etc. Los datos de entrada para ese código consisten, aparte de los referentes al sistema y condiciones de inyección, en los perfiles radiales de densidad de iones, de temperaturas y de densidad de neutros fríos, que a lo largo del cálculo se mantienen fijos.

Naturalmente lo ideal hubiera sido acoplar ese código de Montecarlo con el de transporte y obtener así perfiles de densidad y de absorción autoconsistentes. Desgraciadamente esto no es posible ya que el código de Montecarlo exige tiempos de CPU muy considerables si se quiere obtener estadística suficiente [4], por lo que ha sido necesario recurrir a un proceso iterativo de unos pocos pasos. Se parte de perfiles de densidad y temperaturas razonables, Fafner-2 proporciona los perfiles de absorción, éstos se introducen en PROCTR que, a su vez proporciona unos perfiles de densidad y temperatura consistentes con los de absorción, éstos se vuelven a introducir en Fafner-2 y así sucesivamente hasta lograr un acuerdo razonable.

De esta manera se han construido “tablas” que proporcionan los perfiles radiales y las tasas de absorción y pérdidas para varios valores de la densidad media en volumen y de la energía de inyección [4], separadamente para los casos de inyección CO y COUNTER, para cada una de las configuraciones magnéticas seleccionadas y con un ajuste analítico para varios valores de Z efectiva. Estas tablas se utilizan posteriormente en PROCTR para interpolar todas esas magnitudes a los valores instantáneos de la densidad. Es muy importante no olvidar esta estrecha conexión entre densidad y potencia absorbida en el caso de NBI, conexión que permite clarificar algunas de las aparentes paradojas que presentan, en ocasiones, los resultados.

Un ejemplo de resultados correspondientes a esas tablas aparece en la [Fig.2.3.1](#). La parte superior presenta la variación de la absorción (como fracción de la potencia entrante en el toro) y de los diversos tipos de pérdidas en función de la densidad central. El caso mostrado corresponde a inyección balanceada a 40 keV para la configuración de referencia (Ref2). Se observa el claro predominio de las pérdidas de *shine-through* y de CX a baja densidad, aunque éstas decrecen muy fuertemente al aumentar esa densidad, de modo que, aunque las pérdidas de iones rápidos (fundamentalmente las directas) crecen,

la absorción total alcanza muy rápidamente valores elevados, un 63% a “alta” densidad (valor central $11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). A esa energía la mayor parte de la potencia absorbida (un 82%) se la llevan los electrones [4].

Por su parte la [Fig.2.3.1b](#) muestra los perfiles radiales de absorción del caso anterior para varias densidades centrales. Se observará el progresivo ensanchamiento del perfil a medida que crece la densidad y la incipiente aparición de oquedad central para las densidades más altas.

Pues bien, cada pocos pasos temporales (lo que se precisará más adelante), el código PROCTR accede a esas tablas (que son leídas de ficheros externos la primera vez que se necesitan) e interpola con respecto al valor de la densidad electrónica media en volumen (que es menos sensible que el valor central), a la *Zeff* media y a la dirección de inyección, obteniendo las tasas y el perfil radial de absorción, la fracción de potencia que se llevan los iones y las pérdidas por *shine-through* y de iones rápidos (directas y colisionales) que son utilizadas por PROCTR como perfil de deposición para el cálculo de momentos de la ecuación de Fokker-Planck para los iones rápidos, del aporte de densidad (*density build-up*), de corriente eléctrica inducida, etc.

Además las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos van a ser recicladas en la pared de la cámara de vacío (VV) y, por consiguiente, van a introducir partículas en el plasma, por ello esas tasas de pérdidas son utilizadas para generar una inyección ficticia de gas frío (*gas puffing*), que contribuye al aporte de densidad (cf. §§4.1 y 4.11).

Por último las pérdidas por CX debidas a los haces neutros son reevaluadas por el código de transporte, teniendo en cuenta el perfil de densidad de neutros fríos instantáneo, los valores de esta magnitud suministrados por las tablas se descartan.

Esta reevaluación de perfiles de absorción se efectúa siempre que la alteración en densidades y temperaturas supere el 1% (variables [dtch](#) y [dtcgl](#) en [namelist data8](#) de PROCTR, [A3](#)) respecto a la última reevaluación.

Por último se supone siempre que la inserción (y final) de la inyección tienen lugar con un tiempo de establecimiento finito (*turn-on time*), usualmente de unos 5 mseg., que puede ser variado. Así si la inyección comienza en $t = 30$ mseg., con una potencia de 930 kW por haz, este último valor no se alcanzará hasta los 35 mseg., produciéndose, entre tanto, un crecimiento lineal (cf. [Fig.2.2.2](#)).

2.4 Tratamiento de los coeficientes de Transporte

La ausencia momentánea de resultados experimentales detallados hace necesario recurrir a las diversas Leyes de Escala para poder hacer algún tipo de previsiones. Incluso cuando estén disponibles datos referentes a los balances de energía experimentales de la fase de ECRH aún será necesario utilizar esas leyes puesto que no es evidente que la situación de ECRH sea directamente extrapolable a la fase de NBI.

En el código PROCTR los flujos de energía y partículas son proporcionales a los gradientes de temperatura y densidad (las *fuerzas* termodinámicas), aunque sólo los elementos diagonales [8] se consideran. Esos coeficientes de proporcionalidad son los coeficientes de transporte: los de conductividad térmica electrónica (χ_e) que liga el flujo de calor electrónico con el gradiente de temperatura electrónica; el de conductividad térmica

iónica (χ_i) que liga magnitudes similares para los iones y el de difusión (D) que liga el flujo de partículas con el gradiente de densidad.

Además para los flujos de calor electrónico e iónico hay un término suplementario de convección, proporcional al flujo de partículas.

Con el fin de poder ajustar los resultados a las diversas leyes de escala el coeficiente χ_e se ha considerado de tipo *anómalo*, con un perfil radial fuertemente creciente hacia el borde (Fig.2.4.1, línea continua), bastante plano en la parte interna y con un valor absoluto variable en cada momento y ligado a la ley de escala correspondiente. La magnitud de este término puede ser modificada mediante un coeficiente ajustable C_e (variable conte(1) en namelist data2, A3). Es éste coeficiente el que se ajusta para que los resultados del cálculo coincidan con los predichos por las leyes de escala.

El coeficiente de difusión D se toma siempre proporcional a χ_e (variable itdp = 6 en namelist data4 de A3), con coeficiente de proporcionalidad ajustable C_n (variable contn(1) en namelist data4).

Por último el coeficiente χ_i se toma neoclásico (Hazeltine-Hinton) con términos adicionales de *ripple* helicoidal, aunque con campo eléctrico radial nulo (variables ixi = 3 e iriph = 1 en namelist data3), con un coeficiente ajustable C_i (variable conti en namelist data3). Un perfil radial típico aparece en la Fig.2.4.1, línea de puntos.

Las leyes de escala utilizadas para la predicción del tiempo de confinamiento global de la energía (τ_E) son las 7 más usuales en Stellarators y su forma funcional aparece en la Tabla 2.I [12]. En todas ellas es común el aumento de τ_E con la densidad, su degradación con la potencia absorbida y el aumento con el volumen del plasma.

La Fig. Fig.2.4.2a muestra las predicciones para 4 de ellas (LHD, LGS, GRB e ISS) en el caso de NBI, es decir considerando que densidad y potencia absorbida se encuentran ligadas entre si(cf. §2.3). Se observa que para baja densidad el tiempo de confinamiento es alto: el efecto de baja potencia absorbida predomina sobre el de baja densidad. Esos tiempos vuelven a crecer a alta densidad, donde el crecimiento con la densidad compensa el decrecimiento con la potencia absorbida que tiende a saturarse (cf. Fig.2.3.1.a).

Por su parte los valores predichos para el valor central de β en función de la densidad central (sin simulación de transporte, simplemente suponiendo una relación fija entre valor medio y central igual a 0.44) aparecen en la Fig.2.4.2b que muestra un crecimiento monótono con ligera tendencia a la saturación. Se observará la predicción notablemente favorable de las leyes LGS e ISS debido a la dependencia explícita con la transformada rotacional, que es muy elevada para esa configuración Ref2 (1.47) y el valor mucho más desfavorable, como es usual, predicho por la GRB.

La mayor parte de los cálculos mostrados en este estudio corresponden a la ley LHD que da resultados intermedios y que, por consiguiente, en ausencia de ninguna otra evidencia, puede ser considerada la elección más prudente.

El otro parámetro para el cual se utilizan predicciones de leyes de escala es el tiempo de confinamiento de partículas (τ_p) que se ha tomado de [13] y corresponde a resultados experimentales del Heliotron-E (una máquina de tamaño no muy diferente del TJ-II):

$$\tau_p = 0.01 (R_0/2.0)^{0.75} (a/0.20)^2 B^{1.23} Pabs^{-0.42}$$

en donde magnitudes y unidades son idénticas a las de la Tabla 2.I.

No obstante, para evitar valores poco realistas para τ_p , cuando el valor predicho resulte inferior al de τ_E , se toma este último como cota inferior.

Debe notarse que ésta expresión de τ_p corresponde al tiempo de confinamiento de partículas *básico*, el valor *efectivo*, que incluye el efecto del reciclado, viene dado por

$$\tau_p^{\text{eff}} = \tau_p / (1 - R)$$

en donde R es el coeficiente de reciclado. Así para el caso $R = 0.95$ si τ_p fuera 6.1 mseg. (situación típica para alta densidad en el ajuste a LHD, cf §4.4) su valor efectivo resultaría ser 122 ms, unas 22 veces el de τ_E .

Las predicciones para estas dos magnitudes τ_E y τ_p permiten ajustar dos de los tres coeficientes de proporcionalidad C_e , C_n y C_i , mencionados anteriormente. El comportamiento de los tiempos de confinamiento, predichos por las Leyes y calculados con PROCTR, en función de esos coeficientes, aparece en la [Fig.2.4.3](#); se observa que en general decrecen con el valor de los coeficientes. La estrategia elegida ha sido fijar el coeficiente C_i a un valor razonable (normalmente 2) y ajustar los otros dos coeficientes C_e y C_n de manera que los valores de τ_E predichos y calculados, una vez alcanzada la situación estacionaria, difieran en menos de un 0.1%, mientras que los de τ_p (que son más inciertos) difieran en menos de un 1%. Las flechas en la figura indican los valores correspondientes a los ajustes para la Ley LHD.

Estos coeficientes se ajustan separadamente para las fases de ECRH (§3) y de NBI (§4) ya que sería poco verosímil que en ambas situaciones, tan distintas físicamente, se pudiera aplicar el mismo conjunto de coeficientes. Esto hace que durante la fase de coexistencia de ECRH y NBI se haya efectuado una transición suave entre ambos conjuntos de coeficientes, pesando cada uno de ellos con la potencia absorbida en cada instante. El no hacerlo así daría lugar a saltos artificialmente bruscos, redistribución repentina de perfiles, etc., como puede comprobarse en la [Fig.2.4.4](#), para los primeros momentos de la simulación.

Tabla 2.I Principales Leyes de escala para Stellarators [12]

$$\tau_E = C \cdot P_{abs}^{\alpha_1} \cdot R_0^{\alpha_2} \cdot a^{\alpha_3} \cdot B^{\alpha_4} \cdot Iota^{\alpha_5} \cdot enlin^{\alpha_6}$$

	C	Pabs α_1	R_0 α_2	a α_3	B α_4	Iota α_5	enlin α_6
LHD	0.170	-0.58	0.75	2.00	0.84	0.00	0.69
LGS	0.175	-0.60	1.00	2.00	0.80	0.40	0.60
STR	0.340	-0.60	0.71	2.29	0.79	0.28	0.51
W7AS	0.364	-0.54	0.74	2.21	0.73	0.43	0.50
GRB	0.250	-0.68	0.60	2.40	0.80	0.00	0.60
ISS	0.256	-0.59	0.65	2.21	0.83	0.40	0.51
TORS	0.135	-0.63	0.74	2.06	0.80	0.39	0.53

Unidades MKS, salvo enlin y Pabs :

- τ_E : Tiempo de confinamiento global de la energía (seg.)
Pabs : Potencia total absorbida (MW)
 R_0 : Radio mayor del toro (m)
a : Radio medio del plasma (m)
B : Campo magnético medio (T)
Iota : Transformada rotacional
enlin : Densidad electrónica media de línea (en 10^{20} m^{-3} o 10^{14} cm^{-3})

3. Situación durante la fase de ECRH

Esta fase solo se comenta aquí como punto de partida (*plasma base*) para el inicio de la inyección de haces neutros (§4), estudios detallados específicos pueden encontrarse en Ref.[9].

Una descarga típica de ECRH aparece en la Fig.3.1 (datos de entrada en A2). Corresponde al caso de inyección de 800 kW a 53.2 Ghz, potencia de inyección que posee un tiempo lineal de subida de 5 mseg. que se mantiene luego indefinidamente (cf. fichero TEC de A2), con una estrategia de gas puffing (fichero TGF de A2) que consiste en un primer pulso de 8.5 T-l/s de una duración de 15 mseg. y un segundo pulso, indefinido, de 0.9 T-l/s, con un tiempo de reacción lineal de 5 mseg. La simulación se sigue durante 100 mseg.

Los perfiles iniciales de densidad y temperaturas son completamente planos, con valores iguales a los del borde, salvo para la temperatura electrónica cuyo valor central inicial es de 40 eV, el doble que el del borde. Un valor inferior ocasiona problemas de convergencia ya que, dada la baja densidad inicial, en cuanto la potencia inyectada comienza a subir la temperatura electrónica puede alcanzar valores muy elevados.

El coeficiente de reciclado se ha supuesto igual a 0.95 y, en este caso particular, se ha considerado que hay ausencia de impurezas ($Z_{\text{eff}} = 1$). Los coeficientes de transporte han sido ajustados a la Ley LHD en la fase estacionaria final. Datos más detallados aparecen en la Tabla 3.I para algunas de las Leyes de Escala.

Como se observa de la Fig.3.1, la subida de densidad es rápida pero suave, el estado estacionario se alcanza en menos de 25 mseg., con densidad electrónica central igual a $1.70 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, cercana, pero inferior, al valor de corte. La temperatura electrónica, tras la fuerte subida transitoria inicial, acaba estabilizándose en unos 980 eV, mientras la iónica, que no presenta transitorios, lo hace en unos 170 eV. La β media final alcanzada es del 0.3% con un valor central de 0.8%, la relación entre esos dos valores (factor de forma) es de 0.34, muy cercano al valor 0.33 que tendría si los perfiles radiales fueran exactamente parabólicos.

Esos perfiles radiales aparecen en la Fig.3.2, su forma es bastante picuda, resultado de la concentración, cerca del eje, de la densidad de potencia absorbida (Fig.2.1.1a), con factores de forma muy similares a los parabólicos.

El perfil radial de la densidad de neutros fríos, tan importante en los primeros instantes de la inyección de haces neutros, aparece en la Fig.3.2b. El valor en el borde es de $1.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, mientras el del centro se ha reducido a $1.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, es decir un factor 16 entre uno y otro. Estos valores son algo inferiores a los utilizados en el código de Montecarlo Fafner-2 para los cálculos de absorción, en los que se prefirió adoptar una actitud conservadora, No obstante esa población de neutros fríos es enormemente dependiente de las condiciones de la pared.

Cuando se efectúa un análisis de la dependencia con la Z efectiva del plasma (con C como impureza) se observan muy pocas alteraciones (se supone que no hay variación en la potencia absorbida). Aparecen ligerísimos aumentos de la densidad final, sin sobrepasar nunca el valor de corte, y en la temperatura electrónica que inducen incrementos muy leves de los valores de β . El aumento de las pérdidas por radiación no

es suficiente para hacerlos decrecer hasta que no se alcanzan tasas de contaminación superiores a $Z_{eff} = 4$.

La dependencia de los tiempos de confinamiento y de los valores de β central y medio con las diversas Leyes de Escala, aparecen en la Fig.3.3. La ordenación usual, mencionada en §2.4, se mantiene.

Estos valores y perfiles estacionarios, para cada Ley de escala y valor de Z_{eff} , son los que se utilizan como datos de partida en las simulaciones de NBI. Como el estado estacionario para la fase ECRH se alcanza en menos de 25 mseg. (valor muy poco dependiente de Z_{eff} o de Ley de Escala), se ha supuesto siempre que la inyección de haces neutros comienza arbitrariamente a los 30 mseg., un origen de tiempos ficticio, que simplemente, puede traducirse como “cualquier instante posterior al de establecimiento del estado estacionario en la fase ECRH” ($t > 25-30$ mseg.).

Tabla 3.I Principales resultados para la situación de ECRH

Config. Ref2
53.2 GHz, 800 kW, Zeff = 1

	LHD	LGS	GRB	ISS
ne(0) (10 ¹³ cm ⁻³)	1.70	1.71	1.70	1.71
ne lin (10 ¹³ cm ⁻³)	1.17	1.17	1.17	1.17
ne aver. (10 ¹³ cm ⁻³)	0.88	0.88	0.88	0.88
ne aver./ ne(0)	0.52	0.51	0.52	0.51
Te(0) (eV)	978	1726	818	1877
Te aver./Te(0)	0.50	0.50	0.50	0.50
Ti(0) (eV)	171	139	176	133
Ti aver./Ti(0)	0.51	0.51	0.52	0.49
Ti(0)/Te(0)	0.174	0.08	0.22	0.07
τ_E (mseg.)	1.97	3,20	1.71	3.43
τ _p (mseg.)	7.28	7.26	7.28	7.28
β(0) (%)	0.79	1.28	0.68	1.38
β aver. (%)	0.27	0.44	0.23	0.47
β aver./β(0)	0.34	0.34	0.34	0.34
n _N (0) (10 ¹⁰ cm ⁻³)	0.11	0.15	0.11	0.15
n _N (a) (10 ¹⁰ cm ⁻³)	1.8	1.9	1.8	1.9
n _N (a)/n _N (0)	15.8	13.0	15.8	13.2
vib*(s=2/3)	0.28	0.094	0.40	0.081
vib*(s=2/3)	7.0	11.5	6.4	14.4
V(0) (Volt.)	-314.6	-258.2	-327.0	-238.7
V(0)/Te(0)	-0.32	-0.15	-0.40	-0.13
Er(a) (V/cm)	-24.5	-22.1	-26.1	-18.3
ne lin. limit (10 ¹³ cm ⁻³)	10.0	10.0	10.0	10.0

4. Resultados para la fase de Inyección de Haces Neutros

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos para la fase de inyección de haces neutros en el TJ-II, utilizando como punto de partida la situación estacionaria de ECRH descrita en §3.

Los puntos discutidos son aquellos que parecen más interesantes desde el punto de vista de la inyección de haces neutros, en especial la situación en estado estacionario, aunque también se presentan, a menudo, los relativos a la evolución temporal.

La mayor parte de los resultados presentados corresponden a un caso concreto, suficientemente representativo (estrategia de *puffing* específica, cf.§4.1, ajuste de coeficientes de transporte a la Ley de Escala LHD, $Z_{\text{eff}} = 1$, coeficiente de reciclado igual a 0.95, etc.). No obstante se han analizado también las dependencias con respecto a todos esos parámetros (§§ 4.1, 4.5, 4.8 y 4.9).

Esos resultados para la fase estacionaria y ajustados a las principales Leyes de escala, aparecen en la Tabla 4.I, que debe ser contrastada con la correspondiente a la situación de partida del caso ECRH (Tabla 3.I).

Tabla 4.I Principales resultados para la fase de NBI

Config. Ref2
40 keV, Balanced (2x930 kW), $Z_{eff} = 1$

	LHD	LGS	GRB	ISS
ne(0) (10^{13} cm^{-3})	10.6	13.9	10.4	12.2
ne lin (10^{13} cm^{-3})	7.7	10.3	7.7	9.0
ne aver. (10^{13} cm^{-3})	6.0	8.2	6.0	7.1
ne aver./ ne(0)	0.57	0.59	0.58	0.58
Te(0) (eV)	363	404	240	399
Te aver./Te(0)	0.60	0.65	0.64	0.62
Ti(0) (eV)	264	331	189	319
Ti aver./Ti(0)	0.76	0.75	0.78	0.72
Ti(0)/Te(0)	0.73	0.82	0.79	0.80
Pabs (kW)	1225	1293	1256	1259
P abs ion (kW)	247	295	184	277
Shine Through (kW)	545	500	543	522
CX (kW)	90	67	60	79
τ_E (mseg.)	5.63	8.80	3.88	7.41
τ_p (mseg.)	6.10	8.72	6.04	7.35
$\beta(0)$ (%)	2.75	4.18	1.85	3.62
β aver. (%)	1.22	1.99	0.86	1.64
β aver./ $\beta(0)$	0.44	0.48	0.46	0.45
$n_N(0)$ (10^{10} cm^{-3})	0.018	0.007	0.012	0.010
$n_N(a)$ (10^{10} cm^{-3})	10.3	9.7	10.3	10.0
$n_N(a)/n_N(0)$	568	1397	854	978
veb*(s=2/3)	8.9	8.0	18.1	8.2
vib*(s=2/3)	7.1	6.2	13.5	6.2
V(0) (Volt.)	-762.3	-937.2	-561.5	-868.8
V(0)/Te(0)	-2.10	-2.32	-2.34	-2.18
Er(a) (V/cm)	-217.1	-280.1	-173.3	-236.1
Jb Max. (kA)	-0.84	-1.33	-0.79	-1.27
Jb (kA)	-0.40	-0.47	-0.26	-0.44
ne lin. limit (10^{13} cm^{-3})	12.4	12.7	12.5	12.6

4.1 Elección de la estrategia de inyección de gas frío

Existen varias estrategias posibles con la inyección externa de gas frío (*gas puffing*) para conseguir alcanzar un estado estacionario de duración y densidad suficientes a lo largo de los 300 ms que dura el pulso de los inyectores de haces neutros en el TJ-II.

Una de las más sencillas es la que muestra la línea continua gruesa de la Fig.4.1.1. Consiste en tres etapas diferentes: durante la primera, que dura 20 mseg. (es decir desde $t = 30$ hasta $t = 50$ ms) no hay *puffing*, en una segunda etapa, durante 100 mseg. se introduce una tasa de gas de 9 T-l/s, seguida de una última fase, que dura hasta el final de la descarga (es decir hasta $t = 330$ ms), con 3.7 T-l/s. En todos los casos se supone un tiempo de respuesta lineal de unos 5 ms (cf. fichero TGF en A3).

Sin embargo debe tenerse en cuenta, como ya fue expuesto en §2.3, que el reciclado en la pared de las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos, origina un *puffing* “interno”, que no puede ser eliminado y que debe ser añadido al anterior. Esa contribución aparece en la línea de trazos de la Fig.4.1.1, de manera que el *puffing* efectivo total es el de la línea de puntos de esa figura.

La estrategia de inyección citada, para un caso con coeficiente de reciclado 0.95, coeficientes de transporte ajustados a la ley LHD y $Z_{\text{eff}} = 1$, da lugar a que se alcance estado estacionario a “alta” densidad en menos de 130 ms (es decir para $t = 160$ ms) con un valor para la densidad electrónica media (ne av.) de $6.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (valor central $10.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, Fig.4.1.2a, línea continua gruesa, Tabla 4.I). Esto corresponde a un *plateau* de unos 170 ms.

Evidentemente la modificación de las tasas de inyección de gas, o su duración, va a modificar ese comportamiento. Esto se ilustra en el resto de las curvas de la Fig.4.1.2a, que corresponden a diferentes tasas de gas para la última etapa, manteniendo las demás. Esa Fig. muestra además la evolución temporal de ne av en el caso de ausencia total de *puffing* externo (línea continua delgada). Por su parte la Fig.4.1.2b muestra el resultado de variar la duración de la segunda etapa (la de 9 T-l/s) manteniendo el resto igual y, finalmente, la Fig.4.1.3a el de modificar el momento del inicio del *puffing*.

Los cálculos muestran que siempre es posible encontrar una combinación adecuada de manera que se consiga un *plateau* de más de 100 ms a, prácticamente, cualquier densidad y que esa estrategia es poco dependiente del valor de Z_{eff} , aunque sí que es fuertemente dependiente del coeficiente de reciclado (cf. §4.9). Esto es lo que refleja la Fig.4.1.3b en donde se ha variado simultáneamente la duración del primer pulso de *puffing* (manteniéndolo en 9 T-l/s) y la tasa del pulso final.

Los límites entre los cuales puede ser variada la densidad en esas condiciones vienen dados por dos factores. El límite inferior corresponde al aporte de densidad (*density build-up*) de los haces neutros, tanto de los iones termalizados como del reciclado de las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos, el *puffing* *interno* mencionado antes. Este *density build-up* será analizado en §4.11. Esa aportación mínima inevitable es la que aparece como línea continua delgada en la Fig.4.1.2a y establece una cota inferior para la ne av. de $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (valor central $4.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). El límite superior viene fijado por la tasa máxima de *puffing* permitida y si ésta se establece en 10 T-l/s, el valor máximo de ne av. alcanzable sería de $9.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (valor central $14 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), que se encuentra ya cerca, pero por debajo del límite de densidad predicho por diversos modelos semiempíricos (§4.2). Una discusión de la dependencia de los resultados con la densidad final se efectuará en §4.4 (Fig.4.4.4).

En resumen, existe una multitud de posibles estrategias de *puffing* que permiten alcanzar densidades centrales situadas entre 5 y $13 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y *plateaus* del orden de los 100 ms , con tasas poco dependientes del valor de la Z_{eff} , aunque muy dependientes del coeficiente de reciclado, es decir de las condiciones de la pared.

En lo sucesivo, salvo indicación expresa de lo contrario, se supondrá que la estrategia de *puffing* adoptada es la descrita en la [Fig.4.1.1](#), mencionada anteriormente.

4.2 Comportamiento de densidades y temperaturas

Con esa estrategia de *puffing* y coeficiente de reciclado 0.95 , la evolución temporal de las densidades central, media de línea y media en volumen, presenta el comportamiento de la [Fig.4.2.1](#) para el caso de ajuste a la Ley LHD y $Z_{\text{eff}} = 1$. En ella, como en muchas de las que siguen, la figura superior muestra la evolución durante todo el tiempo de descarga (es decir hasta $t = 330 \text{ ms}$) mientras la inferior lo hace para los primeros 50 ms que siguen al inicio de NBI. Se observará que, como se mencionó en §4.1, el estado estacionario se alcanza en 130 ms . con un valor central de densidad de $10.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, que se mantiene durante 170 ms .

Se observará también cómo, durante los primeros instantes ($30 < t < 50 \text{ ms}$) aparece un primer aumento de densidad, exclusivamente debido al *density build-up*, ya que el *puffing* no entra hasta $t = 50 \text{ ms}$, que se estabiliza rápidamente, en unos $10\text{-}15 \text{ ms}$ (tiempo ligado al de confinamiento de partículas τ_p cf. §4.3). Una vez se inicia el *puffing* externo la densidad comienza a crecer más lentamente. En cualquier caso todos esos crecimientos suceden de manera suave.

La razón de retardar el inicio del *puffing* hasta que el *density build-up* intrínseco se haya estabilizado es evitar un aumento prematuro excesivo de la densidad en unos momentos en los que el calentamiento ECRH está desapareciendo rápidamente y el de NBI aún es muy escaso, ya que predominan las pérdidas por CX o de *shine-through*. Una discusión de estos críticos primeros momentos se dará, en conexión con la dependencia con Z_{eff} , en el §4.8.

Por su parte el comportamiento de los valores centrales de las temperaturas electrónica e iónica aparece en la [Fig.4.4.2](#). Los valores alcanzados en estado estacionario son de 360 y 260 eV (cf. [Tabla 4.I](#)). A esa alta densidad final la transferencia de energía entre electrones e iones es bastante eficiente (cf. §4.6). Durante los primeros instantes se produce la fuerte caída de temperatura electrónica y una subida, algo más brusca, con una caída posterior, de la iónica central. Esto es un efecto de redistribución de perfil radial, durante esa fase de ausencia de *puffing* externo el *density build-up* intrínseco produce un estrechamiento del perfil radial de la temperatura iónica, que se hace algo más picudo. Cuando en lugar de los valores centrales se consideran las medias en volumen esa oscilación no aparece ya (cf. §4.4).

Esos perfiles radiales, en la etapa estacionaria, aparecen en la [Fig.4.3.1a](#). Cuando se comparan con los de partida de ECRH ([Fig.3.2a](#)) se observa que, independientemente de su diferente valor central, son considerablemente más anchos, consecuencia directa de la forma de los perfiles de deposición de potencia ([Fig.2.3.1b](#)), con factores de forma (relación entre la media en volumen y el valor central) del orden de 0.6 para la densidad y temperatura electrónicas e incluso de casi 0.8 para la iónica. Como consecuencia el perfil radial para β ([Fig.4.3.1b](#)) es también considerablemente más ancho que en el caso ECRH con un factor de forma de 0.44 , en lugar del casi parabólico 0.34 anterior. Ese ensanchamiento paulatino de los perfiles radiales tiene lugar sin que en ningún momento se produzcan perfiles huecos.

Otro punto importante a considerar es el del límite de densidad. Para Stellarators existe un modelo semiempírico, derivado de resultados del Helioetrón-E, que predice que la densidad media de línea no puede superar el valor dado por la fórmula siguiente [13]:

$$n_e \text{lin}^{\text{limit}} = \text{Min} \{ 0.25x(\text{Pabs.B}/a^2/R_0)^{0.5}, 0.35x\text{Pabs.B}^{0.5}/a/R_0 \}$$

en donde el significado de las magnitudes y sus unidades son las mismas que en la Tabla 2.I de §2.4.

El primer término, aplicable para baja potencia absorbida, correspondería a un límite de colapso por radiación mientras el segundo sería debido a inestabilidades (*soft β limit*).

En nuestro caso ese límite aparece en la línea de puntos de la Fig.4.2.4, junto con la evolución temporal de la densidad media de línea (ne lin, trazo continuo). Se observa que, en este caso (Ley LHD), en estado estacionario, el límite de densidad está muy por encima de la densidad media (12.4 frente a $7.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), por lo que cabría esperar que esa densidad fuera alcanzable sin dificultad. Es más bien durante las primeras etapas de NBI, cuando la potencia absorbida es baja, en donde el máximo acercamiento al límite tiene lugar unos 2 ms después del inicio de NBI, donde el límite se sitúa a sólo $2.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, mientras la densidad media ne lin es de 1.4 para este caso de $Z_{\text{eff}}=1$.

Por otro lado la Fig.4.2.5 muestra la variación del límite de densidad, en la etapa estacionaria, en función de la potencia de NBI inyectada en el toro (a) y de la tasa de *puffing* de la etapa final (por lo tanto de la densidad final alcanzable, b). Sólo por debajo de 410 kW inyectados por haz (menos del 44% del valor usual) cabe esperar la superación del límite de densidad semiempírico.

Este punto de la densidad límite, en particular durante los críticos primeros momentos de la inyección, será discutido posteriormente con más detalle en el §4.8 en relación a la influencia de la Z_{eff} .

4.3 Comportamiento de la absorción de potencia y de las pérdidas

La evolución temporal de la absorción de potencia y de las diversas pérdidas para el caso anterior (LHD, $Z_{\text{eff}} = 1$, inyección balanceada a 40 keV con 930 kW por haz) se muestra en la Fig.4.3.1, que confirma lo expuesto en §2.3. La absorción en la zona del *plateau* alcanza 1.2 MW (un 65% de la potencia inyectada en el toro), de los cuales un 20.2% van a parar a los iones, mientras las pérdidas por CX de los iones del haz son de 90 kW.

El predominio de las pérdidas de *shine-through* y de CX es perfectamente visible durante los primeros 50 mseg. de la inyección.

4.4 Comportamiento de los tiempos de confinamiento y de β

La evolución temporal de los tiempos de confinamiento, para el caso ajustado a la Ley de Escala LHD en la zona estacionaria, aparece en la Fig.4.4.1. Existe una brusca subida inicial, sobre todo en τ_p , ocasionada por el fortísimo descenso de la potencia absorbida y el aumento de densidad. Posteriormente, una vez ésta comienza a saturarse, la degradación con la potencia absorbida hace descender los tiempos de confinamiento hasta

alcanzarse el estado estacionario en el que τ_E se sitúa alrededor de los 5.6 ms, mientras que τ_p lo hace en 6.1 (valor *efectivo* 122 ms).

Como consecuencia la evolución temporal de las β central y media en volumen sigue las tendencias de la [Fig.4.4.2](#) en donde se vuelve a percibir el aumento brusco y posterior descenso del valor central, ligado a la brusca redistribución de los perfiles radiales durante los primeros instantes de la inyección mencionado en §4.2, oscilaciones que no aparecen en los valores medios que mantienen un comportamiento monótono suave.

Los niveles finales de β alcanzan el 2.8% para el valor central y 1.2% para la media en volumen, de los cuales la mayor proporción (más de un 96%) corresponden a la componente térmica (1.18%) y sólo un 0.04% a la parte rápida.

La dependencia de las magnitudes anteriores con la potencia inyectada en el toro aparece (sin reajustar los coeficientes de transporte) en la [Fig.4.4.3](#), en donde se observa el esperado crecimiento lineal de la absorción (a) y la degradación consiguiente de los tiempos de confinamiento (b) que dan lugar, sin embargo, a un aumento monótono de los valores de β , nótese que existe también un aumento de densidad debido a un aporte superior del *density build-up*. Para el caso en que la potencia inyectada fuera doble a la usual, lo que podría corresponder a 4 inyectores similares a los dos actuales, nivel previsto para la segunda etapa de inyección, los valores finales de β serían de 1.8% para el valor medio y 4.1% para el central (densidad central final $12.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, con un *plateau* de 130 ms).

Por último un ejemplo de variación con la densidad final (de nuevo sin reajuste de coeficientes de transporte) se muestra en la [Fig.4.4.4](#). En este caso se ha variado tanto la duración del primer pulso de *puffing* como el nivel del segundo, de manera análoga a la de la [Fig.4.1.3b](#). Como era de esperar tanto la densidad final como la potencia absorbida crecen, aunque con clara tendencia a la saturación, sobre todo la segunda (Fig. central). Como consecuencia la β media, que en ausencia de *puffing* es de un 0.88% acaba saturándose alrededor de un 1.2% e incluso puede apreciarse un ligerísimo descenso. Por el contrario el valor central sí que presenta un máximo claro que es efecto del ensanchamiento paulatino de los perfiles radiales a las densidades más altas. Ese valor central pasa de ser un 2.5% sin *puffing* a 2.8% con 1.25 T-l/s (duración del pulso de *puffing* 100 ms), descendiendo luego a 2.4% para 7.9 T-l/s y 275 ms. Si los coeficientes de transporte se hubieran reajustado para cada una de las estrategias de *puffing* utilizadas ese decrecimiento quedaría algo más mitigado.

4.5 Dependencia con las Leyes de escala

Como ya se ha indicado los resultados anteriores corresponden a un ajuste de los coeficientes de transporte efectuado de manera que los valores de τ_E y τ_p en la fase estacionaria coincidan con los predichos por la Ley LHD. Cuando ese mismo tipo de ajuste se efectúa para otras Leyes de Escala, sin alterar ninguno de los otros parámetros (estrategia de *puffing*, coeficiente de reciclado, Zeff, etc.) se obtienen comportamientos análogos aunque cuantitativamente diferentes. El estado estacionario se alcanza en todos los casos aunque a niveles algo diferentes de densidad (cf. [Tabla 4.I](#)).

Así la [Fig.4.5.1](#) muestra la evolución temporal de los tiempos de confinamiento para varias de esas Leyes de Escala. En algunas de ellas (LGS e ISS, las más favorables) las excursiones iniciales son muy acusadas, esto también se observa en la [Fig.4.5.2](#) que muestra la evolución de los valores de β . En este caso vuelve a comprobarse la fuerte excursión inicial de la β central debida al reajuste de perfiles radiales que está ausente, o casi, en la evolución del valor medio.

De manera más clara, la dependencia de los tiempos de confinamiento y de los valores de β finales para cada una de las 7 Leyes de Escala aparece en la [Fig.4.5.3](#) (análoga a la [3.3](#) para la fase de ECRH). La ordenación en los valores alcanzables de β es muy similar en ambos casos y sigue la pauta descrita en §2.4. La Ley GRB es la que produce resultados menos favorables (β central 1.9%), la LHD produce resultados intermedios (2.8%) mientras aquellas que poseen dependencia explícita con la transformada rotacional conducen a valores muy elevados (3.6% ISS, 4.2% LGS).

Se observará también que, en comparación con el caso ECRH ([Fig.3.3b](#)), la posición de las leyes LHD y TORS se ha invertido: ahora, en el caso de NBI, la LHD conduce a un valor inferior, lo mismo ocurre con las LGS e ISS, son las únicas alteraciones observadas.

La situación del límite de densidad semiempírico aparece representada en la [Fig.4.5.4](#) para cada Ley, solo en el caso de la Ley W7AS, que produce resultados extraordinariamente favorables, posiblemente utópicos para el TJ-II (~6%), se alcanza el límite de inestabilidad ($n_{e \text{ lin}} = 13.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, valor central 17.2).

4.6 Balances de potencia

La distribución radial de los diversos tipos de pérdidas y aportes para la densidad de potencia electrónica, durante la fase estacionaria, aparece en la [Fig.4.6.1](#). La parte superior representa el balance de potencia local (en W/cm^3), mientras la inferior corresponde al balance global, es decir la integración de esas densidades de potencia a todo el volumen interior a un radio de plasma dado.

Es evidente el predominio de NBI como aporte positivo (línea continua gruesa) con un ancho perfil radial y una potencia total absorbida (para los electrones) de 985 kW. Sigue luego en importancia la transferencia de energía entre electrones e iones, que es negativa ya que la temperatura de los primeros es mayor, transferencia que es muy eficiente a esas altas densidades y que supone unos 430 kW. A continuación, con nivel global parecido, aparecen las pérdidas de convección (304 kW) y de conducción (228 kW) con perfiles radiales muy diferentes. El resto de los términos son mucho más débiles: pérdidas por ionización (22.8 kW) y de radiación (1.2 kW), este último término no comienza a cobrar importancia más que en presencia de impurezas (cf. §4.8).

Por su parte el balance de potencia final para los iones térmicos aparece en la [Fig.4.6.2](#). En este caso el aporte de NBI es mucho menor (248 kW) y queda superado por la transferencia de potencia de los electrones (positiva en este caso, 430 kW) y por el término de convección (409 kW). En este caso aparece también una considerable contribución de las pérdidas por CX (226 kW) que se concentran en el borde del plasma, allí donde la densidad de neutros fríos es mayor. A su vez el término de conducción es importante localmente, sobre todo en el centro del plasma, aunque presenta fuertes oscilaciones, dando lugar a una contribución global de unos 44 kW.

4.7 Colisionales

Otro punto importante en el comportamiento del plasma es el de los regímenes de colisionalidad.

La [Fig.4.7.1a](#) muestra el perfil radial de las Colisionales electrónica e iónica en la fase estacionaria. Como es usual esa colisionalidad se define simplemente como la

relación entre la frecuencia de colisión local y la *bouncing frequency* de partículas toroidalmente atrapadas ν_b [14] dada por:

$$\nu_b = \epsilon_t^{3/2} \cdot \nu_p, \quad \text{con } \nu_p = t/R_0 (T/m)^{1/2}$$

en donde ϵ_t es el *ripple* toroidal y t la transformada rotacional locales mientras ν_p es la frecuencia de separación entre el régimen *plateau* y el *colisional* (Pfirsch-Schluter) en un Tokamak.

Queda claro de la Fig. que en este caso de NBI tanto la colisionalidad iónica como la electrónica son muy superiores a la unidad en la mayor parte del plasma, con valores cercanos a 10 hacia radio mitad, por consiguiente su frecuencia de colisión será mucho mayor que la de ida y vuelta de las partículas toroidalmente atrapadas, (cf. Tabla 4.II). Sin embargo, como se observa en esa Tabla, esa frecuencia de colisión es, a la vez, muy inferior al valor ν_p correspondiente al inicio del régimen *colisional*.

Por otro lado, cuando se compara con la frecuencia correspondiente a la de inicio del régimen $1/\nu$: el dominado por el *ripple* helicoidal ν_{eq} [14] dado por:

$$\nu_{eq} = (\epsilon_h / \epsilon_t)^{3/2} \cdot \nu_b$$

en donde ϵ_h es el *ripple* helicoidal, se encuentra que la relación es también muy superior a la unidad, del orden de 5.5 para electrones y de 7 para iones, (cf. Tabla 4.II). Por consiguiente, en esta fase estacionaria de NBI, tanto los electrones como los iones se encuentran en la zona de régimen equivalente al de *plateau*, la colisionalidad es intermedia entre la de inicio de régimen $1/\nu$ y del *colisional*.

Esta situación contrasta con la que aparece en el caso estacionario para ECRH (Fig.4.7.1b, Tabla 4.II) en donde mientras los iones también se mantienen en régimen equivalente, en el TJ-II, al de *plateau*, por el contrario los electrones se encuentran, claramente, en pleno régimen $1/\nu$ ($\nu/\nu_{eq} \sim 0.22$).

Por supuesto que un análisis más riguroso de los regímenes de colisionalidad y, sobre todo, de su dependencia con el campo eléctrico radial, tendrá que ser llevado a cabo en estudios futuros.

Tabla 4.II. Regímenes de Colisionalidad

Config. Ref2 ($r/a=2/3$)

Fase estacionaria NBI (LHD, $Z_{eff} = 1$)

	ν/ν_b	ν/ν_{eq}	ν/ν_p
electrones	8.9	7.0	0.21
iones	7.1	5.5	0.17

Fase estacionaria ECRH (LHD, 800 kW, $Z_{eff} = 1$)

	ν/ν_b	ν/ν_{eq}	ν/ν_p
electrones	0.28	0.22	0.07
iones	7.0	5.5	0.17

4.8 Dependencia con la Z efectiva

Dado que las protecciones previstas para la fase de NBI van a ser de grafito, parece lógico estudiar el efecto de introducir impurezas en forma de C. Se observa que los comportamientos cualitativos descritos en los párrafos anteriores no se alteran, únicamente aparece un descenso paulatino de la potencia absorbida y de los valores de β alcanzables (Figs.4.8.1 y 4.8.2), descensos que solo llegan a ser realmente importantes cuando se alcanzan grados de contaminación muy elevados.

Así, en el caso ajustado a LHD, el valor central de β , que era de un 2.8% en ausencia de impurezas ($Z_{\text{eff}} = 1$) desciende a 2.2% para $Z_{\text{eff}} = 3.7$, un deterioro no muy dramático (un 21%) pese a que ese valor de Z_{eff} implica ya una fuerte contaminación de C y dilución del H, en esas condiciones menos de un 84% de los iones del plasma son H^+ , mientras que más de un 16% de todos ellos consisten en átomos de C en diversos estados de ionización.

El único cambio cualitativo digno de ser señalado es el aumento de las pérdidas por radiación, que pasan de un valor insignificante para $Z_{\text{eff}}=1$ (1.2 kW, 0.12% de la potencia absorbida por los electrones) a 19 kW para $Z_{\text{eff}} = 3.7$, 16 veces más, aunque su nivel todavía siga siendo poco importante en relación al resto de los términos del balance global (2.3% de la potencia absorbida).

También se observa un acercamiento paulatino al límite de densidad semiempírico a medida que crece la contaminación (Fig.4.4.2b) aunque manteniéndose siempre bien por debajo del límite de estabilidad.

En cuanto a un posible colapso radiativo durante los primeros momentos de la transición ECRH-NBI tampoco se observan signos alarmantes por debajo de $Z_{\text{eff}}=4$ como muestra la Fig.4.8.3. Existe un pequeño aumento del acercamiento al límite de densidad pero siempre manteniéndose a distancia. Esto contrasta con resultados anteriores [1] en los que los modelos utilizados durante la transición producían un derrumbamiento de la potencia absorbida y un incremento de la densidad muchísimo más bruscos. Además si se considera que la inyección de microondas no se interrumpe exteriormente en 2 ms (cf. §2.2), el decrecimiento de la absorción electrónica sería mucho más suave todavía y el riesgo de colapso en esa fase inicial se alejaría todavía más.

Por consiguiente no parece existir riesgo de colapso prematuro o de inestabilidad para valores razonables de Z_{eff} ($Z_{\text{eff}} < \sim 4$).

En estos cálculos no se han incluido efectos de difusión de las impurezas. Este tema será tratado con mayor detalle en próximos estudios.

4.9 Dependencia con el coeficiente de reciclado

Como ya se ha indicado repetidamente el nivel de densidad final alcanzado en el estado estacionario es muy dependiente del coeficiente de reciclado que, a su vez, es extremadamente dependiente de las condiciones en la pared. El valor 0.95 tomado en los ejemplos mostrados hasta ahora pretende ser puramente indicativo.

La variación de las densidades finales con ese coeficiente aparece en la Fig.4.9.1a, se observan los bajos niveles alcanzados para valores del coeficiente por debajo de 0.8, a partir de ese valor la dependencia se hace extremadamente acusada. Las flechas indican el valor usual 0.95

Este lógico crecimiento de las densidades con este coeficiente conlleva también un aumento tanto de la potencia absorbida (Fig.4.9.1b) como de los valores de β alcanzables (Fig.4.9.1c). El resto de las magnitudes poseen los comportamientos esperados, el aumento de densidad hace decrecer las temperaturas y el de potencia degrada los tiempos de confinamiento. El comportamiento de la densidad de neutros fríos será discutido en §4.10.

Debe tenerse en cuenta también que en todos estos cálculos se ha tomado siempre el mismo coeficiente de reciclado para las partículas que proceden del plasma y para los neutros e iones rápidos que provienen de las pérdidas de NBI (cf.§2.3, 4.1). El código permite la utilización de coeficientes distintos para ambos procesos (cf. A3, A4.4), lo que podría estar justificado por la diferente estructura del espectro de energía de ambos casos. No obstante, dada la sensibilidad de estos coeficientes a factores difíciles de evaluar (acondicionamiento de la pared, historia anterior, etc.), en ausencia de otras indicaciones, se ha preferido tomar valores idénticos para ambos procesos de reciclado.

4.10 Comportamiento de la densidad de neutros fríos

Esta población juega un papel muy importante, tanto en las pérdidas CX de los iones del plasma, como, sobre todo, en las de NBI, que pueden llegar a ser muy elevadas en los primeros momentos de la inyección (§§ 2.3, 4.3).

Sin embargo el cálculo correcto de la densidad y perfil radial de esta población es extremadamente difícil en la complicada geometría del TJ-II. Como ya se ha indicado (§2.1) en este estudio nos hemos tenido que limitar a considerar para esta población una ecuación de Boltzmann en geometría cilíndrica con la cual intentar evaluar la penetración de esos neutros, procedentes tanto del reciclado de la pared como del *puffing* externo.

Admitiendo esa aproximación, la evolución temporal de los valores central (líneas de puntos) y en el borde (línea continua) aparecen en la Fig.4.10.1a. Tras algunas excursiones iniciales se establece una tendencia clara: el valor en el borde aumenta hasta alcanzar un nivel de 10^{11} cm^{-3} (caso de ajuste LHD, $Z_{\text{eff}}=1$, $R=0.95$) mientras que el valor en el centro disminuye paulatinamente hasta alcanzar el valor $1.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ en la etapa de saturación. Este es un comportamiento lógico, el aumento del valor en el borde es la consecuencia del incremento de las densidades del plasma (y sus gradientes) con el tiempo, que producen flujos de partículas mayores y, por lo tanto mayor aporte del reciclado, mientras la disminución en el centro es también consecuencia de los mayores valores de densidad en el interior del plasma que aumentan la probabilidad de ionización de estos neutros que, por consiguiente, penetran menos en el plasma.

El comportamiento de esta población con respecto a otros parámetros sigue, de la manera esperada, al de la densidad. Así las variaciones con el coeficiente de reciclado R dan lugar a una mayor población de neutros fríos cuanto mayor es el valor de R , hay también aumento con la potencia inyectada o la tasa de *puffing*, etc., etc.

Esa penetración en el interior puede ser percibida en el perfil radial que muestra la Fig.4.10.1b. La relación entre el valor en el borde y el central es, una vez alcanzado el estado estacionario, de 570 (cf. Tabla 4.I), la penetración en el interior del plasma se hace muy difícil a estas altas densidades. Se observará que el valor en el borde resultante es siempre inferior o igual al que se tomó en el código Fafner-2 para el cálculo de las pérdidas por CX de NBI [4] (10^{11} cm^{-3}), mientras que el valor en el centro es muy inferior ya que la relación borde/centro tomada allí se situaba entre un factor 100 y 200. Esto parece indicar que las estimaciones hechas allí eran más bien conservadoras.

No obstante la incertidumbre en los cálculos relativos a esta población y su fuerte dependencia con factores ligados al acondicionamiento de la pared, recomiendan mantenerse prudentemente del lado más desfavorable. Este es un tema en el cual estudios más detallados van a ser indispensables.

4.11 Density Build-up

El aporte a la densidad del plasma (*density build-up*) es un factor muy importante en la evolución temporal de la densidad durante la fase NBI y, por consiguiente, de la potencia absorbida y del resto de los parámetros del plasma.

La contribución de los diversos procesos a ese aporte de densidad aparece en la Fig.4.11.1a. Junto con la evolución de la densidad media en volumen (línea continua, idéntica a la de las Fig.4.1.2 o 4.2.1) aparecen los valores que se obtendrían si no existiera ningún tipo de aporte del haz (línea de puntos) o si sólo existiera el debido a los iones del haz termalizados (línea de trazos intermedia) excluyendo, por lo tanto, la parte debida al reciclado de las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos (§2.3, el *puffing interno*).

Es claro que el primer fenómeno contribuye bastante más que el segundo. La diferencia puede ser percibida en la Fig.4.11.1b, en donde se observa que el primer efecto (el aporte de iones termalizados, línea de trazos) alcanza, en el momento final, un nivel casi 4 veces superior al aporte de las pérdidas (línea de puntos). Evidentemente esta relación se modificaría si ambos procesos no presentaran el mismo coeficiente de reciclado, en el caso de la Fig., como en todos los ejemplos anteriores, ambos coeficientes se han mantenido iguales (0.95).

Estos aportes del haz, inevitables en la realidad, establecen un límite inferior para la densidad del plasma: aquel que se produciría en ausencia total de *puffing* externo y que, como ya fue discutido en §4.1 corresponde, para coeficiente de reciclado 0.95, a un valor central de $4.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, evidentemente este límite decrecería al disminuir cualquiera de los dos coeficientes de reciclado.

4.12 Comportamiento del Potencial Eléctrico

Como ya se ha indicado en el §2.1 el cálculo del potencial eléctrico radial que se efectúa en PROCTR no tiene en cuenta efectos ambipolares y se obtiene de un balance de fuerzas en el que se supone que no hay rotación poloidal [3].

Con estas hipótesis la evolución temporal de ese potencial es la que aparece en la Fig.4.12.1a (línea continua), mientras que la intensidad en el borde del campo eléctrico radial se muestra en la línea de puntos. Tras los transitorios iniciales el potencial eléctrico central se sitúa en un valor de unos -760 V, negativo (raíz *iónica*), es decir con un campo eléctrico dirigido hacia el interior del plasma con un valor en el borde de -217 V/cm.

Esto corresponde a una relación entre potencial y temperatura electrónica centrales de -2.1 (-2.9 para la temperatura iónica), bastante elevado, que corresponde a un valor del potencial central 2.4 veces superior al de la situación de partida de ECRH (cf. Tabla 3.I), lo que parece lógico dado que en el caso NBI los gradientes son mayores.

El perfil radial de esas dos magnitudes, en la fase estacionaria, aparece en la Fig.4.12.1b. Al igual que sucedía con las densidades y temperaturas el perfil radial del

potencial eléctrico del caso NBI es considerablemente más ancho que el correspondiente al caso de ECRH.

Estos cálculos de potencial eléctrico radial constituyen otro de los puntos que tendrán que ser objeto de estudios futuros más detallados y correctos, en particular su conexión con los coeficientes de transporte y no sólo con relación a la situación ambipolar *autoconsistente*, extendiendo cálculos anteriores [8], sino también teniendo en cuenta la influencia de las pérdidas directas durante NBI que han mostrado ser tan importantes para el TJ-II [4].

4.13 Corriente eléctrica inducida

El último punto de que se tratará aquí es el de la corriente eléctrica inducida por los haces neutros, que podría tener importancia en la modificación del perfil de transformada rotacional.

La evolución temporal de esa corriente, para el caso de inyección balanceada, aparece en la [Fig.4.13.1a](#), para dos niveles distintos de potencia inyectada. El máximo de corriente se alcanza en los primeros momentos de la inyección, hacia los 60 ms cuando se alcanzan unos -0.84 kA y va disminuyendo posteriormente hasta alcanzar los -0.4 kA en estado estacionario. Estos valores se incrementan muy ligeramente con la Z_{eff} del plasma.

Ese valor, siempre negativo, es decir opuesto a la dirección del campo magnético toroidal, es el resultado de la casi compensación de los efectos opuestos producidos por cada una de las dos direcciones de inyección. Esto se percibe en la [Fig.4.13.1b](#) en donde aparece la corriente inducida por cada haz, que dan lugar, evidentemente, a signos opuestos para la corriente. El haz COUNTER, el dirigido en dirección opuesta al la del campo magnético toroidal en el TJ-II, produce una corriente ligeramente mayor (y opuesta) que la del haz CO: -9.8 kA frente a +9.0 en el máximo, frente a -1.74 y +1.34 kA en estado estacionario. El predominio de corriente en el haz COUNTER es la consecuencia directa, repetidamente constatada [4], de una mejor absorción que, a su vez, procede de una mucha menor tasa de pérdidas directas.

Por consiguiente, las corrientes inducidas en el caso balanceado son pequeñas, y darían lugar a alteraciones muy poco importantes en la transformada rotacional. Para los valores mencionados anteriormente se produciría una alteración máxima de -0.02 unidades en el eje magnético (sobre un valor de 1.47, un -1.5%) y de un -0.5% en el borde. Por el contrario en el caso (no previsto) del uso de un solo haz completamente desbalanceado, las alteraciones en la transformada rotacional serían unas 12 veces superiores en el caso peor (haz COUNTER a los 60 ms) y esto ya podría implicar una perturbación considerable.

5. Conclusiones

El análisis de los cálculos de transporte, para la configuración de Referencia, durante la inyección de haces neutros en el TJ-II conduce a las siguientes conclusiones:

- Existe una gran variedad de estrategias de inyección de gas frío (*gas puffing*) que conduce a valores finales para la densidad electrónica central, situados entre 4.8 y $14 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, con tiempos de *plateau* cercanos o superiores a los 100 ms.

- A lo largo de la descarga los perfiles radiales de densidad y temperatura se ensanchan paulatinamente sin que aparezcan perfiles huecos en ningún momento. El valor final de la temperatura electrónica es siempre ligeramente superior al de la iónica (1.4 veces superior en el caso de ajuste a la Ley de Escala LHD), y es esta última la que presenta perfil más ancho.

- Los valores alcanzados para la β central a alta densidad (valor central del orden de $11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), en estado estacionario, se sitúan entre un mínimo de 1.9% para el caso de ajuste a la Ley de Escala GRB, máximos de 3.6 y 4.2% en las leyes que hacen intervenir explícitamente la transformada rotacional, muy elevada para el TJ-II (ISS y LGS) y un valor intermedio de 2.8% para la Ley LHD. Los tiempos de confinamiento global de la energía se sitúan entre 3.9 y 8.8 ms para los dos casos extremos y 5.6 ms para el caso LHD.

- Tanto iones como electrones se encuentran claramente en régimen colisional *plateau*, lo que contrasta con la situación inicial de partida, la fase de calentamiento por microondas (ECRH), en la cual los electrones se encuentran en régimen $1/v$, dominados por los efectos de *ripple* helicoidal.

- La presencia de impurezas produce un ligero descenso de la potencia absorbida y de los valores de β alcanzables, aunque este descenso no empieza a ser importante más que con tasas de contaminación muy elevadas ($Z_{\text{eff}} > \sim 4$ con C).

- Las densidades alcanzadas en estado estacionario permanecen siempre por debajo del límite de densidad semiempírico independientemente del valor de Z_{eff} . Incluso durante la fase inicial de la inyección de neutros, en que la absorción puede llegar a ser muy baja, no se supera ese límite, al menos para valores de $Z_{\text{eff}} < 4$, por lo que la posibilidad de colapso radiativo durante la crítica fase de transición ECRH-NBI parece descartada.

- En inyección balanceada no aparecen alteraciones importantes en la transformada rotacional debidas a la corriente eléctrica inducida por los haces neutros.

Finalmente, este estudio servirá como punto de partida para el análisis de la influencia que las diversas configuraciones magnéticas del TJ-II pueden tener en el transporte de plasma durante la inyección de neutros.

Referencias

- [1]. J. Guasp, F.Castejón, M.Liniers, B. van Milligen.
"Transport studies in TJ-II". 10th Int. Conf. on Stellarators. Madrid. May 1995.
- [2]. TJ-II Group. "Application for Preferential Support (Phase II) for TJ-II Neutral Beam Injection". EUR-FU (97) CCFP 74/8.5, 1997.
- [3]. H.Howe. "Physics models in the toroidal transport code PROCTR".
Report ORNL/TM-11521 (1990)
- [4]. J.Guasp, M.Liniers. "Efectos de configuración magnética en la inyección de haces neutros del TJ-II". Informe CIEMAT-873. Diciembre 1998.
- [5]. G.C.Lister. Report IPP 4/222. IPP Garching 1985.
- [6]. S.P.Hirshman, J.C.Whitson. *Phys. Fluids.* **26**, 3553 (1986).
- [7]. J.Guasp, M.Liniers, C.Fuentes, G.Barrera. *Fusion Technol.* **35**, 32 (1999)
- [8]. J.Guasp. "Efectos del campo eléctrico radial en el transporte del TJ-II (estudio preliminar)". Informe CIEMAT-810. Septiembre 1996.
- [9]. F. Castejón, et al. "Transport analysis of first TJ-II plasmas".
26th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion. Junio 1999.
- [10]. F. Castejón, C. Alejaldre, J. A. Coarasa. *Phys of Fluids B* **4**, 3689 (1992)
- [11]. A.H.Boozer. *Physics Fluids* **23**, 904 (1980).
- [12]. C.D. Beidler. "Neoclassical Transport Properties of HSR".
En Proc. 6th Workshop on Wendelstein 7-X and Helias Reactors.
Schloss Ringberg. Nov. 1995. (F. Herrnegger, F.Rau ed.), p.194.
Report IPP 2/331, IPP Garching, January 1996.
- [13]. S.Sudo, Y.Takeiri, et al. *Nucl. Fus.* **30**, 11 (1990).
- [14]. K. Miyamoto. "Plasma Physics for Nuclear Fusion". MIT Press.
Cambridge. Mass. (1980).

Apéndices

Se reproducen aquí los ficheros que contienen los datos de entrada para el caso genérico de la configuración de referencia (A1), para un caso particular de ECRH (A2) y para otro de NBI (A3). Se han añadido algunos comentarios, éstos pueden mantenerse si el código se utiliza en la *fusc*, por el contrario en la Cray T3E deben suprimirse.

Por último, en A4, se enumeran los principales cambios realizados al código PROCTR para su adaptación a la fase NBI del TJ-II y su instalación en la T3E.

A1. Datos de entrada para el caso general (Configuración Ref2)

Fichero t9400.inp

<shot comments>

Caso general para Config. Ref2

&end

\$data0

! Fichero de coordenadas de flujo

vacsrf = 'tj2_trim.flx',

toi = 0.10,

\$end

\$data1

! Miscelanea

bt = 1.e+04,

amu = 1.0, 2.0, 4.0,

idfaul = 0,

imachn = 1,

isnum = 1 ,

\$end

\$data2

! Te equation

itec = 1 ,

itepf = 1 ,

teb = 700.,

teo = 20.,

pfcte = 2.0, 1.0, 1.0,

icor = 0 ,

convec = 1.667 ,

radwth = 0.20 ,

pradt = 283.0e+03 ,

fracr = 0.29 ,

ixe = 8 ,

! χ e following Scaling Law

conte = 0.8799 , 10. , 1. ,

idmgnt = 1 ,

iflut = 0 ,

\$end

```

Sdata3                                ! Ti equation
itipf = 1,
tib = 150.,
tio = 20.,
pfcti = 2.0, 1.0, 1.0,
ixi = 3,                                !  $\chi_i$  Neoclasical (Hazeltine-Hinton)
conti = 2.0,
irip = 0,
itdimt = 0,
timeas = 0.0,
eticx = 10.0, 0.0,
ispex = 1,
iriph = 1,                               ! Helical ripple terms
potb = 0.0,
pfcpot = 3*1.0, 2*0.0,
$end

```

```

Sdata4                                ! Ion density equation
idenc = 1, 0, 0,
idenpf = 1, 2*1,
denb = 2.0e13, 1.e1, 1.e1,
deno = 1.e12, 1.e1, 1.e1,
pfcden = 2.0, 1.0, 1., 2*0.0,
2.4999486348, 0.99988554381, 1.1423565264, 2*0.0,
2.4999486348, 0.99988554381, 1.1423565264, 2*0.0,
ratden = 0.0,
itdp = 6,                                ! D proportional to  $\chi_e$ 
contn = 4.2006E-2, 0., 1.,
itdplm=2,
$end

```

```

Sdata5                                ! B equation
ibc=0,
$end

```

```

Sdata6                                ! times
tstrt = 0.,
tmax = 50.,
tchng = 0.1,
dt0 = 0.05,
dtmax = 1.,
dtmin = 0.01,
gamtim = 0.01,
tht = 0.5,
tst3d = 1.e6,
tend3d = 300.,
timbal = 0., 5., 10., 20., 30., 40., 50., 60., 70., 80.,
90., 100., 110., 120., 130., 140., 150., 160., 170., 180.,
190., 200., 225., 250., 300.,
$end

```

Sdata7 ! Cold Neutrals
 evion=10.0,
 taupst = 10.0,
 isg = 1, 1,
 dnset = 1.333e13,
 tausg = 1.,
 ircy = 0,
 \$end

Sdata8 ! NB Injection
 njct = 0 ,
 beampw(1)=0.930e6,
 energy(1)=40.e3,
 rc(1)=172.8,
 dirinj(1)=-1.,
 beampw(2)=0.,
 energy(2)=40.e3,
 rc(2)=172.8,
 dirinj(2)= 1.,
 beampw(3)=0.,
 energy(3)=40.e3,
 rc(3)=172.8,
 dirinj(3)=-1.,
 beampw(4)=0.,
 energy(4)=40.e3,
 rc(4)=172.8,
 dirinj(4)= 1.,
 curfrc= 0.80, 0.10, 0.10, 0.80, 0.10, 0.10,
 0.80, 0.10, 0.10, 0.80, 0.10, 0.10,
 rb=18.0,
 amf=1.,
 bhlf=11.6,
 ibmtr=2,
 ibmcx=1,
 izjt=1,
 alprrp=0.5,
 iloss=1,
 tnjct = 0.
 \$end

Sdata9 ! Impurities
 idenzc = 0 , 1 , 1 , 1 ,
 idnzpf = 4*1 ,
 dhib = 1.1e1, 1.1e1, 1.1e1, 1.1e1,
 dhio = 1.e1, 1.e1, 1.e1, 1.e1,
 pfcndz = 4*2. , 4*1. , 4*1.,
 amz = 12. , 48. , 16. , 8. , ! C as main impurity
 zeffst = 1.00 ,
 radlim = 4*1.0e38,
 itdz = 0 ,
 izneo=0,
 contdz = 5. , 5. , 5. ,
 ipnchz = 0 ,
 izxt = 4*0 ,
 tzpls = 0.1 ,
 dtzpls = 10. ,
 rnzpls = 0. ,
 amzpls = 48. ,

```
tmimp = 4*0.,
srcimp = 2*1.e18 , 2*1.e16,
Send
```

```
Sdata12                                ! ECRH + ICRH
necrh = 5 ,
  pheat = 800.e+03,
  rwdth = 2.0,
  freqcy = 53.2e+9,
  dtec = 0.1,
nicrh = 0,
  picrh = 0.1714e6,
  ficrhi = 0.3457,
  pfcich = 0.348, 4*0.0,
Send
```

```
Sdata13                                ! Wall
iwall=0,
Send
```

```
Sdata15                                ! Toroidal rotation
ivtor=0,
ivisc=3,
Send
```

```
Sdatap                                  ! 2-D Graphics
npl = 1, 2, 3, 5,
     9, 10, 11,
     12, 13, 17, 20, 21, 25, 28,
     31, 36, 37, 38, 41,
     33, 34, 35, 19, 6, 16,
Send
```

```
Sdata3d                                 ! 3-D Graphics
npl3d=1,2,3,9,10,11,12,13,27,28,
Send
```

A2. Datos de entrada para un caso ECRH (Configuración Ref2, LHD, Zeff = 1)

En caso de duplicación sustituyen a los valores dados para el caso general A1.

Fichero start ecrh lhd.inp

```
Csos ECRH Start (800 kW, 53.2 Ghz, Zeff=1)
ref2      LHD      ! Magnetic configuration, Scaling Law
18.18    1.470    ! a(cm), Iota(0)
&end
```

\$data1

```
isnum = 0,
idfaul = 2,
$end
```

\$data2

```
itepf = 1,
teb = 40.      ! Initial Te(0)
teo = 20.00 ,
pfcte(1) = 2.250 ,
pfcte(2) = 1.250 ,
pfcte(3) = 1.,
conte(1) = 0.9456 , ! Ce
$end
```

\$data3

```
itipf = 1,
tib = 20.0 ,
tio = 20.00 ,
pfcti(1) = 2.250 ,
pfcti(2) = 1.250 ,
pfcti(3) = 1.,
conti = 2.000 , ! Ci
$end
```

\$data4

```
idenc=1,
idenpf = 1,
denb(1) = 1.0000E+12 ,
deno(1) = 1.0000E+12 ,
pfcden(1,1) = 2.750 ,
pfcden(2,1) = 1.500 ,
pfcden(3,1) = 1.,
itdp=6,
contn(1) = 4.1333E-02, ! Cn
$end
```

\$data6

```
tstrt = 0.,
tmax = 100.00 ,
timbal = 0.,
tst3d = 1.e6,
$end
```

```

$data7
  isg = 5, 0,                ! Puffing from TGF file
  rcyclw = 0.9500 ,         ! Recycling coefficient
  rcycld = 0.9500 ,
Send

-- begin TGF --             ! Puffing rates
t(s) Torr-l/seg
  0.      0.
  5.e-3   8.5
  15.e-3  8.5
  20.e-3  0.9
  15.     0.9
-- end TGF --

$data8                     ! No NBI
  njct = 0,
Send

$data9                     ! Zeff = 1
Send

$data12
  necrh = 3,                ! See Note (1)
  pheath = 8.0000E+05 ,
  resmr = -1.,             ! See Note (1)
  nicrh = 0,
Send

-- begin TEC --            ! ECRH Injection evolution
t(s) kW
  0.0 0.0
  5.e-3 800.0
  3.0 800.0
-- end TEC --

$data13
  iwall = 1,
Send

```

Note (1). La opción necrh = 3, junto con resmr negativo, equivale a necrh = 5 (lectura del perfil radial de absorción ECRH del fichero .rec) y a la inclusión las modificaciones con la densidad descritas en el §2.2.

A3. Datos de entrada para un caso NBI (Configuración Ref2, LHD, Zeff = 2)

En caso de duplicación sustituyen a los valores dados para el caso general A1.

fichero t9400 72.inp

```
NBI, 40 keV, 930 kW, Balanced. Zeff = 2.  
ref2      LHD      ! Magnetic configuration, Scaling Law  
18.18     1.470    ! a(cm), Iota(0)  
&end
```

\$data1

```
isnum = 0,  
idfaul = 2,  
$end
```

\$data2

```
itepf = 1,  
teb = 1021. ,      ! Initial Te(0)  
teo = 20.00 ,  
pfcte(1) = 2.250 ,  
pfcte(2) = 1.250 ,  
pfcte(3) = 1.,  
conte(1) = 0.2903 , ! Ce  
$end
```

\$data3

```
itipf = 1,  
tib = 172.6 ,      ! Initial Ti(0)  
tio = 20.00 ,  
pfcti(1) = 1.750 ,  
pfcti(2) = 0.7500 ,  
pfcti(3) = 1.,  
conti = 2.000 ,   ! Ci  
$end
```

\$data4

```
idenc=1,  
idenpf = 1,  
denb(1) = 1.3709E+13 , ! Initial nH(0)  
deno(1) = 6.4000E+11 ,  
pfcden(1,1) = 2.900 ,  
pfcden(2,1) = 1.600 ,  
pfcden(3,1) = 1.,  
itdp=6,  
contn(1) = 0.1326 , ! Cn  
$end
```

```

$data6
  tstrt = 30.00 ,           ! simulation starts at 30 ms
  tmax = 330.0 ,
  tst3d = 0.,
  timbal =
    30.0, 51.4, 72.9, 94.3, 115.7, 137.1, 158.6,
    180.0, 201.4, 222.9, 244.3, 265.7, 287.1, 308.6,
    330.0,
    0.,
Send

$data7
  isg = 5, 0,             ! Puffing rates from TGF file
  ryclw = 0.9500 ,       ! Recycling coefficient for wall
  rycld = 0.9500 ,       ! Recycling coefficient for NBI losses
Send

-- begin TGF --           ! Puffing rates
t(s) Torr-l/seg
0.000 0.000
5.0000E-02 0.000
5.5000E-02 9.000
0.1000 9.000
0.1050 3.700
3.300 3.700
-- end TGF --

$data8
  njct = 1,
  beampw(1) = 9.3000E+05 ,
  beampw(2) = 9.3000E+05 ,
  tnjct(1) = 30.00 ,      ! NBI starts at 30 ms
  tnjct(2) = 30.00 ,
  dtnjct = 5.000 ,       ! Lineal turn-on time 5 ms.
  ibmcx = 1,
  dtch = 0.01,
  dtcgl = 0.01,
Send

$data9
  idnzpf(1) = 1,
  dhib(1) = 5.7119E+11 ,  ! Initial central impurity density
  dhio(1) = 2.6667E+10 ,
  pfcdnz(1,1) = 2.900 ,
  pfcdnz(2,1) = 1.600 ,
  pfcdnz(3,1) = 1.,
Send

$data12
  necrh = 3,             ! ECRH
  pheath = 8.0000E+05 ,  ! See Note (1) of A2
  resmr = -1.,          ! See Note (1) of A2
  nicrh = 0,
Send

```

```
-- begin TEC --
```

```
t(s) kW
```

```
0.000 800.0
```

```
3.0000E-02 800.0
```

```
3.2000E-02 0.000
```

```
3.300 0.000
```

```
-- end TEC --
```

```
! ECRH injection evolution ...
```

```
! Injection interrupted at 30 ms
```

```
! lineal decay time 2 ms
```

```
$data13
```

```
iwall = 1,
```

```
$end
```

A4. Principales modificaciones introducidas en el código PROCTR

Ha sido necesario efectuar una serie de modificaciones al código PROCTR, tanto para adaptarlo a la fase de NBI del TJ-II, como para su instalación en la Cray T3E y su uso paralelizado.

1). El programa principal (módulo proctr.for) ha sido transformado en subrutina, con modo de llamada CALL PROCTR, sin argumentos.

2) La subrutina ECRH del módulo ecrh.for ha sido modificada con el fin de permitir los cambios de perfil radial y de absorción total con la densidad local electrónica descritos en §2.2. Esta posibilidad se activa usando la opción necrh = 3, junto con cualquier valor negativo de resmr en el namelist data12. Cf. Nota(1) en A2 y §2.2

3) La subrutina INJECT (módulo inject.for) se ha modificado por dos razones:

a) Para permitir la transición suave entre coeficientes de transporte correspondientes a la fase de ECRH y los de la NBI. Los coeficientes de la fase ECRH se leen de ficheros previamente preparados, mientras que los de la fase NBI se leen directamente del fichero de entrada principal .inp. Los valores instantáneos se calculan pesando, cada uno de ellos, con la potencia absorbida en cada tipo de inyección. Si la potencia absorbida total fuera nula se toman los valores de .inp, (cf. §2.4).

b) Para efectuar la conexión con la nueva subrutina HOFTJ2, descrita a continuación, similar a la HORBCHS (módulo horbchs.for) de la versión anterior.

4) Una nueva subrutina: HOFTJ2 (módulo hoftj2.for) ha sido introducida para leer las tablas que contienen los resultados de los cálculos de absorción y pérdidas de NBI (cf. §2.3) y obtener de ellas, interpolando en función de la densidad media en volumen, los valores instantáneos de absorción, pérdidas, perfiles radiales, etc.

Esta subrutina también utiliza las pérdidas de *shine-through* y de iones rápidos para generar el *puffing* interno ficticio, procedente del reciclado de esas pérdidas en la pared, que se añade a la tasa de *puffing* externa (cf. §2.3). Este proceso de reciclado viene afectado por un coeficiente rcycld (namelist data7), que puede ser distinto del correspondiente a la pared (rcyclw), aunque usualmente se ha tomado el mismo valor.

5) La subrutina CTDE (módulo plsprm.for) ha sido modificada para permitir utilizar coeficientes de transporte electrónicos χ_e que sigan cualquiera de las Leyes de Escala de la Tabla 2.I. Esta opción se activa con el valor ixe = 8 del namelist data2 (cf. A1), que en la versión anterior del código se utilizaba solo para la ley LHD. Los exponentes adecuados de cada forma funcional han sido incluidos en esa subrutina.

La Ley de Escala y los datos de la configuración magnética en uso se leen, según sea el modo de utilización del código, bien de un fichero preexistente, bien de las dos últimas líneas de cabecera (las que preceden a la línea &end) del fichero de entrada principal .inp (cf. A2 y A3)

Además, para la adaptación a la T3E, ha sido necesario efectuar algunas otras modificaciones, menos importantes pero muy laboriosas, tales como la modificación del procedimiento de lectura de namelist, para permitir la compatibilidad de los ficheros de entrada de ambos ordenadores, evitar escrituras en modo secuencial en los ficheros de acceso directo, etc.

Por último se han construido una serie de programas auxiliares que generan automáticamente los ficheros de entrada, con datos distintos para cada procesador, en el entorno paralelizado, que leen los ficheros individuales generados por cada procesador, construyen a partir de ellos los datos generales, etc.

También se han elaborado programas que leen los ficheros de resultados finales del código y permiten su representación gráfica flexible, tanto en la Cray-J90, mediante *remote copy* y la librería CA-DISSPLA, como con otras aplicaciones (KaleidaGraph, etc.).

Lista de Tablas

Tabla 2.I Principales Leyes de escala para Stellarators

Tabla 3.I Principales resultados para la situación de ECRH

Tabla 4.I Principales resultados para la fase de NBI

Tabla 4.II Regímenes de colisionalidad

Lista de Figuras

§2

- Fig.2.2.1 a) Perfil radial de absorción ECRH y variación con la densidad
b) Variación de la potencia absorbida con la densidad central.
- Fig.2.2.2 Dependencia con el tiempo de las diversas absorciones de potencia
a) Sin desconectar la inyección de microondas.
b) Desconectándola (tiempo de caída lineal 2 mseg.)
- Fig.2.3.1 a) Dependencia de la absorción y pérdidas de NBI con la densidad central.
b) Perfil radial de absorción para varias densidades centrales.
- Fig.2.4.1 Perfil radial típico para los coeficientes de conductividad térmica electrónica (χ_e) e iónica (χ_i).
- Fig.2.4.2 a) Dependencia con la densidad central del tiempo de confinamiento global de la energía (τ_E) para varias leyes de escala predicho para el caso de NBI.
b) Idem. para la β central
- Fig.2.4.3 Dependencia de los tiempos de confinamiento calculados y predichos por las leyes de escala en función de los coeficientes C_e , C_n y C_i que afectan a los de transporte. Las flechas indican los valores correspondientes al ajuste para la ley LHD.
- Fig.2.4.4 Efecto resultante de considerar una transición suave (líneas sólidas) o brusca (líneas de puntos) para los coeficientes de transporte durante la transición ECRH-NBI.
a) Temperatura electrónica central
b) Tiempo de confinamiento global de la energía.
c) β central.

§3

- Fig.3.1 Evolución de las magnitudes principales durante la fase ECRH (800 kW)
a) Densidades central, media de línea y media de volumen.
b) Temperaturas centrales electrónica e iónica.
c) β central y media
- Fig.3.2 a) Perfil radial de densidad, temperatura electrónica e iónica.
b) Perfil radial de la densidad de neutros fríos.
- Fig.3.3 Dependencia con las diversas leyes de escala de:
a) Tiempo de confinamiento global de la energía (τ_E) y de partículas (τ_p)
b) β central y media

§4.1

- Fig.4.1.1 Tasa de inyección de gas (*gas puffing*) externa (línea continua), tasa aportada por el reciclado de las pérdidas de iones rápidos y de *shine through* (línea de trazos) y contribución total (línea de puntos).
- Fig.4.1.2 Evolución temporal de la densidad media en volumen para varias estrategias de *gas puffing*.
a) Variando la tasa del tramo final
b) Variando el momento de inicio del tramo final
- Fig.4.1.3 a) Efecto del retardo en la iniciación del *gas puffing*.
b) Efecto de variar combinadamente el momento de inicio y la tasa del tramo final

§4.2

- Fig.4.2.1 Evolución temporal de las densidades centrales, media de línea (nelin) y media en volumen (neav).
a) A lo largo de toda la descarga
b) Durante los primeros 50 mseg. de la inyección de neutros.
- Fig.4.2.2 Evolución temporal de las temperaturas centrales electrónica e iónica
- Fig.4.2.3 a) Perfil radial de densidad, temperatura electrónica e iónica.
b) Perfil radial de β .
- Fig.4.2.4 Evolución temporal de la densidad de línea (línea continua) y de su valor límite (línea de puntos).
- Fig.4.2.5 Idem. en función de la potencia de haces neutros inyectada (a) y de la tasa de *gas puffing* final (b).

§4.3

- Fig.4.3.1 Evolución temporal de la absorción y de las diversas pérdidas:
a) A lo largo de toda la descarga
b) Durante los primeros 50 mseg. de la inyección de neutros.

§4.4

- Fig.4.4.1 Evolución temporal del tiempo de confinamiento global de la energía (τ_E) y de partículas (τ_p).
- Fig.4.4.2 Evolución temporal de la β central y media.
- Fig.4.4.3 Dependencia de las magnitudes principales con la potencia inyectada
a) Potencia absorbida
b) Tiempos de confinamiento
c) β central y media

Fig.4.4.4 Dependencia de las magnitudes principales con la tasa final de *gas puffing* :
a) Densidades finales
b) Potencia absorbida
c) β central y media

§4.5

Fig.4.5.1 Evolución temporal de los tiempos de confinamiento para varias leyes de escala:
a) Tiempo de confinamiento global de la energía
b) Tiempo de confinamiento de partículas.

Fig.4.5.2 Idem. para las β central (a) y media (b).

Fig.4.5.3 Dependencia con las diversas leyes de escala de:
a) Tiempo de confinamiento global de la energía (τ_E) y de partículas (τ_p)
b) β central y media

Fig.4.5.4 Idem. para la densidad media de línea (línea continua) y su valor límite (línea de puntos).

§4.6

Fig.4.6.1 Balance de potencia electrónica
a) Balance local (densidad de potencia)
b) Balance global (potencia integrada)

Fig.4.6.2 Idem. para la potencia iónica.

§4.7

Fig.4.7.1 Perfiles radiales de colisionalidad electrónica e iónica
a) Caso de NBI
b) Caso de ECRH

§4.8

Fig.4.8.1 Dependencia con la Z efectiva del plasma de:
a) Tiempos de confinamiento
b) β central y media

Fig.4.8.2 Idem. de:
a) Potencia absorbida
b) Densidad media de línea y límite de densidad.

Fig.4.8.3 Evolución temporal, durante los primeros momentos de la inyección de neutros, de la densidad media de línea y de su límite semiempírico:
a) Para $Z_{eff} = 1$ durante los primeros 50 mseg.
b) Para $Z_{eff} = 1$ y $Z_{eff} = 3.7$ durante los primeros 10 mseg.

§4.9

- Fig.4.9.1 Dependencia de las magnitudes principales con la tasa de reciclado
- Densidades central y medias finales
 - Potencia absorbida
 - β central y media

§4.10

- Fig.4.10.1
- Evolución temporal de la densidad de neutros fríos en el borde (línea continua) y en el centro (línea de puntos).
 - Perfil radial de la densidad de neutros fríos.

§4.11

- Fig.4.11.1
- Evolución temporal de la densidad media en volumen considerando todos los aportes (línea continua), excluyendo el aporte de densidad correspondiente al reciclado de pérdidas de *shine through* y de iones rápidos (línea de trazos) y excluyendo todos los aportes de NBI (línea de puntos).
 - Incremento de densidad debido a los aportes anteriores.

§4.12

- Fig.4.12.1
- Evolución temporal del potencial eléctrico central (línea continua) y del campo eléctrico radial en el borde (línea de puntos).
 - Perfil radial del potencial y del campo eléctrico.

§4.13

- Fig.4.13.1 Evolución temporal de la corriente inducida por el haz de neutros
- Caso balanceado para dos potencias de inyección.
 - Casos CO, COUNTER y balanceado (930 kW por haz)

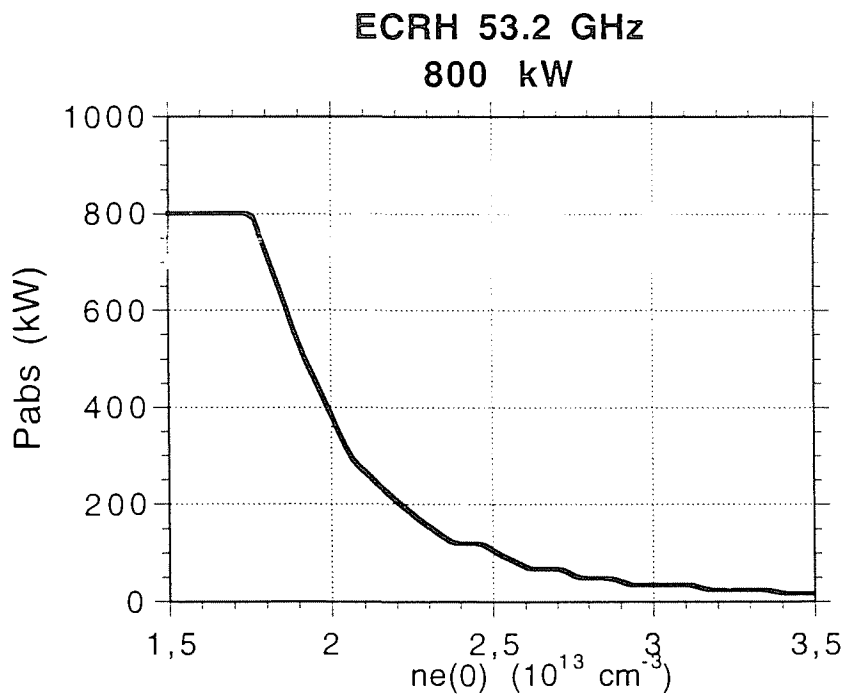
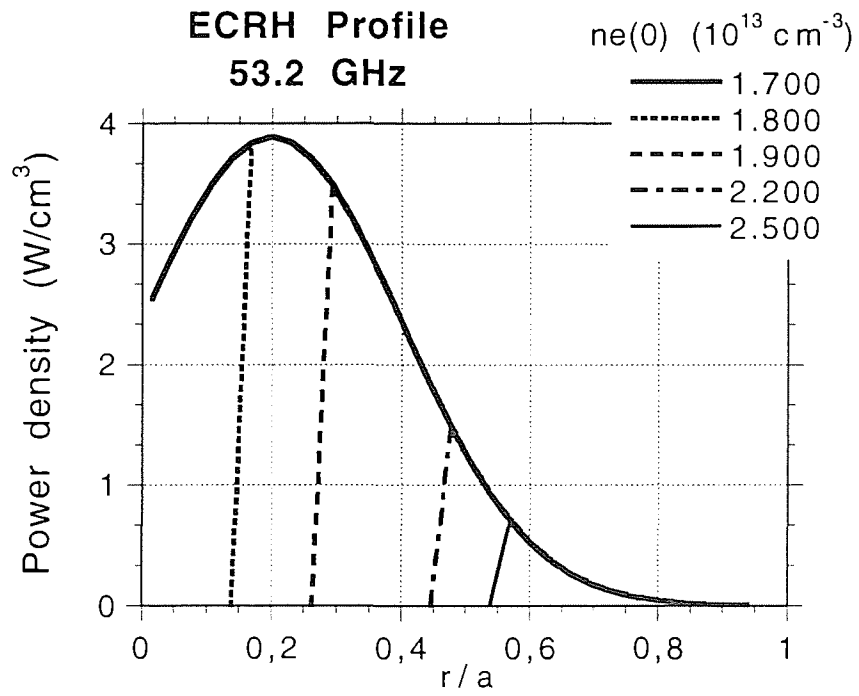


Fig.2.2.1

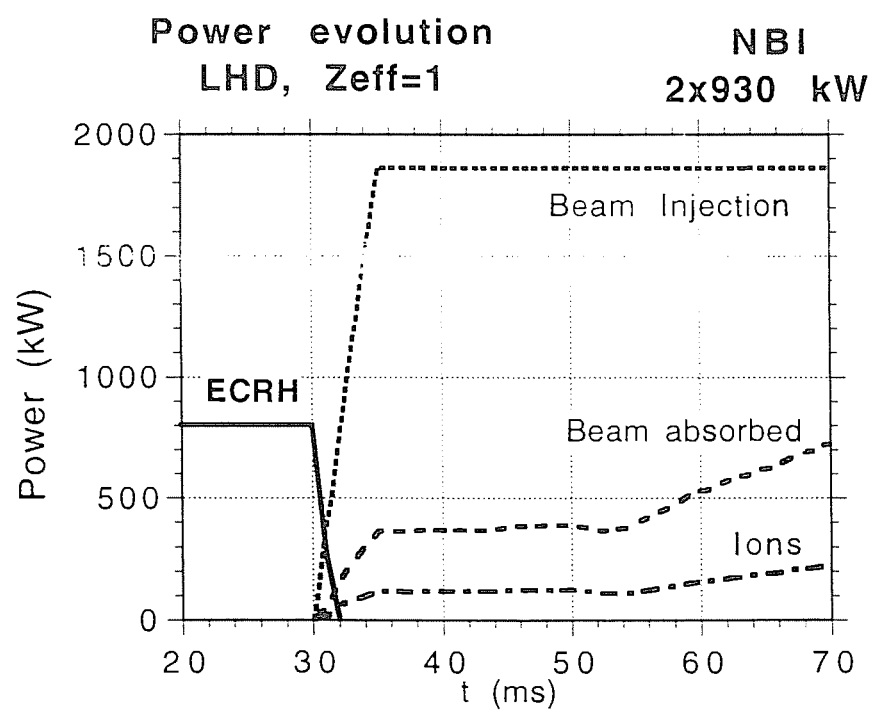
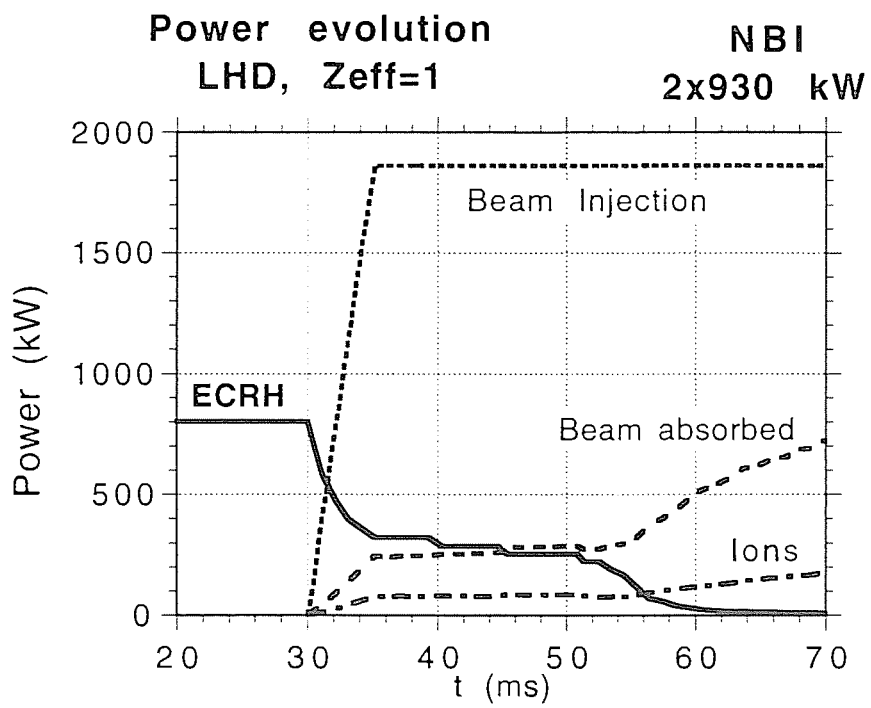


Fig.2.2.2

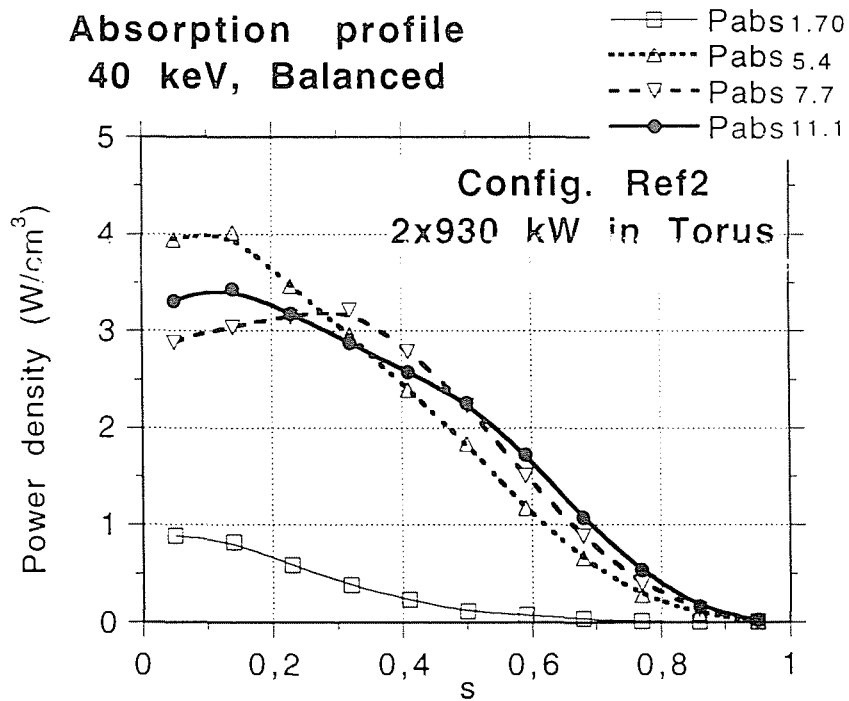
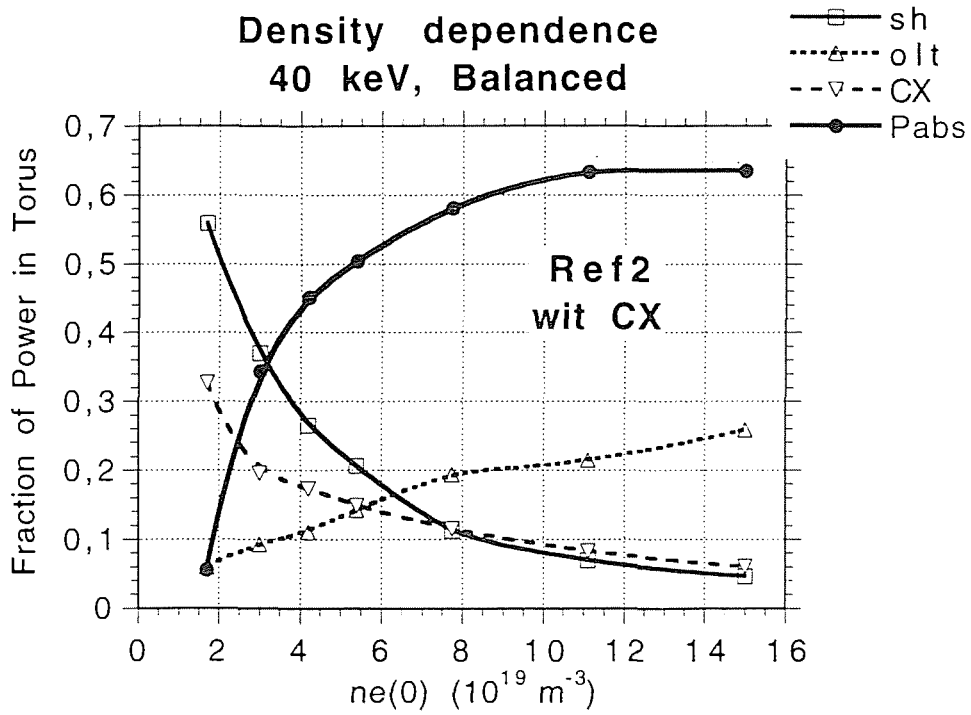


Fig.2.3.1

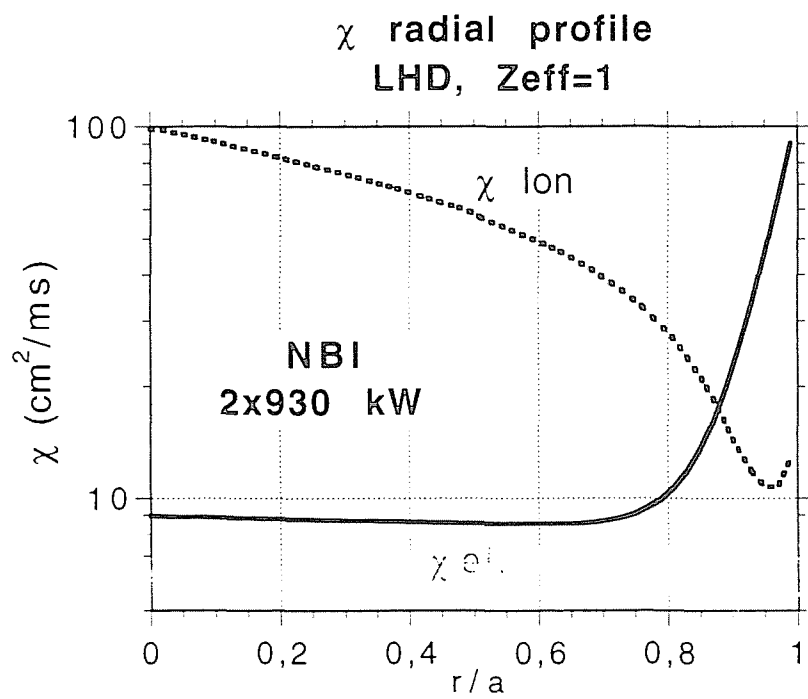


Fig.2.4.1

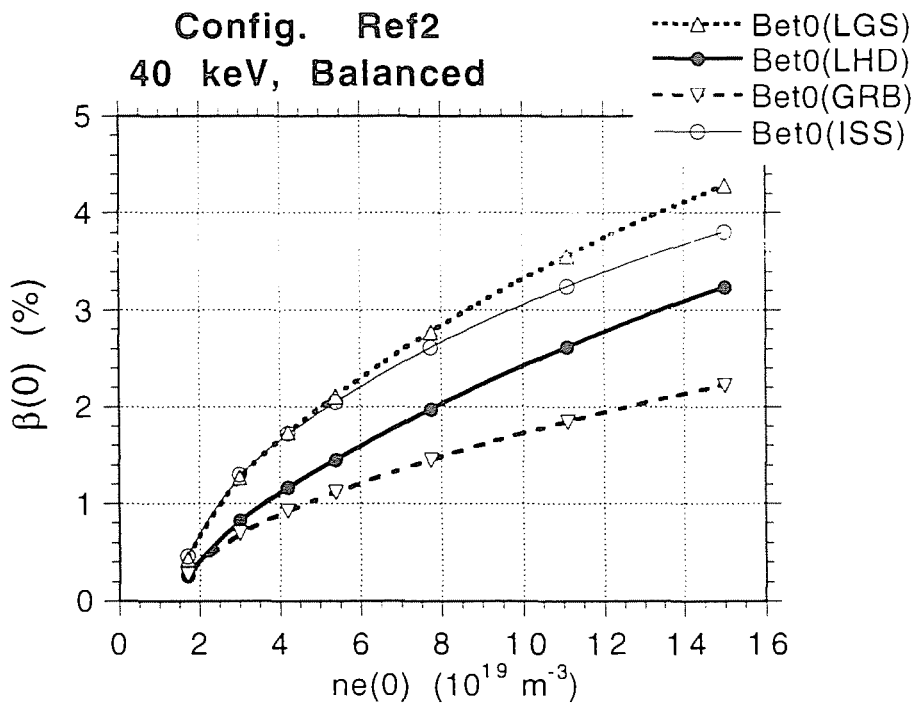
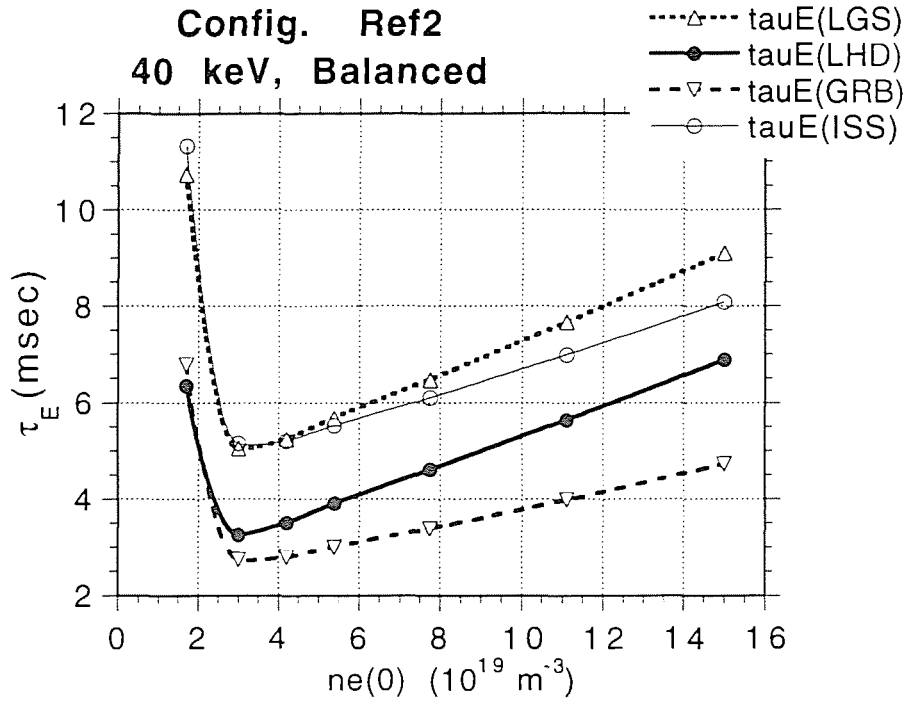


Fig.2.4.2

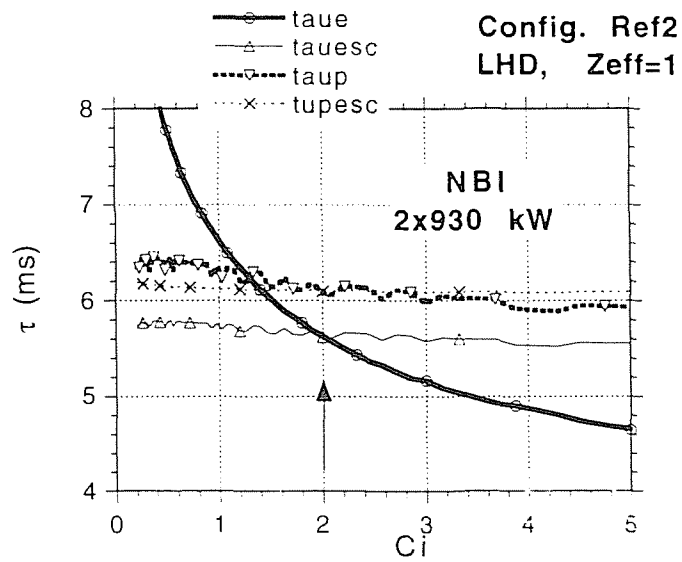
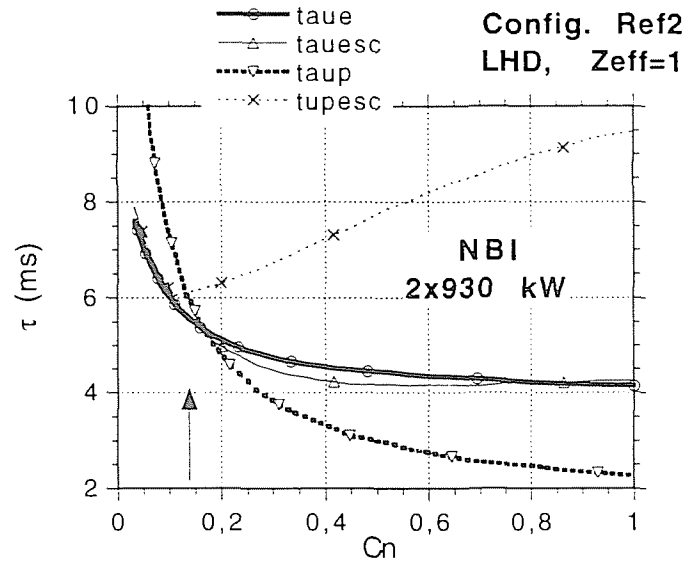
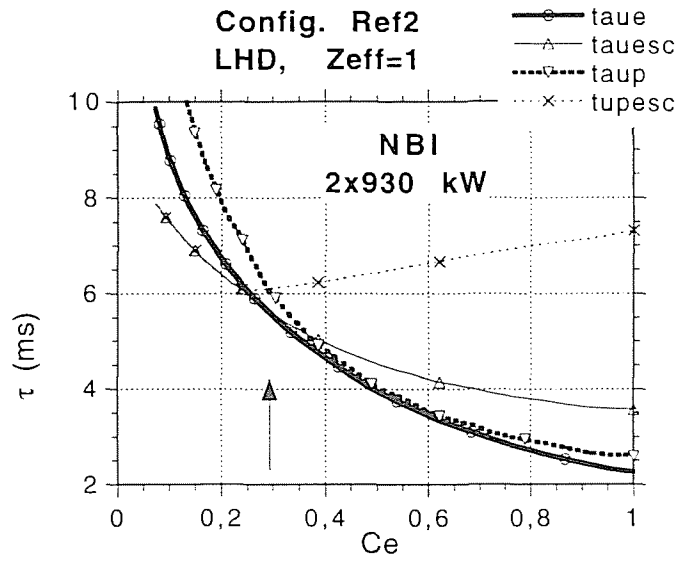


Fig.2.4.3

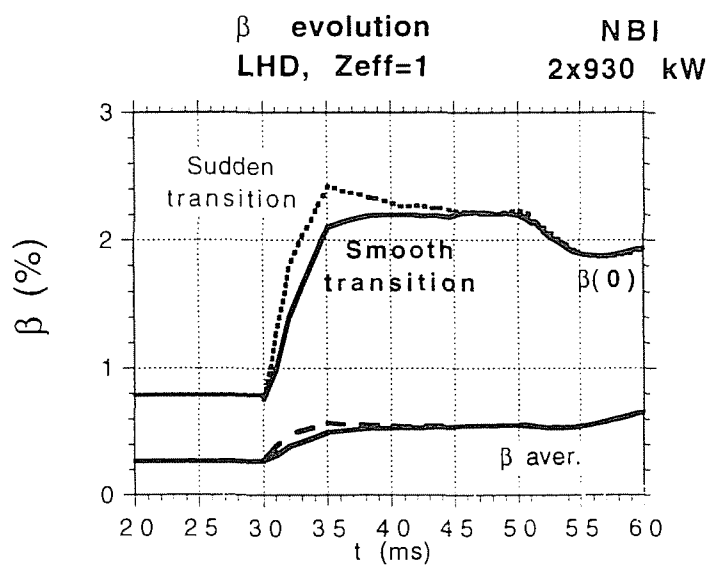
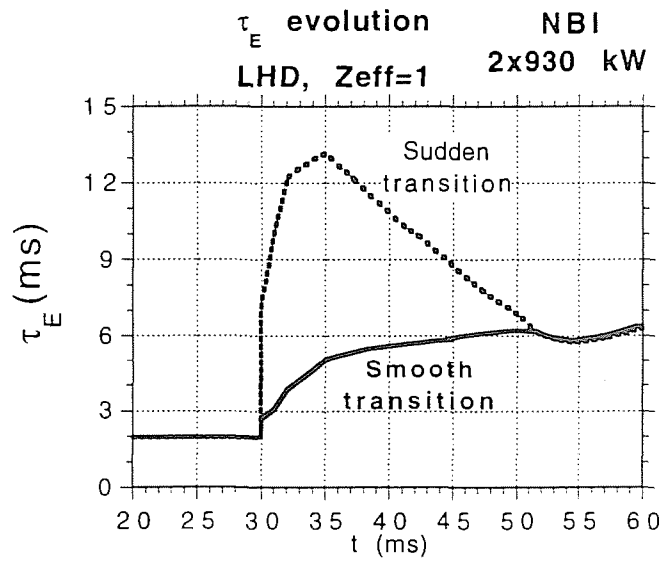
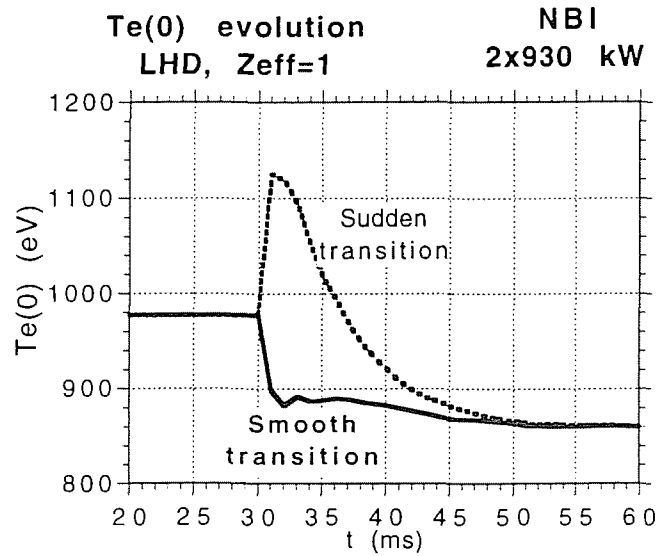


Fig.2.4.4

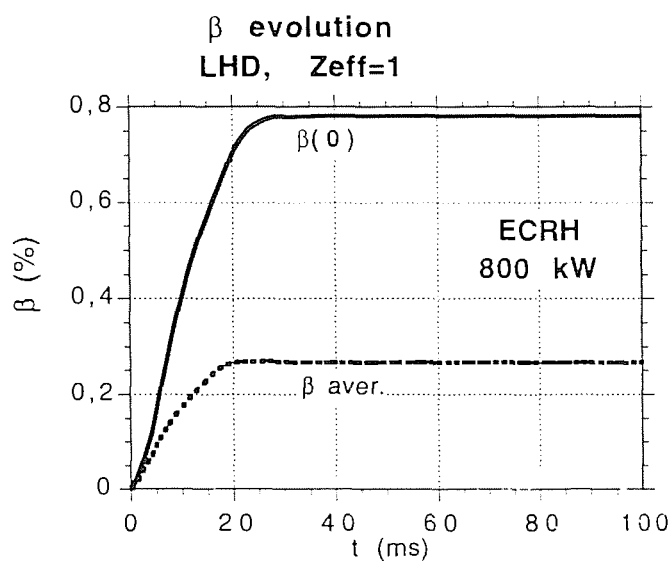
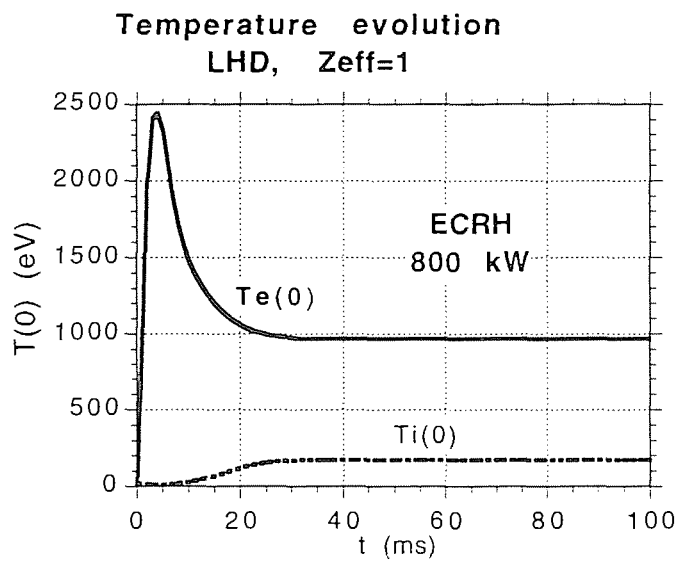
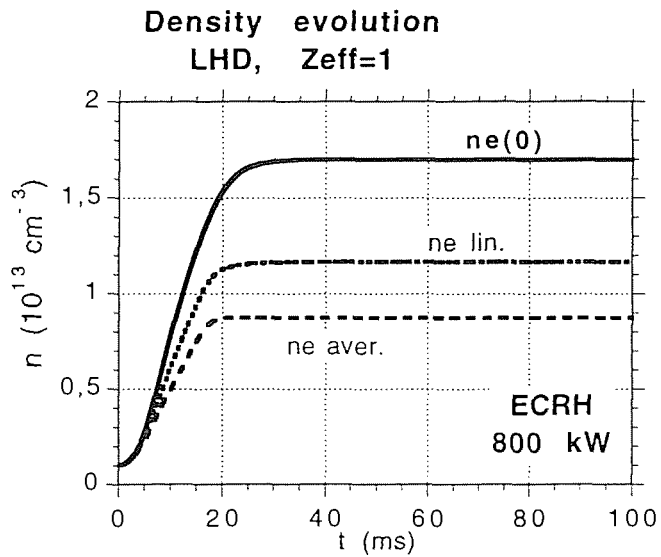


Fig.3.1

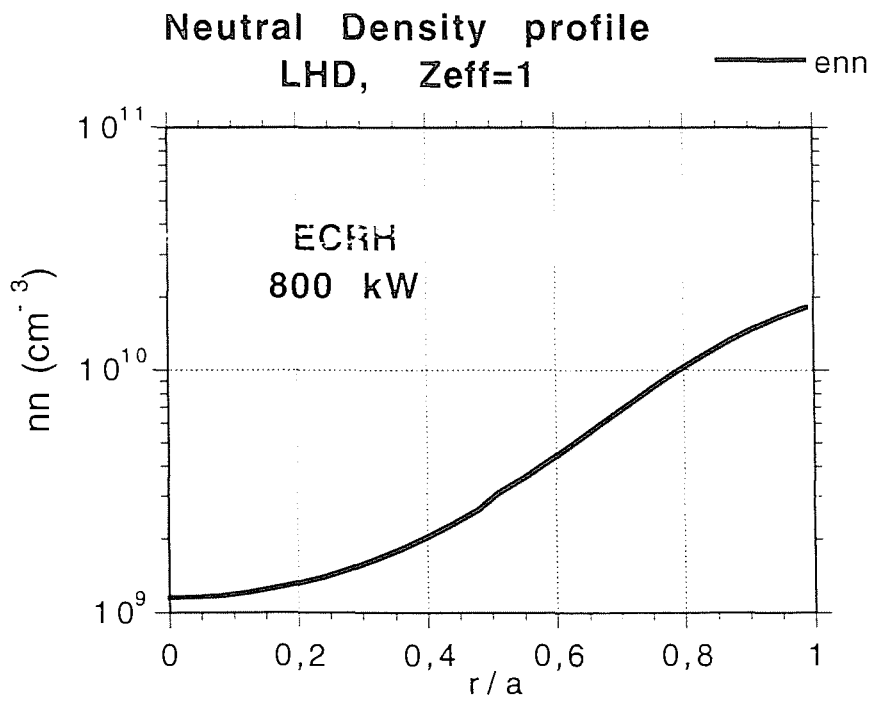
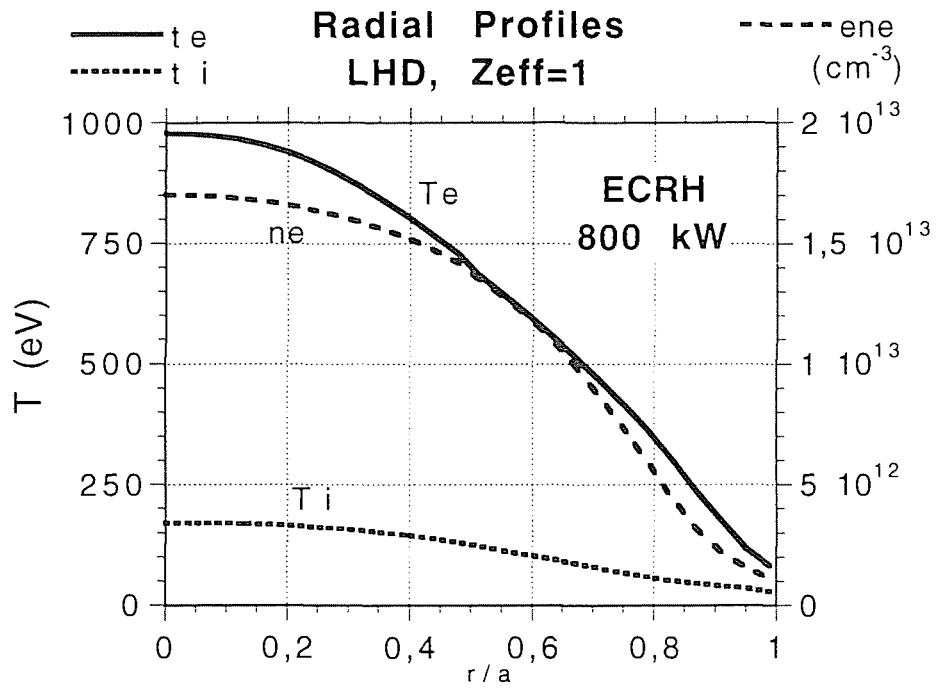


Fig.3.2

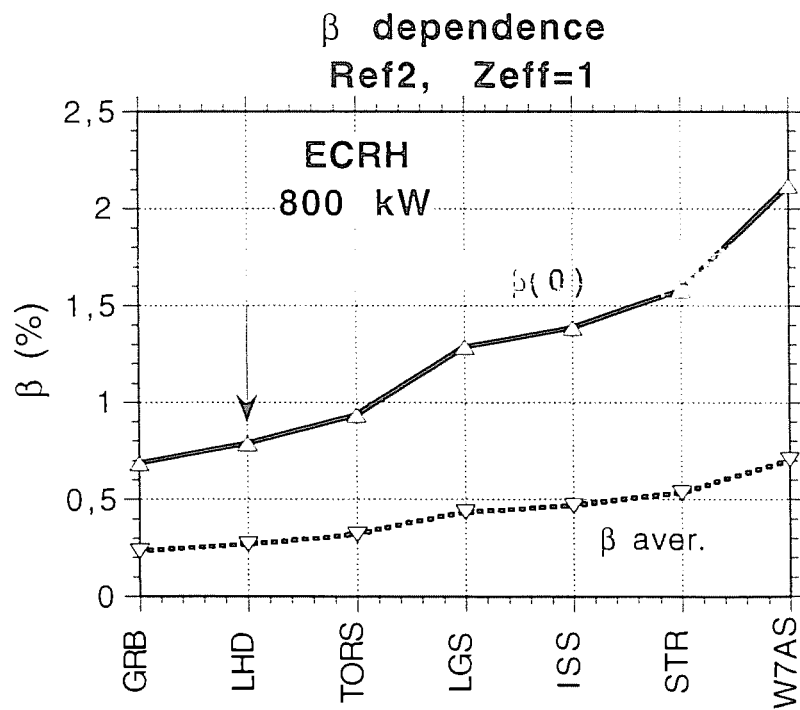
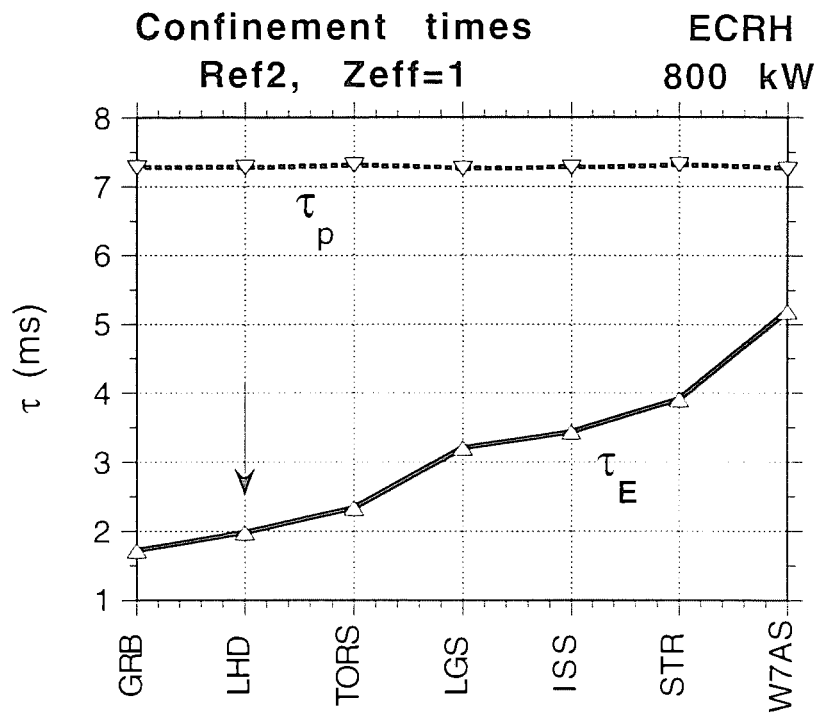


Fig.3.3

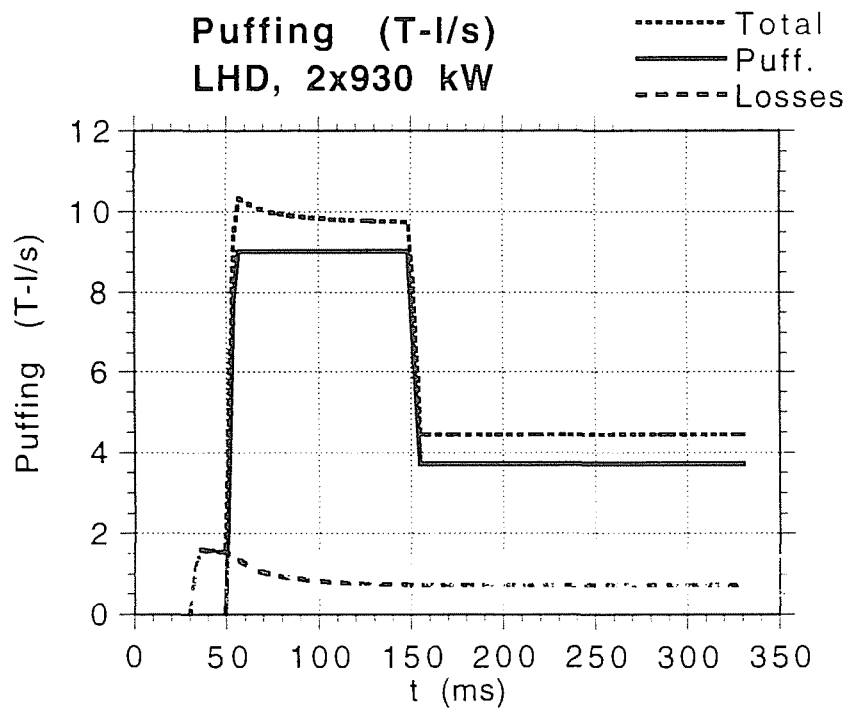
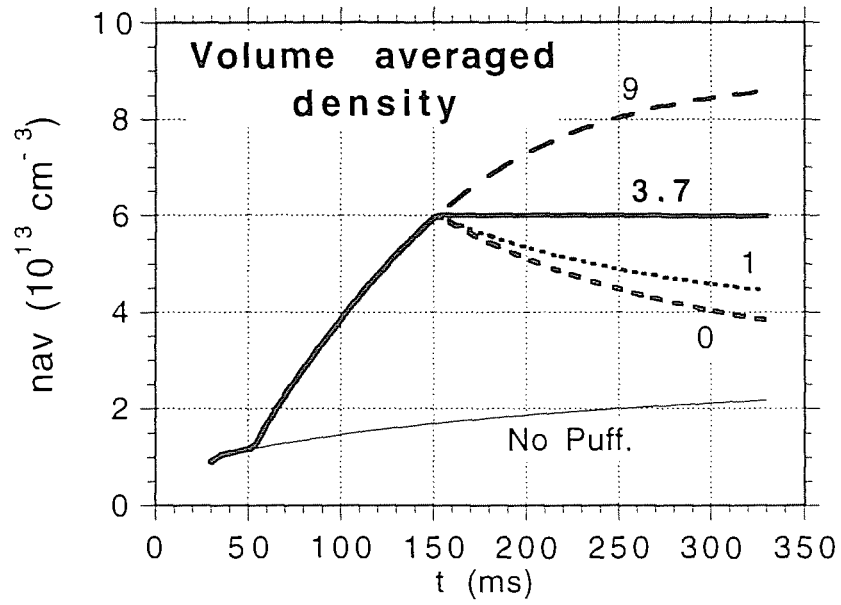


Fig.4.1.1

Final puffing dependence
LHD, $Z_{eff}=1$



Puffing time dependence
LHD, $Z_{eff}=1$

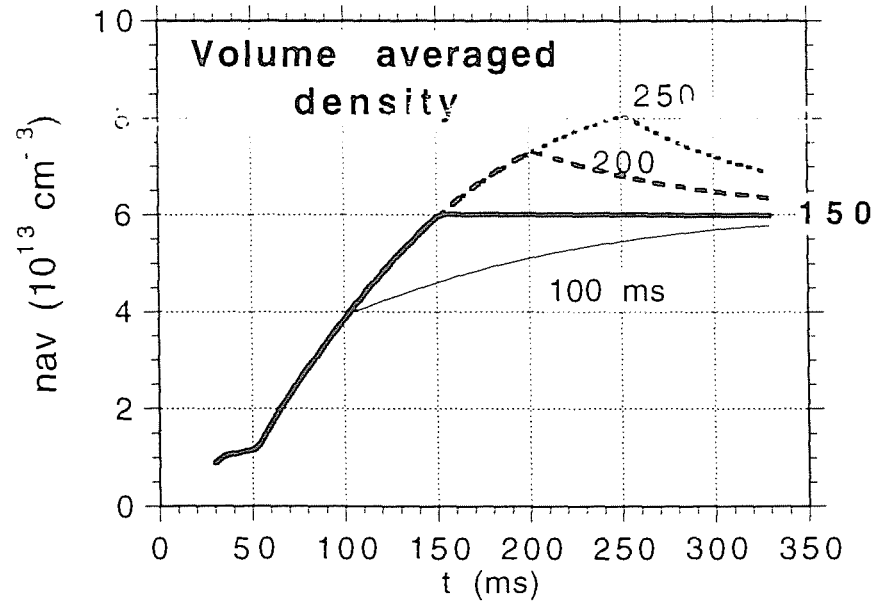
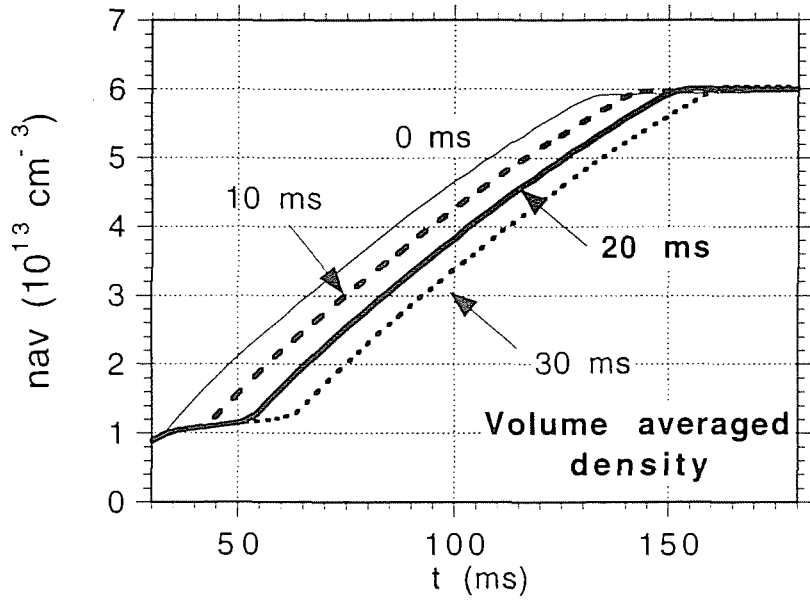


Fig.4.1.2

Puffing delay dependence
LHD, $Z_{eff}=1$



Puffing dependence
LHD, $Z_{eff}=1$

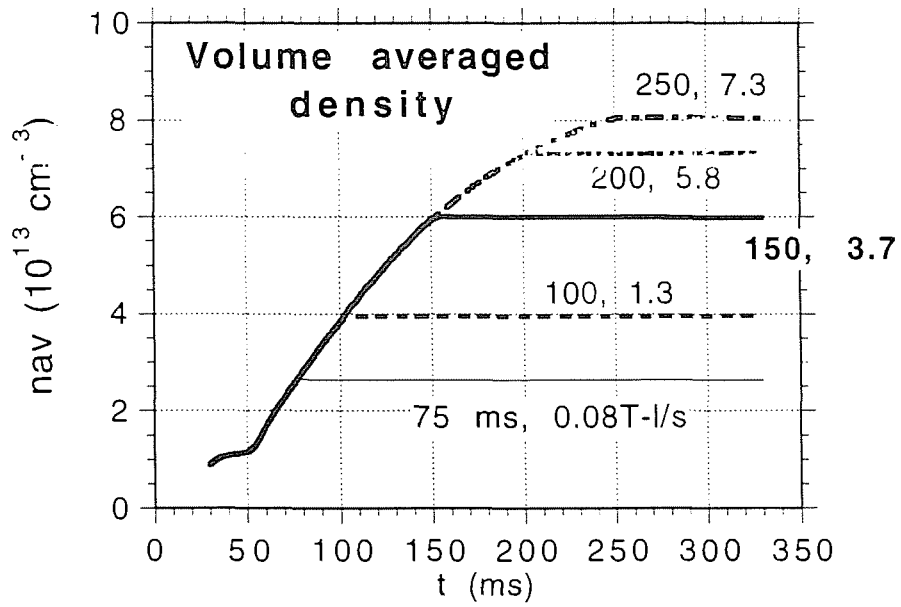
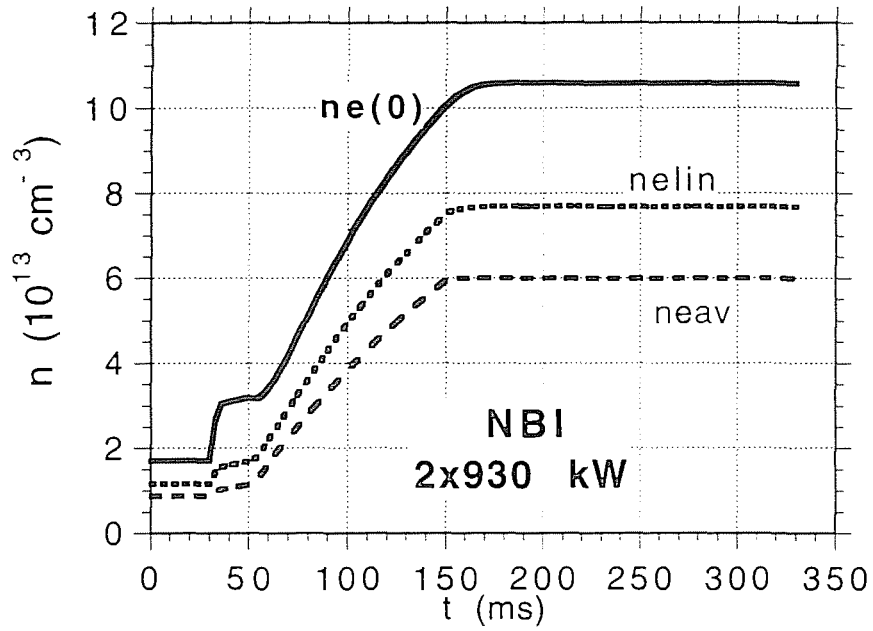


Fig.4.1.3

Density evolution
LHD, Zeff=1



Density evolution
LHD, Zeff=1

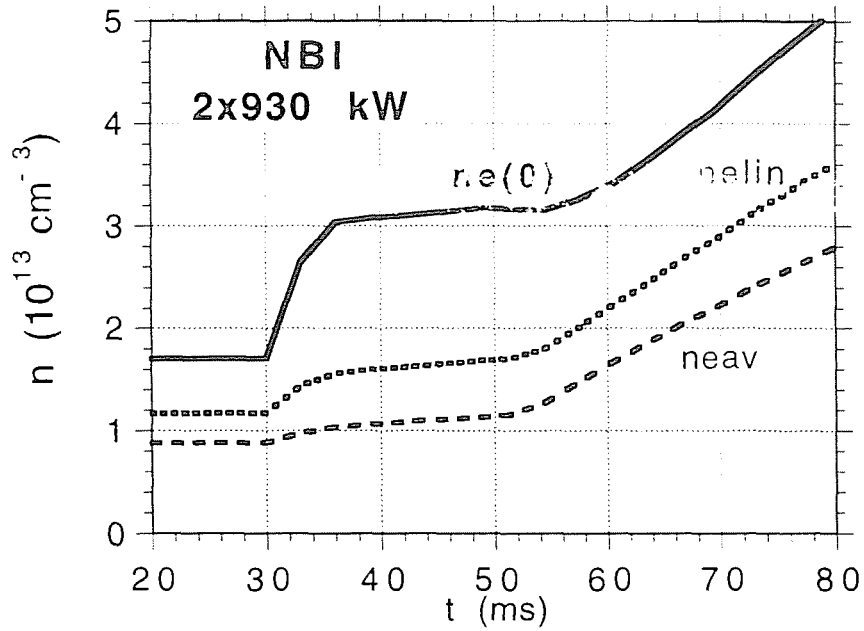
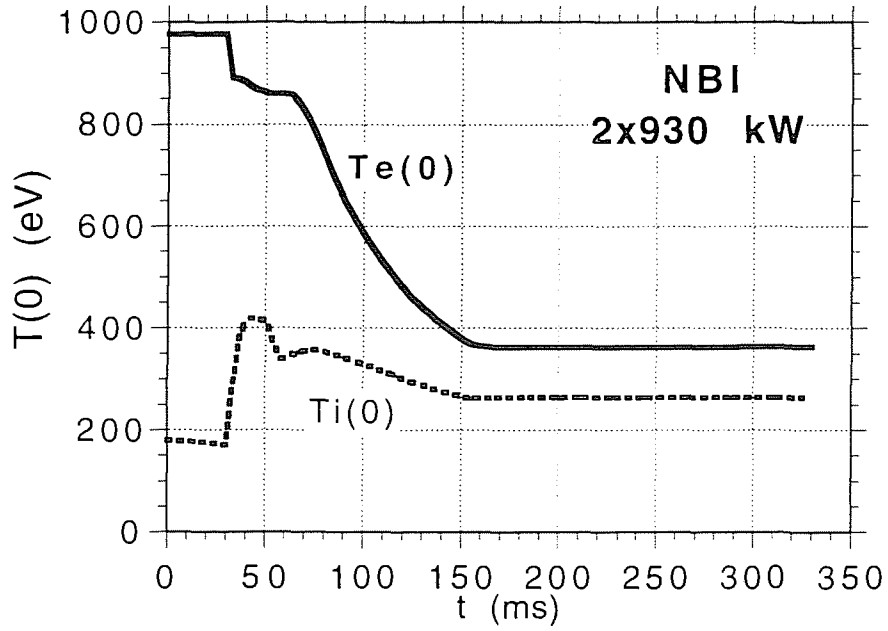


Fig.4.2.1

Temperature evolution
LHD, $Z_{eff}=1$



Temperature evolution
LHD, $Z_{eff}=1$

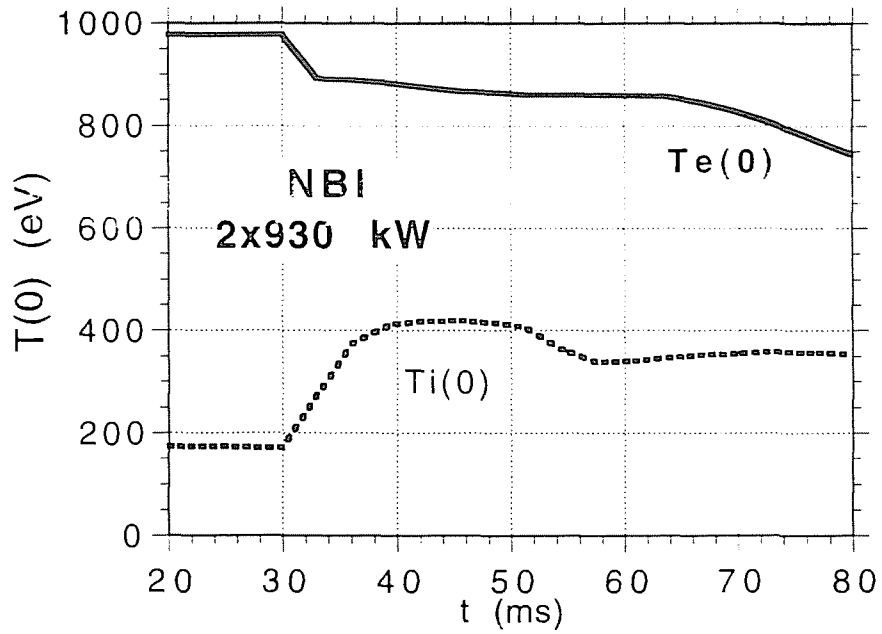


Fig.4.2.2

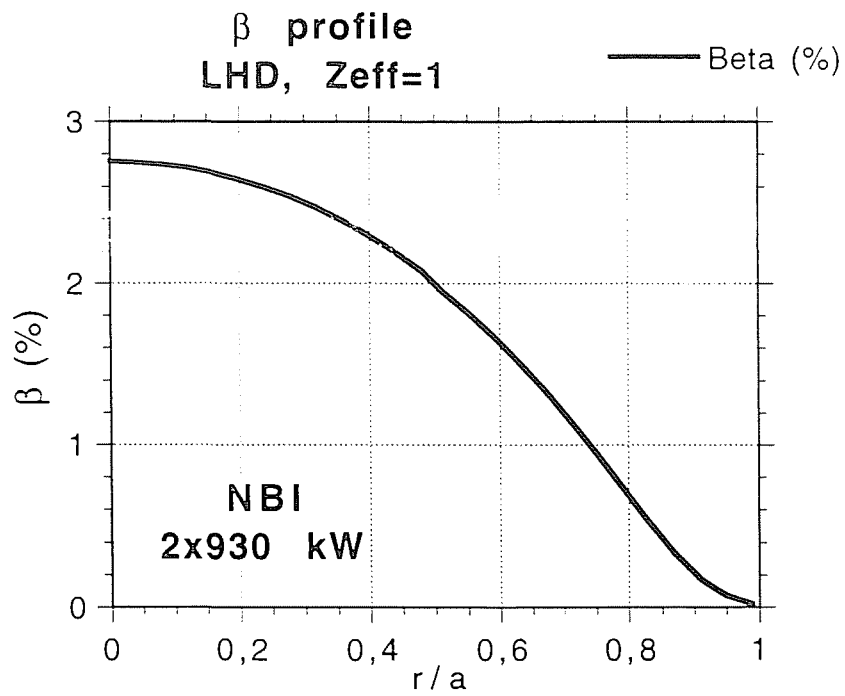
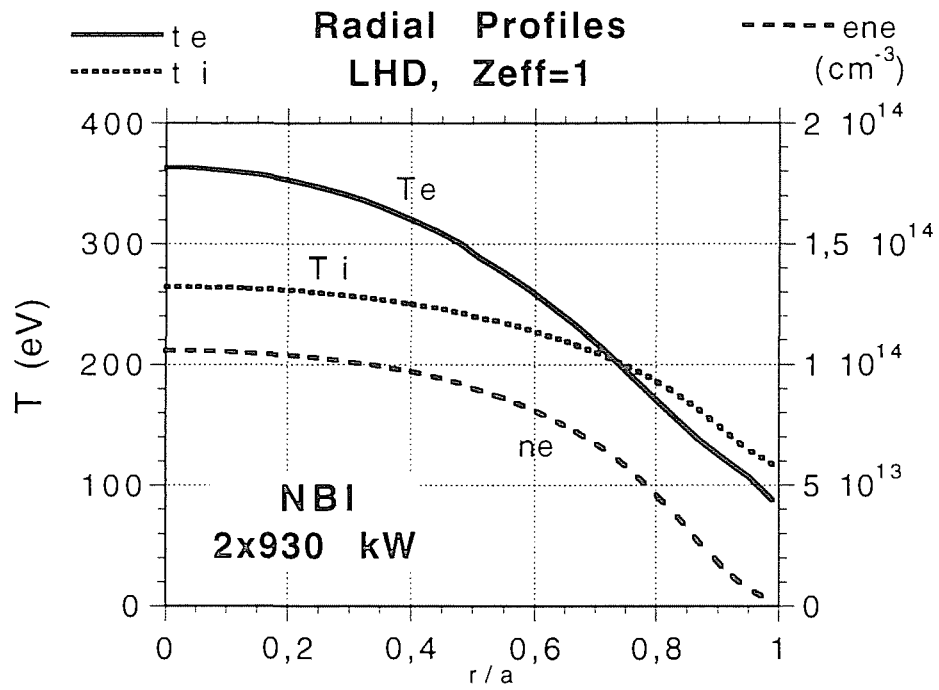


Fig.4.2.3

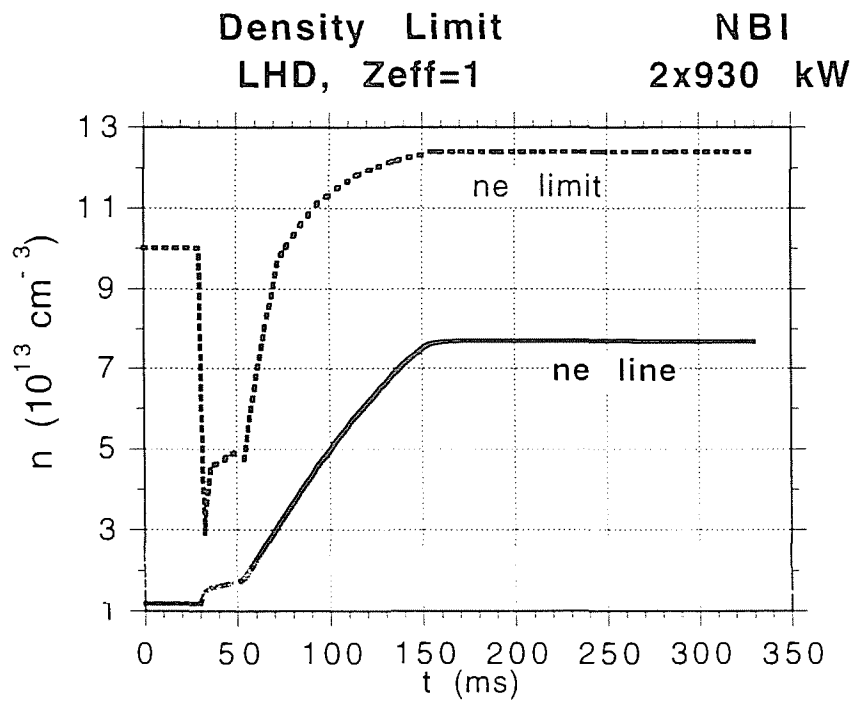
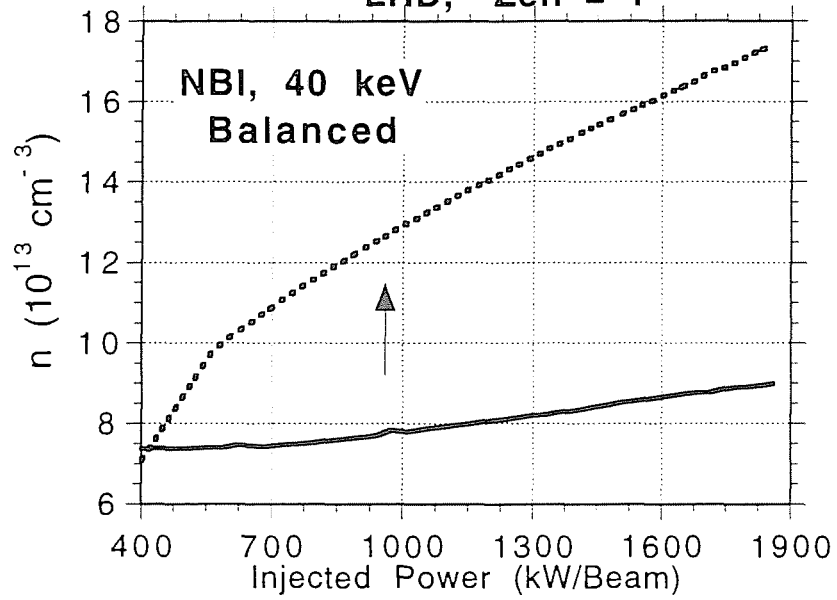


Fig.4.2.4

Density Limit
Injected Power dependence
LHD, $Z_{eff} = 1$



Puffing dependence
LHD, $Z_{eff}=1$

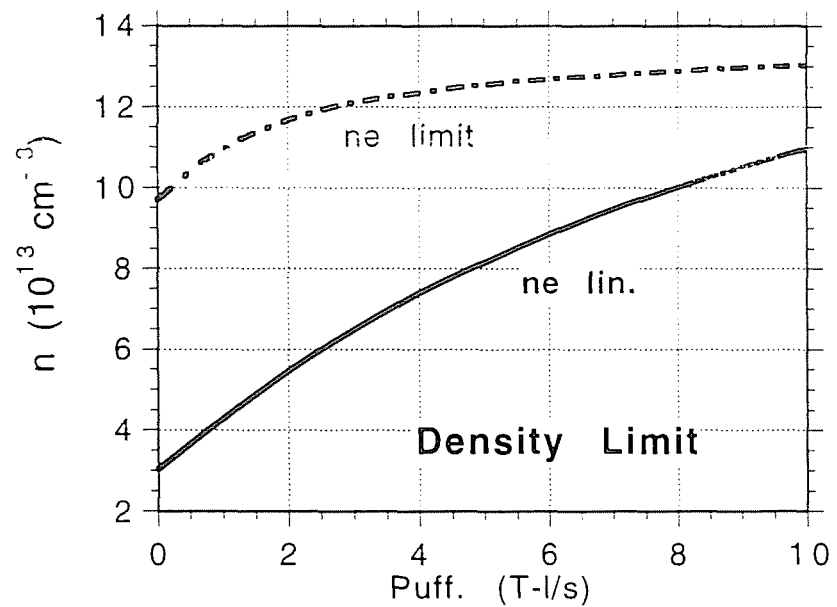
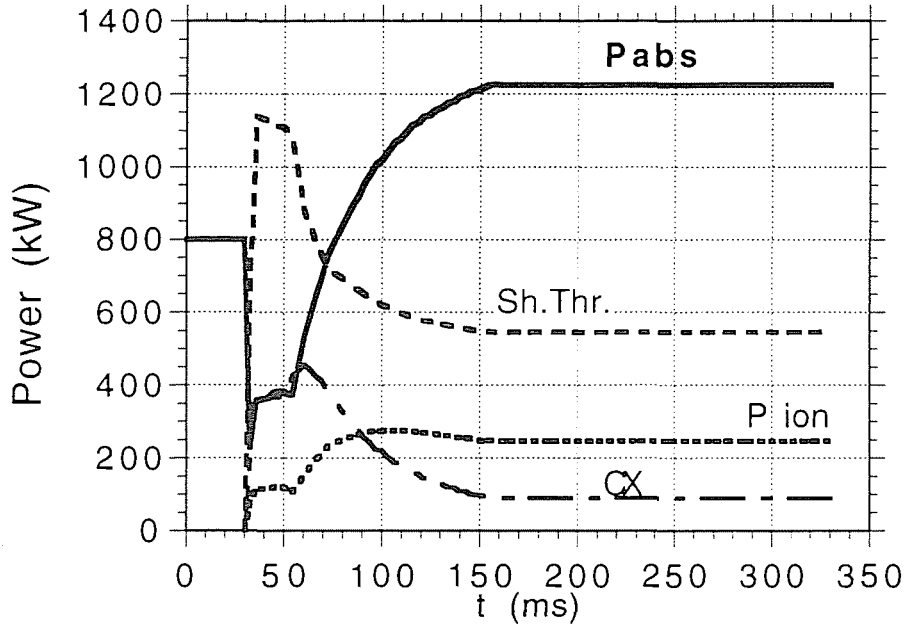


Fig.4.2.5

Power evolution
LHD, $Z_{eff}=1$

NBI
2x930 kW



Power evolution
LHD, $Z_{eff}=1$

NBI
2x930 kW

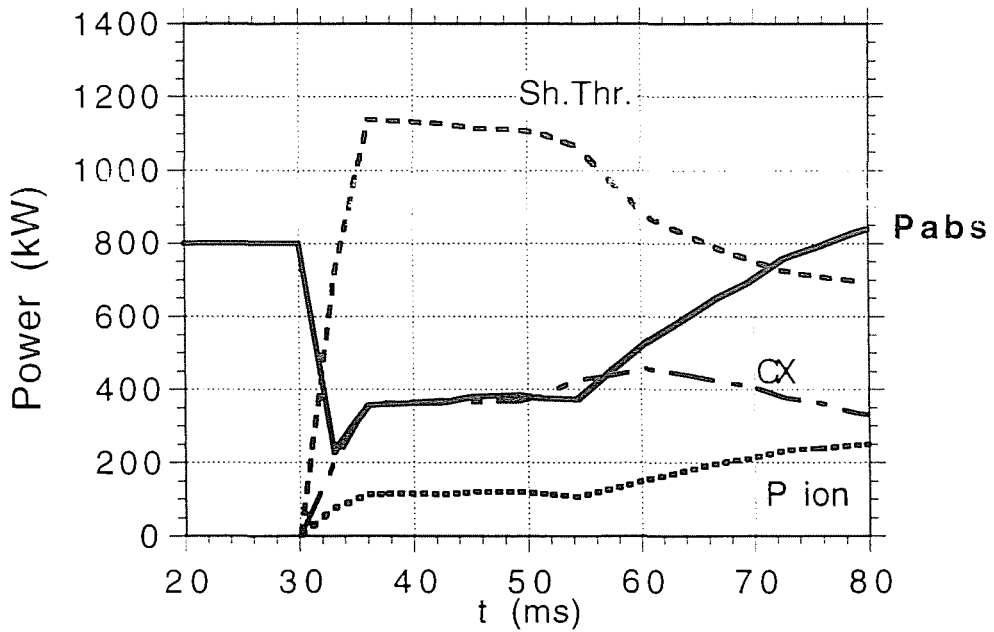
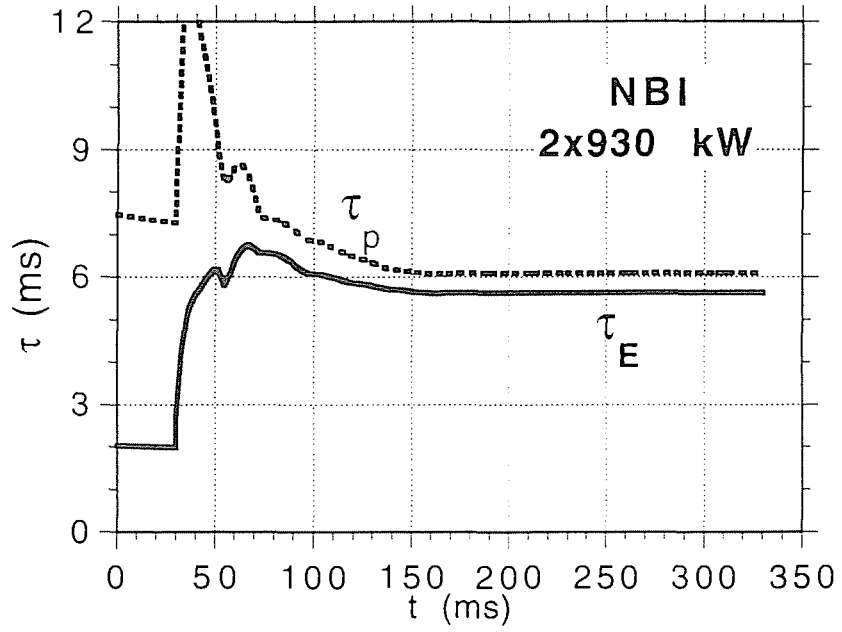


Fig.4.3.1

τ evolution
LHD, Zeff=1



τ evolution
LHD, Zeff=1

NBI
2x930 kW

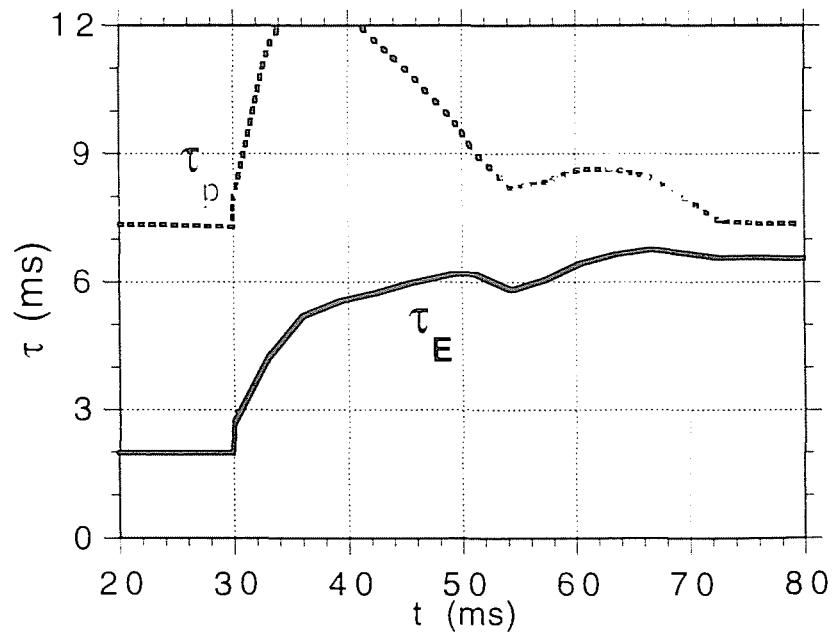
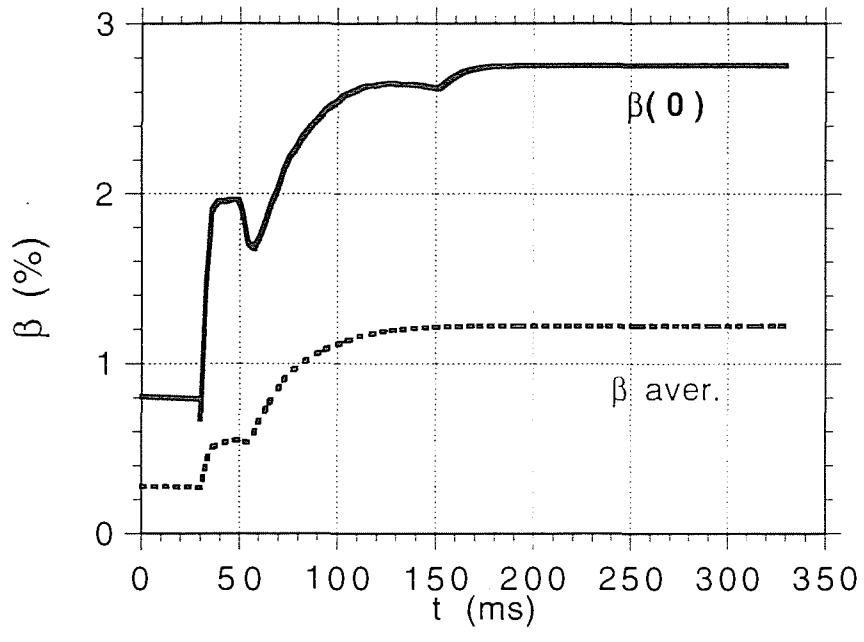


Fig.4.4.1

β evolution
LHD, $Z_{eff}=1$

NBI
2x930 kW



β evolution
LHD, $Z_{eff}=1$

NBI
2x930 kW

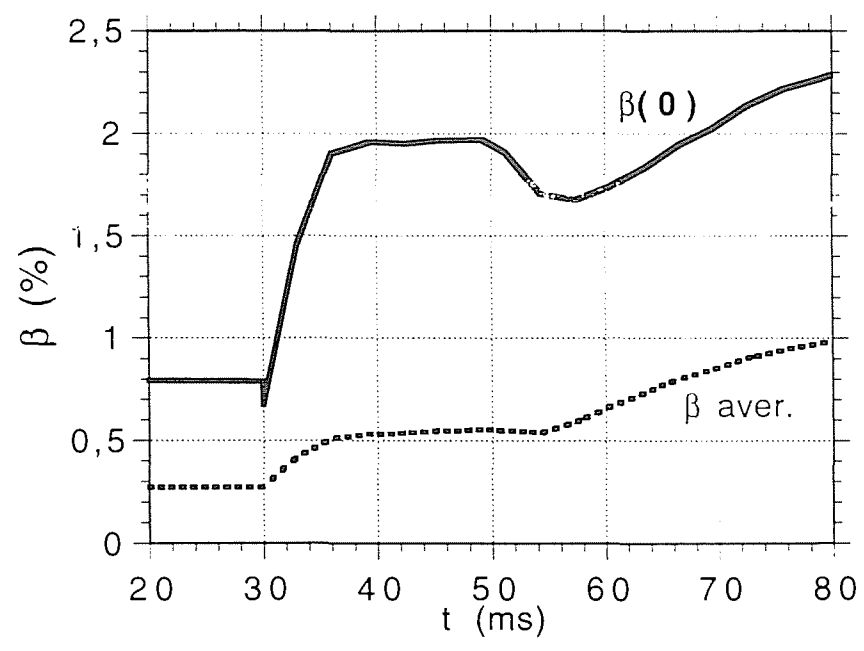


Fig.4.4.2

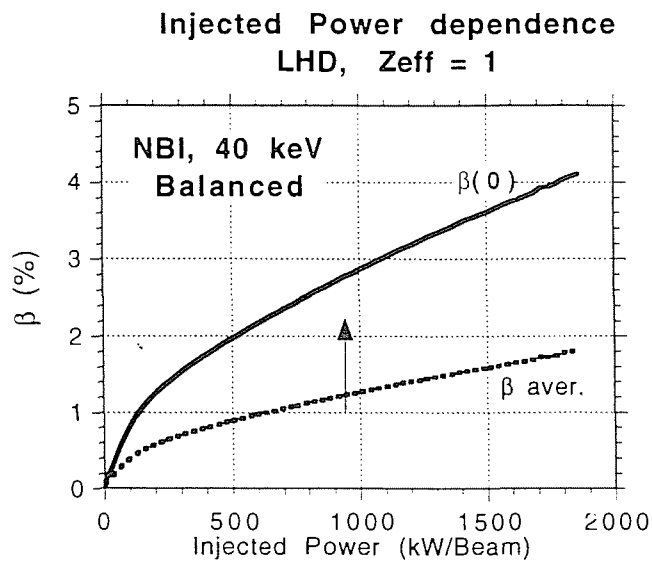
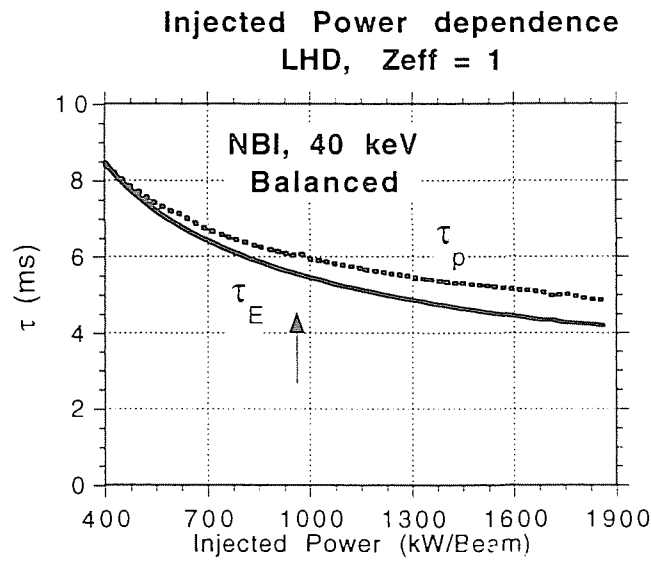
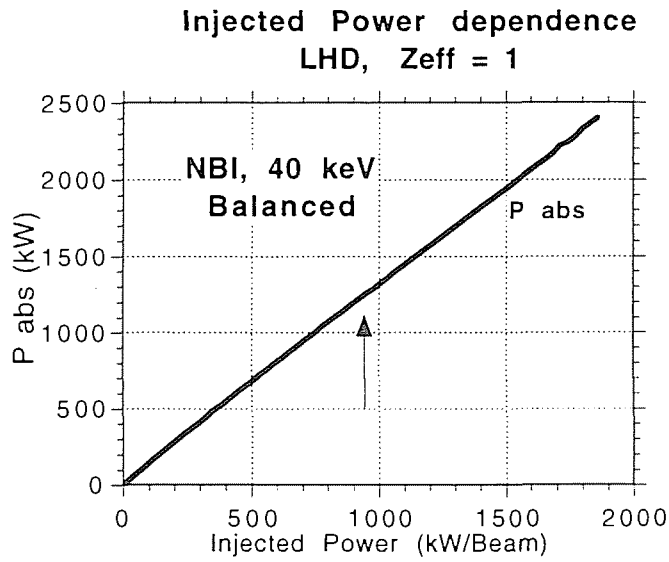


Fig.4.4.3

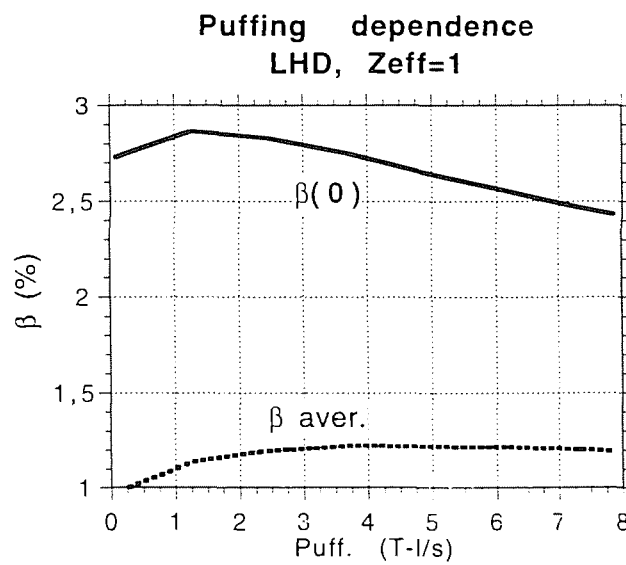
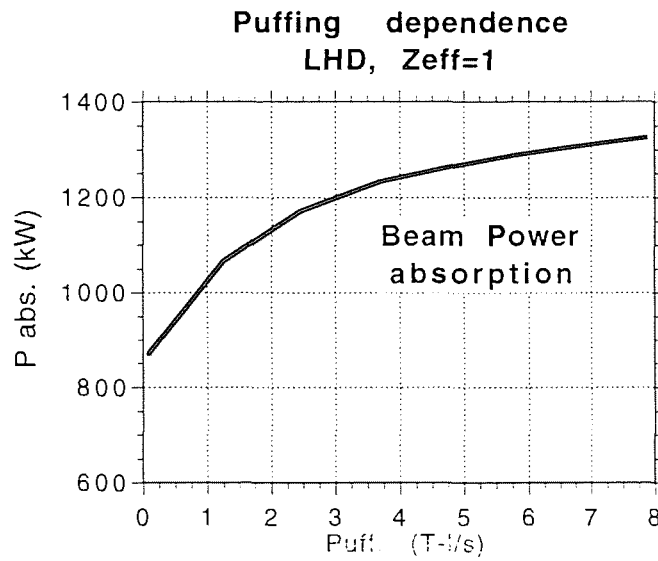
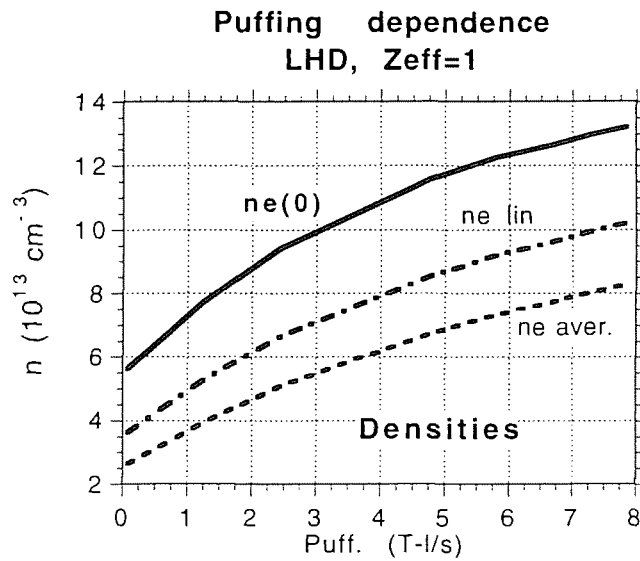


Fig.4.4.4

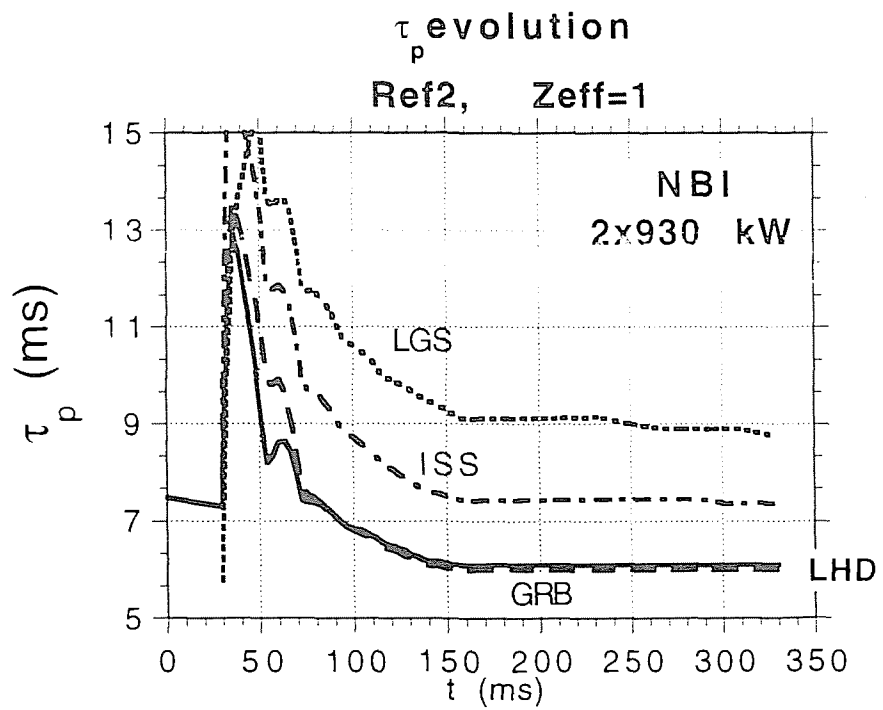
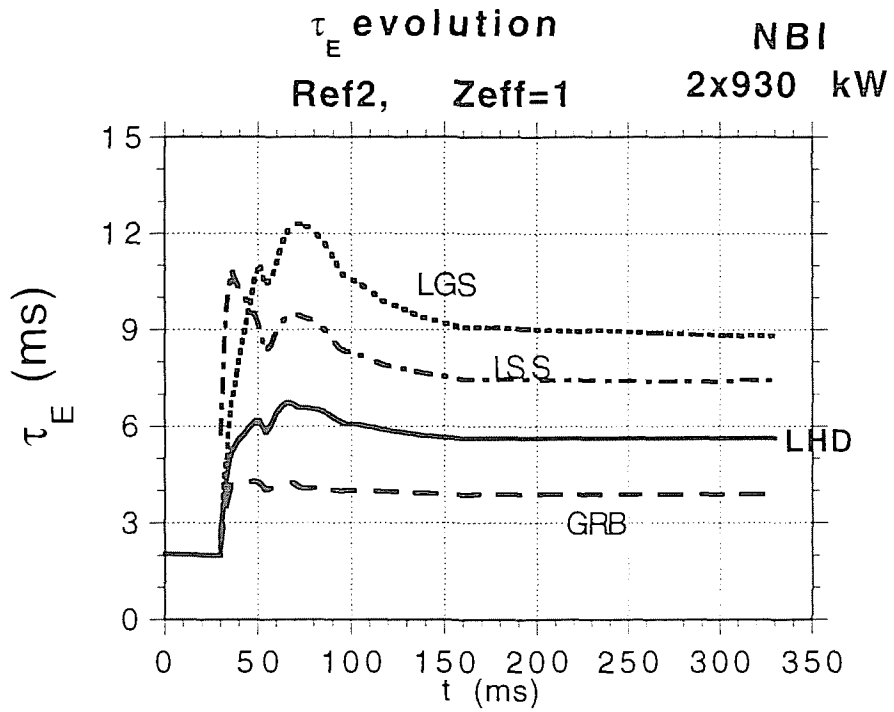


Fig.4.5.1

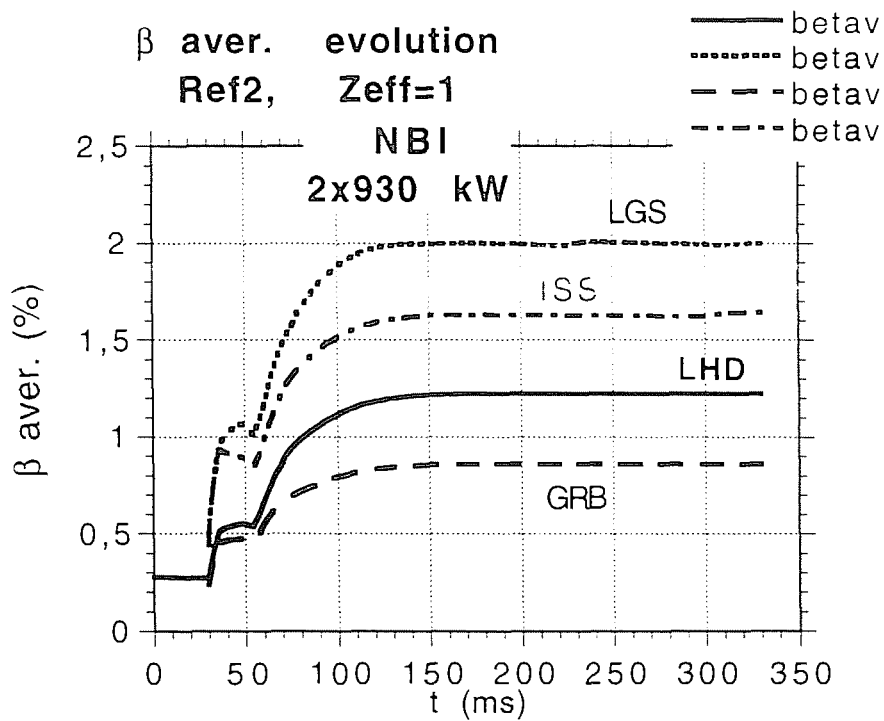
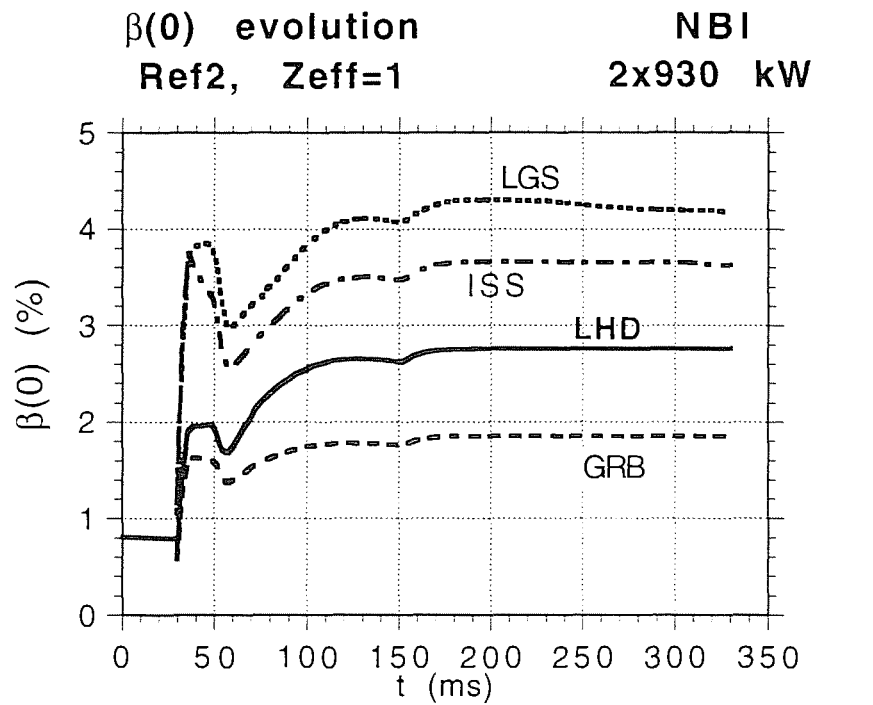


Fig.4.5.2

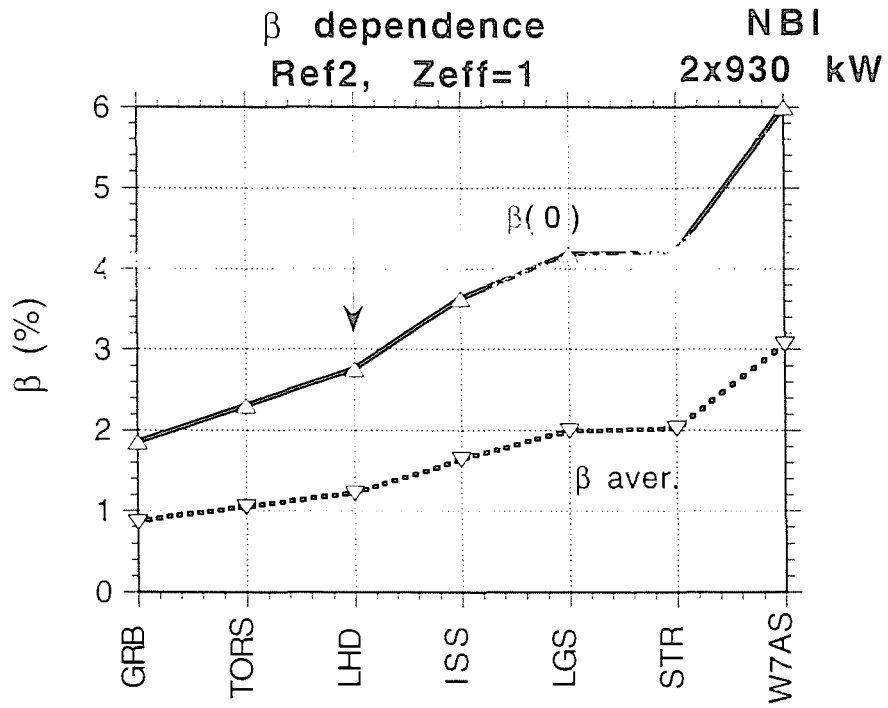
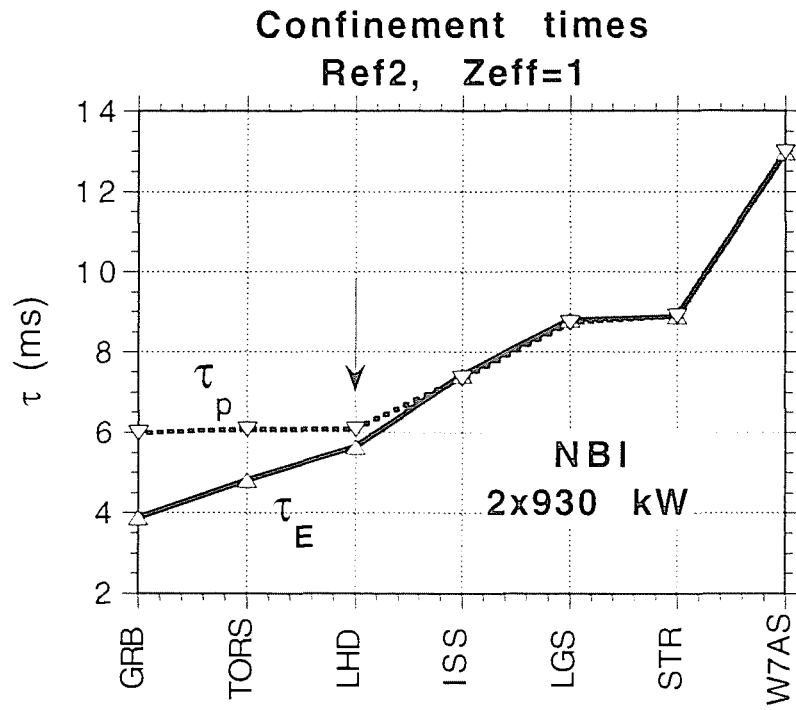


Fig.4.5.3

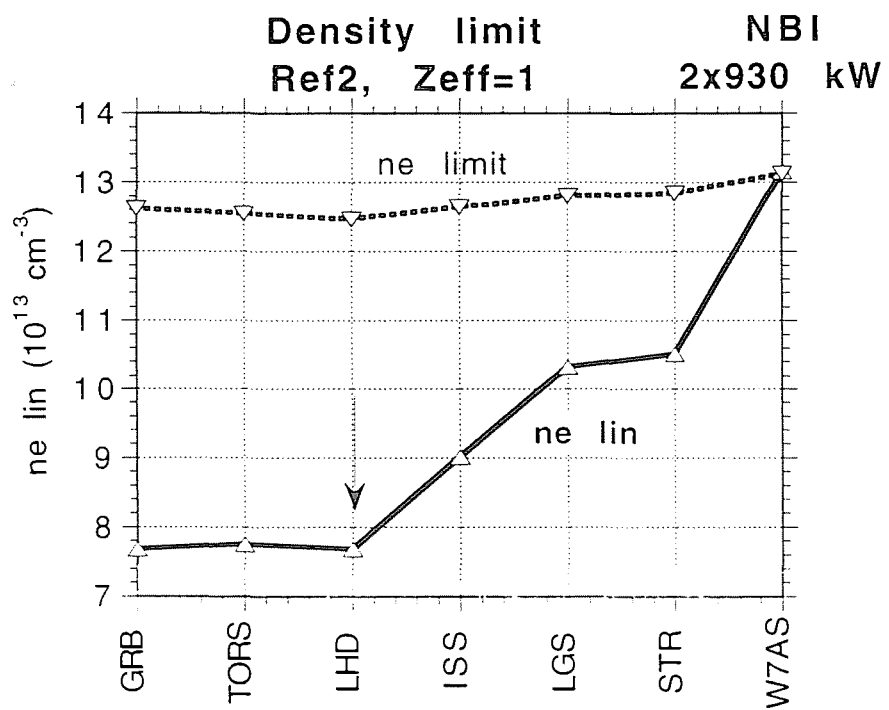


Fig.4.5.4

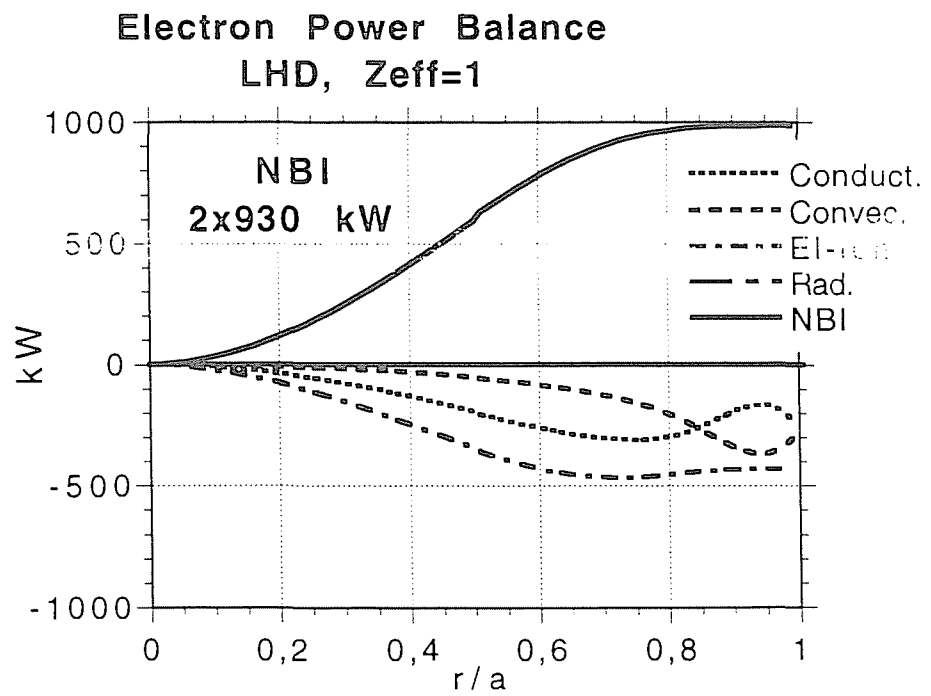
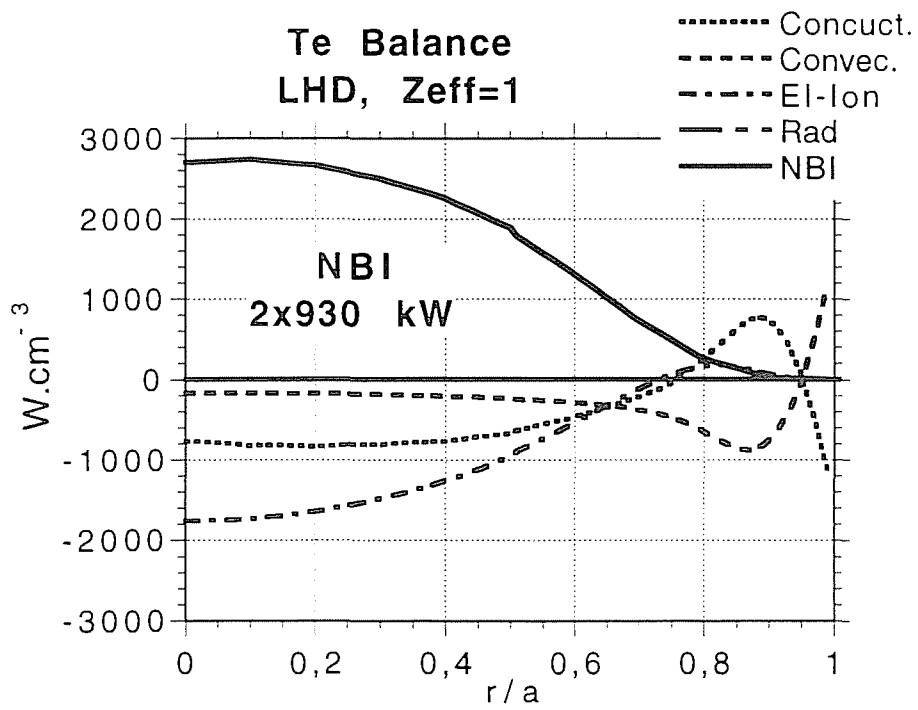


Fig.4.6.1

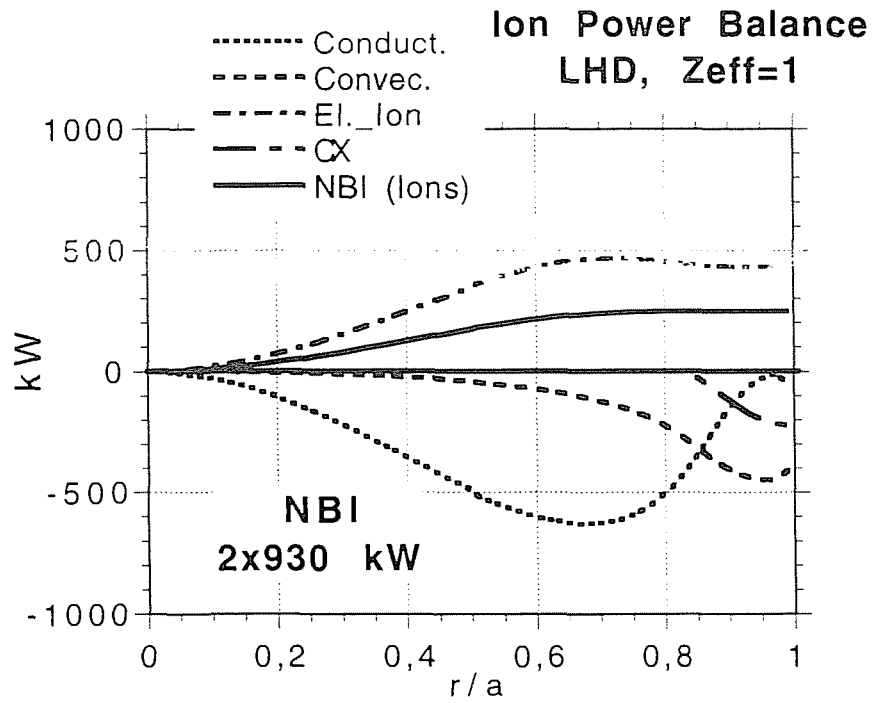
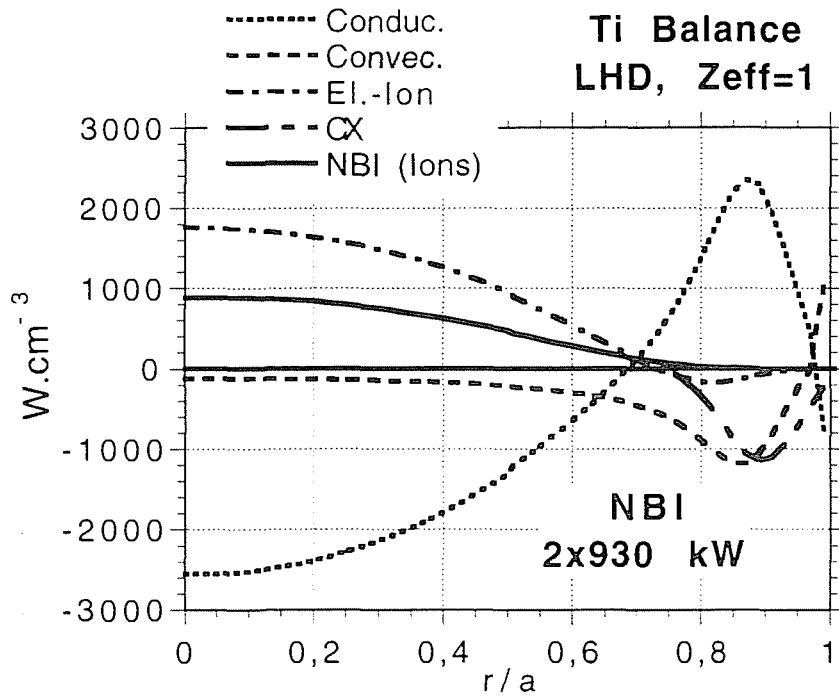
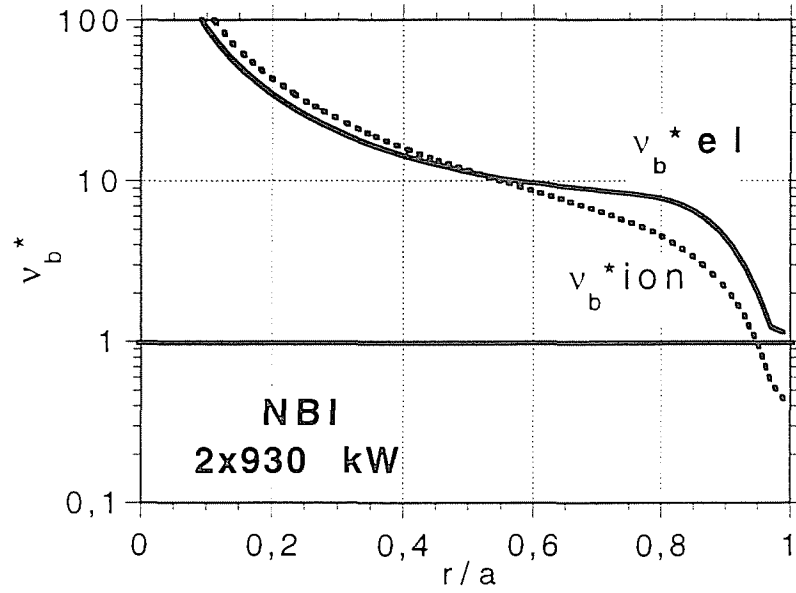


Fig.4.6.2

Collisionality radial profile
LHD, $Z_{eff}=1$



Collisionality radial profile
LHD, $Z_{eff}=1$

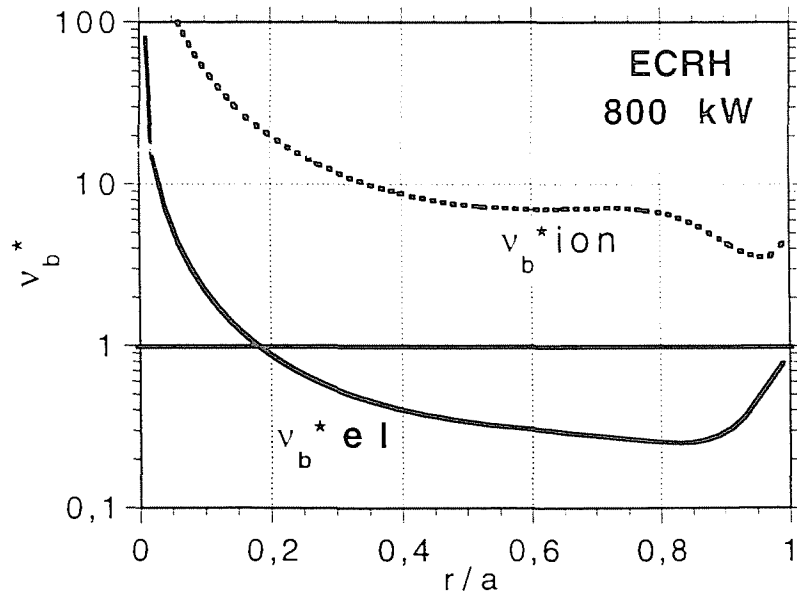
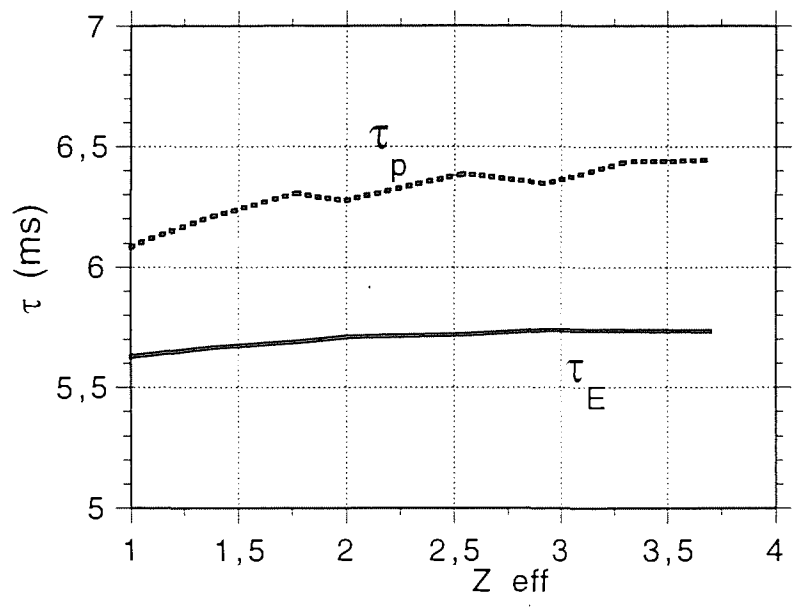


Fig.4.7.1

Confinement times
LHD, Ref2

NBI
2x940 kW



Z_{eff} dependence
LHD, Ref2

NBI
2x940 kW

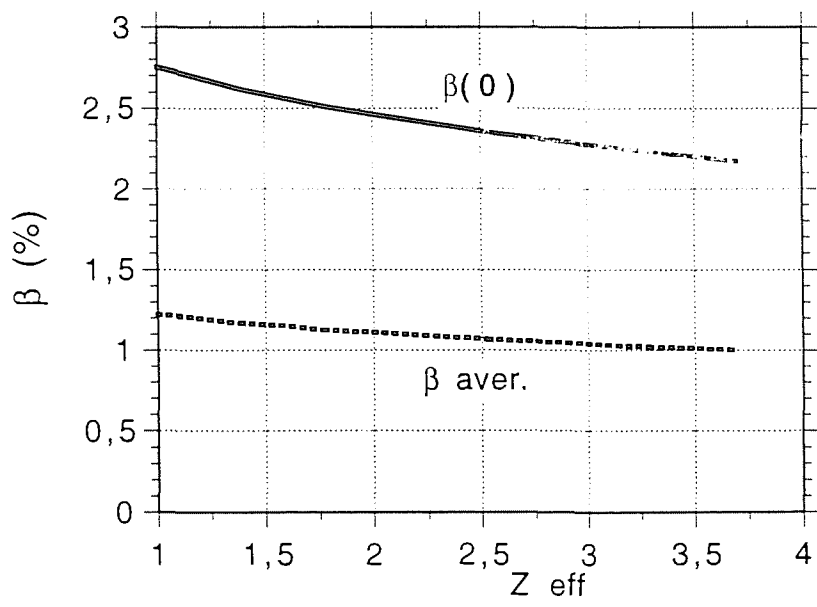


Fig.4.8.1

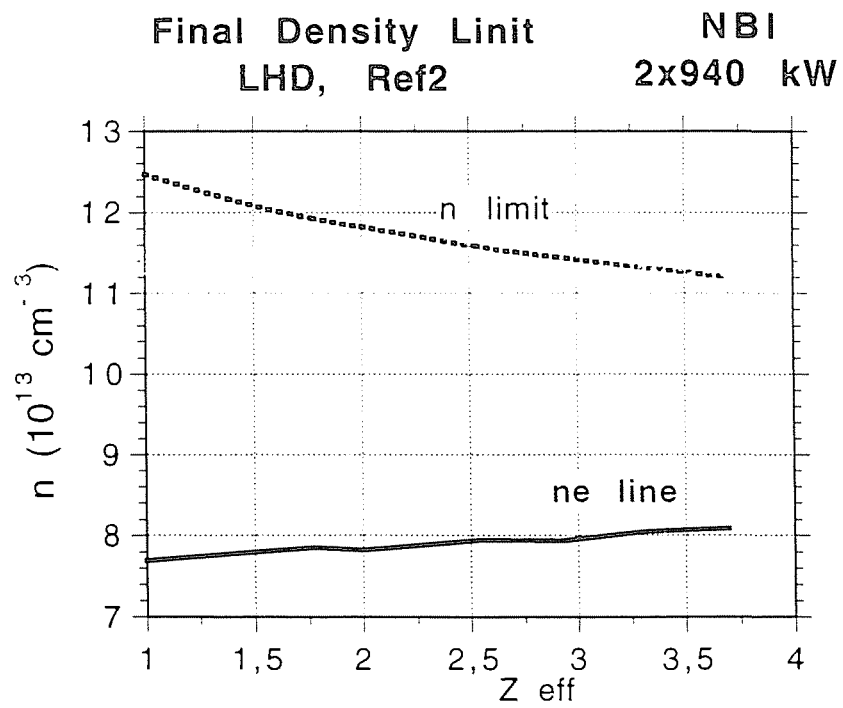
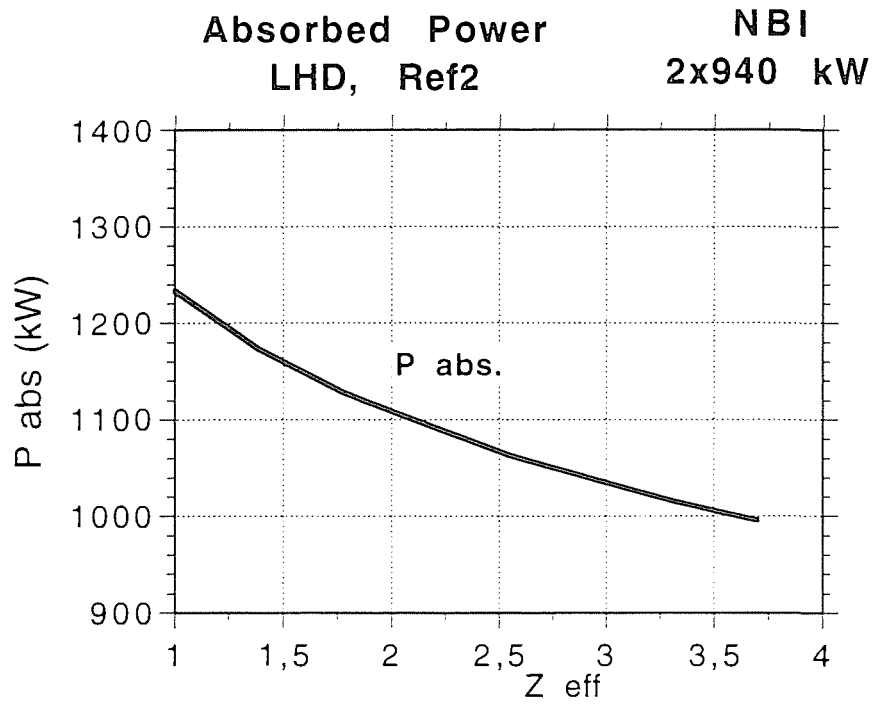


Fig.4.8.2

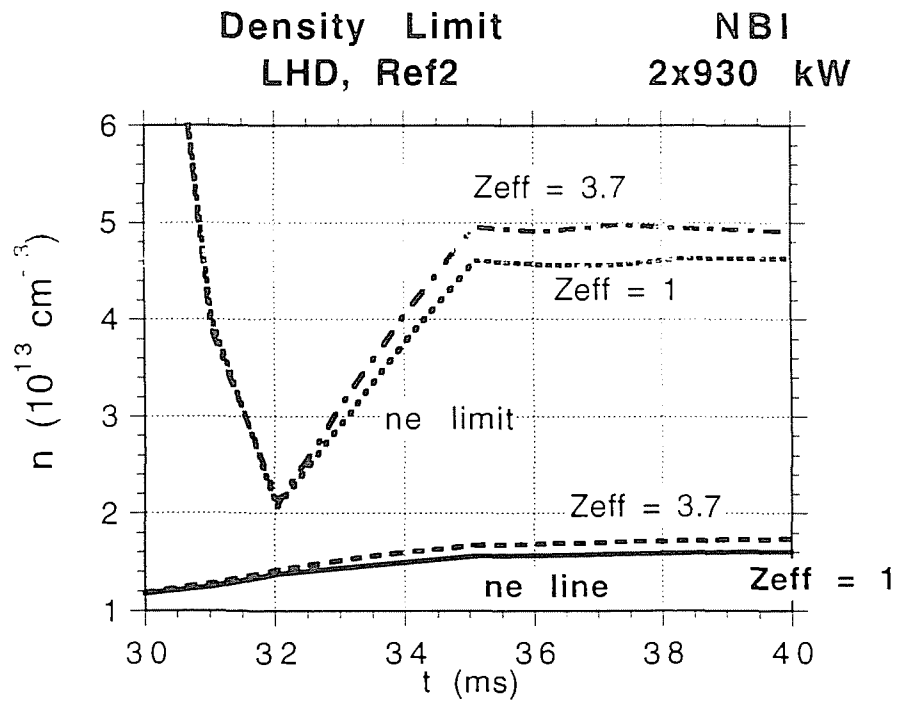
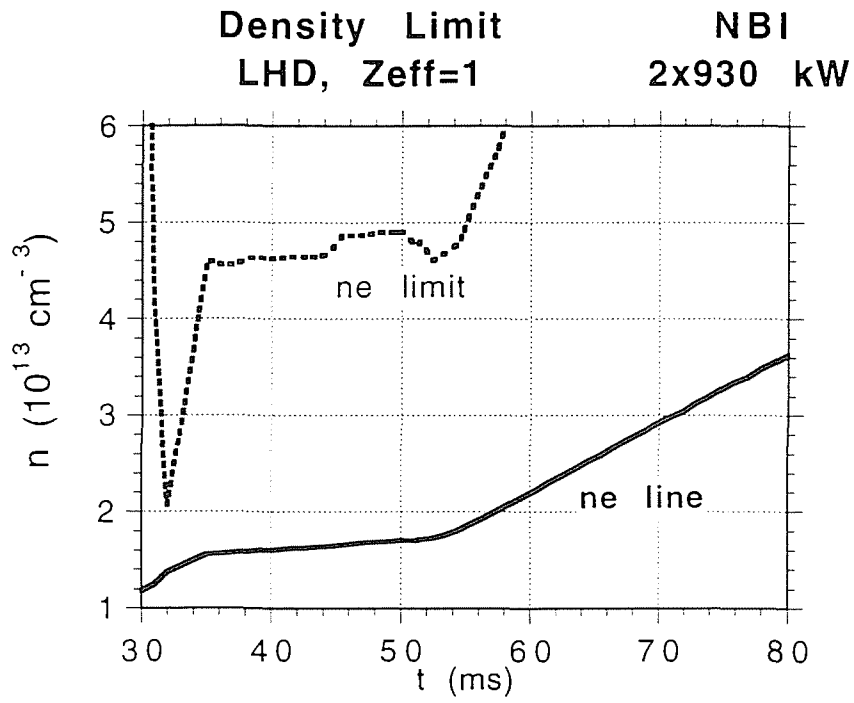
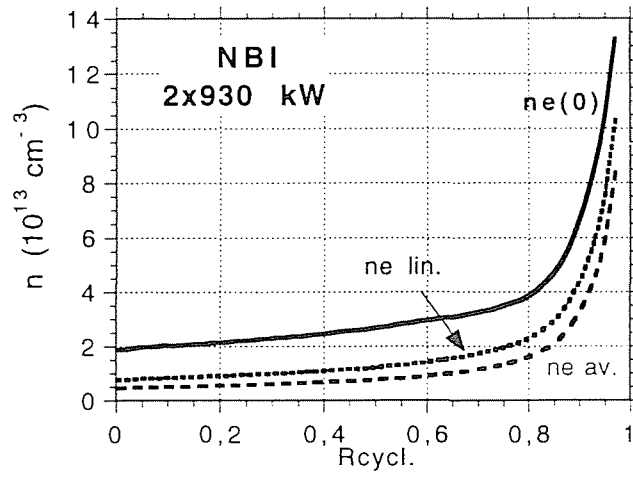
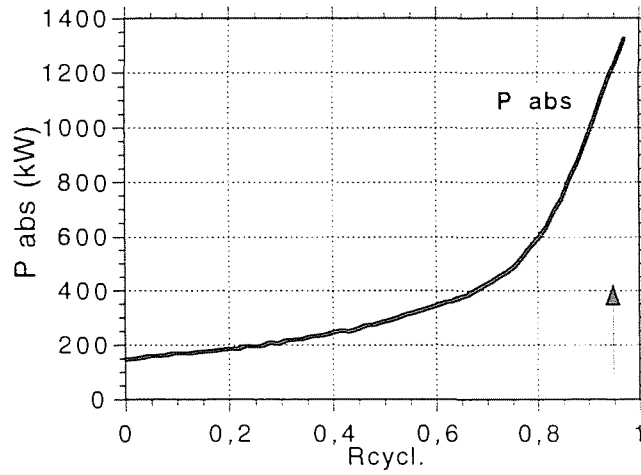


Fig.4.8.3

Recycling dependence
LHD, $Z_{eff} = 1$



Recycling dependence
LHD, $Z_{eff} = 1$ NBI
2x930 kW



Recycling dependence
LHD, $Z_{eff} = 1$ NBI
2x930 kW

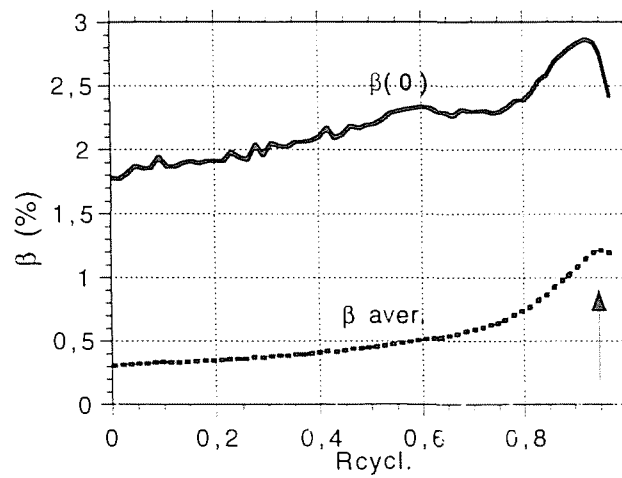


Fig.4.9.1

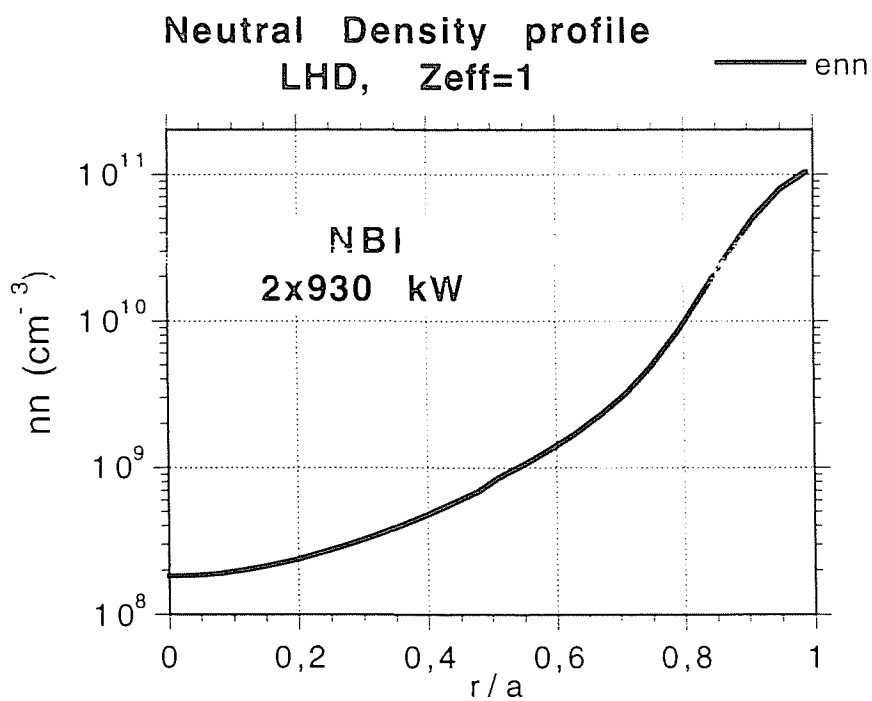
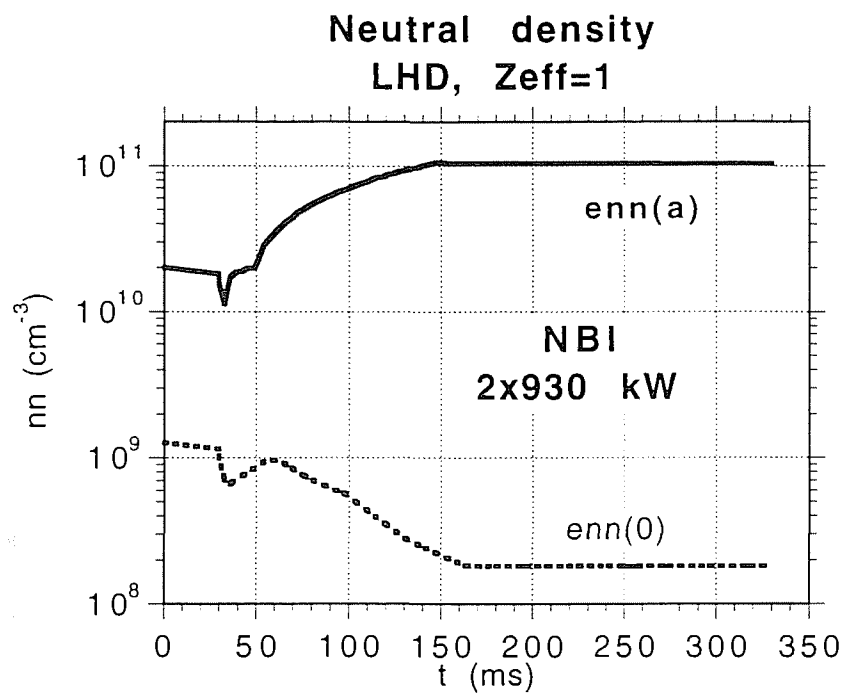
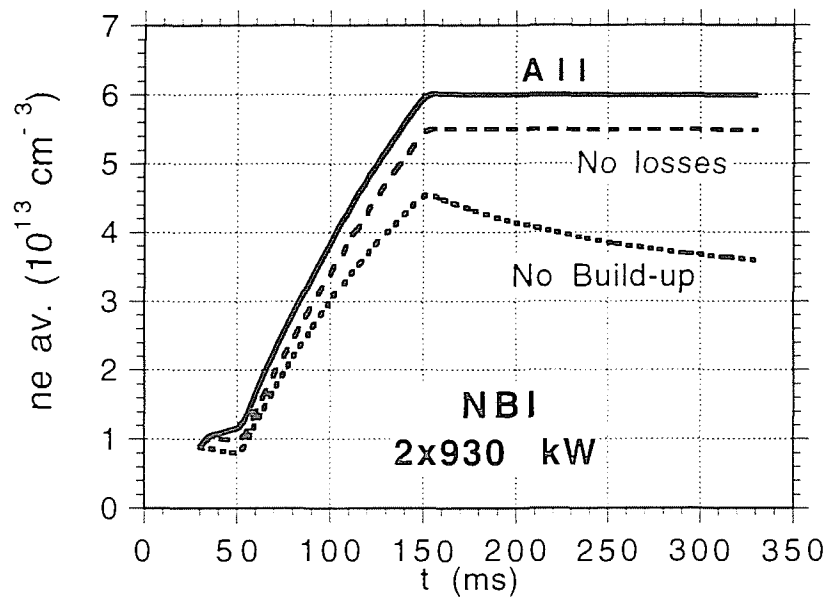


Fig.4.10.1

Average density
LHD, $Z_{eff} = 1$



Density build-up
LHD, $Z_{eff} = 1$

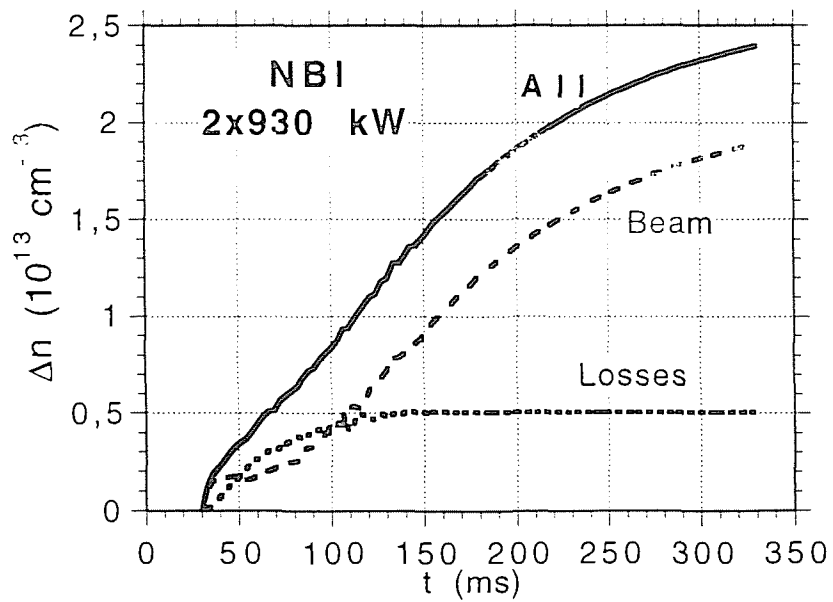


Fig.4.11.1

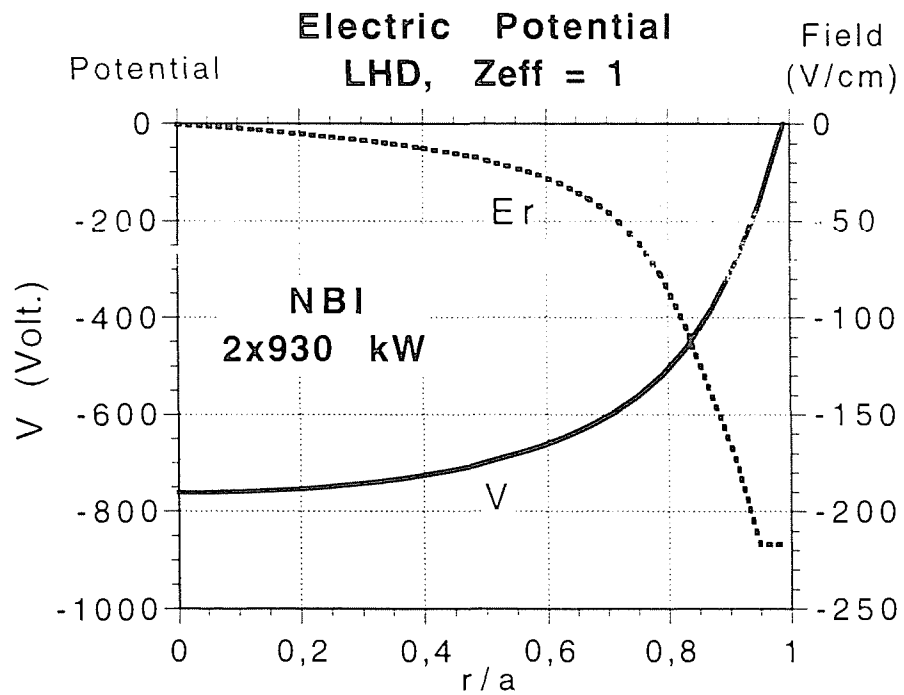
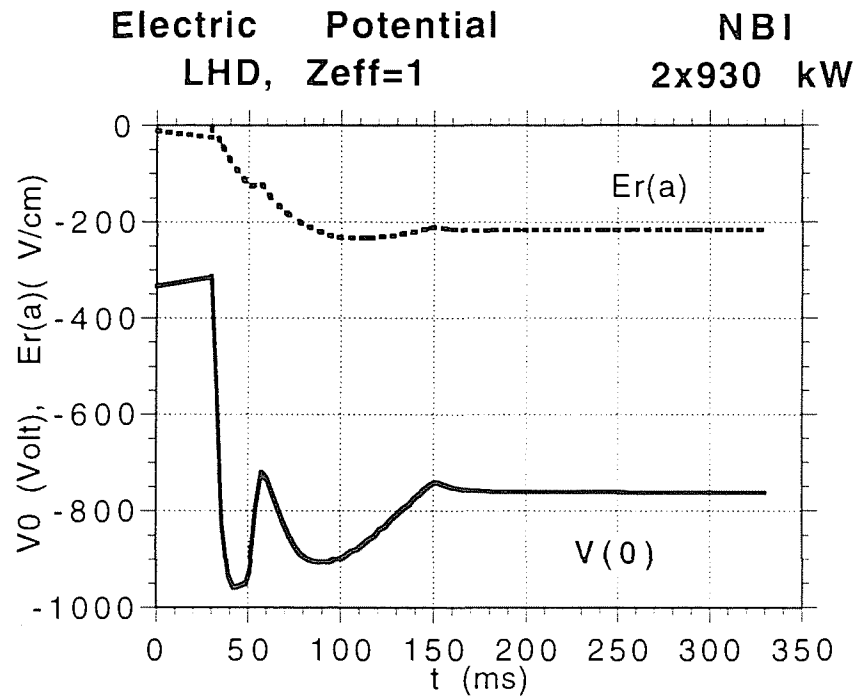


Fig.4.12.1

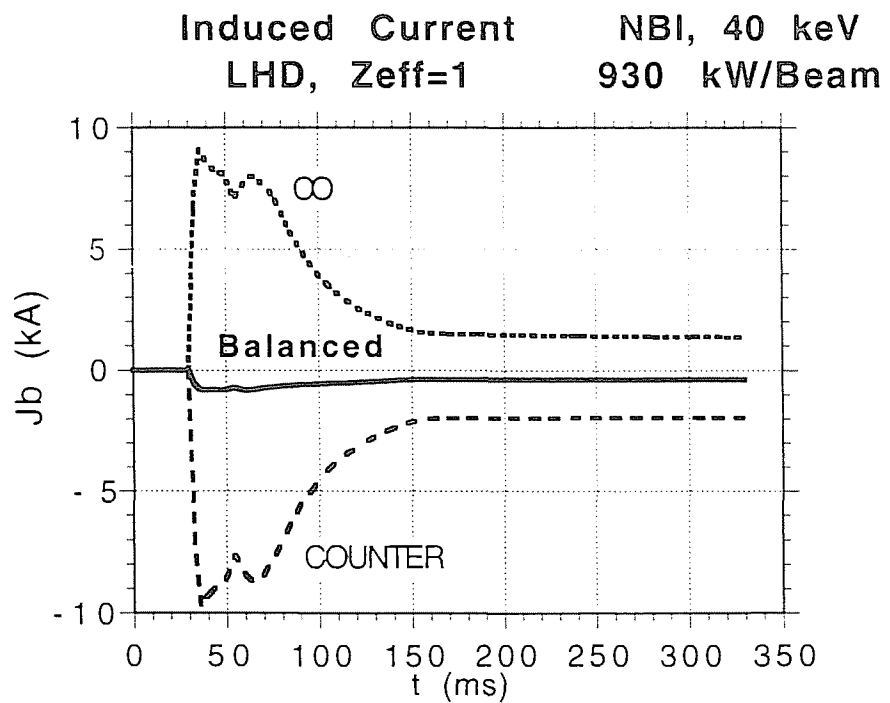
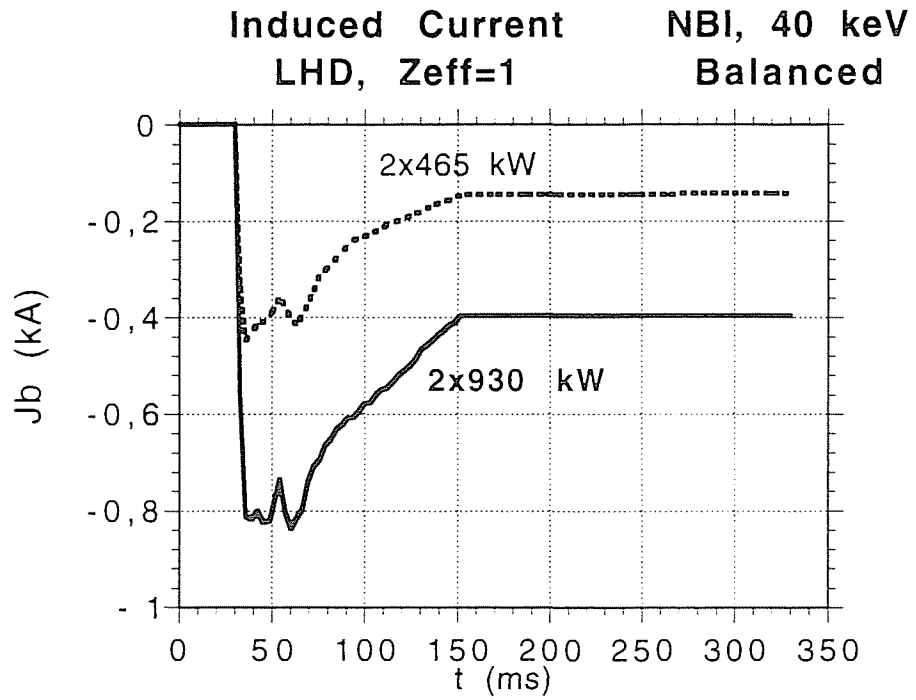


Fig.4.13.1