

Efectos del campo
eléctrico radial
en el TJ-II
(estudio preliminar)

J. Guasp

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

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

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

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

Depósito Legal: M-14226-1995

NIPO: 238-96-001-0

ISSN: 1135-9420

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700412, 700380

TOKAMAK DEVICES, BEAM INJECTION, PLASMA, NUMERICAL ANALYSIS, SCATTERING, PARTICLE LOSSES, ION SCATTERING, FAST NEUTRONS, ENERGY LOSSES, NEUTRON DIFFRACTION, NUMERICAL ANALYSIS, HELICAL STELLARATORS, ELECTRIC FIELD

**"Efectos del campo eléctrico radial en el TJ-II
(estudio preliminar)"**

Guasp, J.
47 pp. 18 figs. 6 refs.

Resumen

Se calcula la influencia del campo eléctrico radial sobre los coeficientes de transporte neoclásicos del Stellarator de eje helicoidal TJ-II, tanto durante la fase de calentamiento por microondas (ECRH) como durante la inyección de haces neutros (NBI).

Se discute la influencia de las soluciones para el campo ambipolar autoconsistente sobre los tiempos de confinamiento y temperaturas, efectuando un balance de energía cero-dimensional, observándose la presencia simultánea de las dos raíces (electrónica e iónica) en el caso ECRH, mientras que en el correspondiente a NBI sólo aparece la raíz iónica, aunque con valor del campo eléctrico muy intenso lo que podría tener efecto beneficioso para el confinamiento.

También se resalta el interés y necesidad de proseguir estos cálculos teniendo en cuenta la modificación de los perfiles de densidad y temperatura mediante el uso de códigos de transporte con dependencia espacial.

"Radial electrical field effects in TJ-II. (Preliminary study)"

Guasp, J.
47 pp. 18 figs. 6 refs.

Abstract

The influence of the radial electric field upon the neoclassical transport coefficients of TJ-II helical axis Stellarator has been calculated as well on the microwave heating stage (ECRH) as on the neutral injection one (NBI).

The influence of the solutions for the self-consistent ambipolar field on confinement times and temperatures has been studied by means of a zero-dimensional energy balance. The simultaneous presence of two roots, the electronic and the ionic one, is observed for the ECRH phase, while for NBI only the ionic root appears, although with a strong field intensity that could produce a favourable effect on confinement.

The interest and need of the extension of these calculations to include radial profile effects by using spatial dependent transport codes is stressed.

INDICE

1. Introducción
 2. Método de cálculo
 - 2.1 Coeficientes de difusión monoenergéticos
 - 2.2 Flujos de partículas. Condición de ambipolaridad.
 - 2.3 Balance energético estacionario. Código 0-D. Zerop.
 - 2.4 Tendencias y relaciones.
 3. Situación con ECRH.
 4. Situación con NBI.
 5. Conclusiones.
 6. Referencias.
- Lista de figuras.

1.INTRODUCCION

Los estudios de transporte realizados hasta ahora para el TJ-II [1], excepto [5] y [6], no tenían en cuenta los efectos del campo eléctrico radial sobre los coeficientes de transporte ni tampoco su valor era calculado autoconsistentemente tomando en cuenta la condición de ambipolaridad. Los resultados (ajustados a la ley de escala LHD) pueden resumirse en la Tabla I.

Esos campos eléctricos parecen, aparentemente, insuficientes para modificar profundamente los flujos electrónicos, que están dominados por la parte anómala, aunque si que podrían afectar a los ionicos y esto bastaría para alterar los resultados anteriores ya que menores pérdidas en el canal ionico se traducirían en una mayor temperatura T_i y, por lo tanto, también en una mayor temperatura electrónica, ya que los electrones necesitarían transferir menos energía a los iones. Por otro lado el propio valor del campo eléctrico podría resultar completamente distinto al establecer la condición de ambipolaridad.

Por todo ello se hace necesario calcular ese valor autoconsistente del campo eléctrico y estimar su influencia en los coeficientes de transporte y en el balance energético.

TABLA I

Resultados anteriores obtenidos con PROCTR [1]

		ECRH (800 kW)	NBI (2 MW)
Pabs	(kW)	800	1200
Pabs el.	(%)	100	77
$n_e(0)$	(10^{13}cm^{-3})	1.70	9.9
$T_e(0)$	(eV)	990	379
$T_i(0)$	(eV)	170	270
$\eta = T_e(0)/T_i(0)$		5.8	1.42
τE	(ms)	1.99	5.42
τE (LHD)	(ms)	1.99	5.42
$\beta(0)$	(%)	0.88	2.65
$\beta(0)$ (LHD)	(%)	0.88	2.65
β_{av}	(%)	0.27	1.15
$\Phi(0)$	(V)	-338	-520
$\Phi(0)/T_e(0)$		-0.34	-1.4
$E_r(a)$	(V/cm)	-30	-120

2. METODO DE CALCULO

2.1 Coeficientes de difusión monoenergéticos.

Para los coeficientes de difusión monoenergéticos se ha seguido el modelo analítico de Beidler ([2],[3]) que para el campo magnético de un Stellarator idealizado

$$B/B_0 = 1 - \epsilon_t \cos \theta - \epsilon_h \cos(p\phi - l\theta)$$

vienen dados por ([3] p.195) :

$$D = D_i + D_h$$

$$D_i = \left(D_{pS}^{3/2} + D_{bp}^{3/2} \right)^{2/3}$$

$$D_{pS} = \frac{7}{5} \frac{v_d R_0}{\Omega \tau^2} \nu$$

$$D_{bp} = \frac{D_b D_p}{(D_b + D_p)}$$

(2.1)

$$D_p = \frac{2}{5} \frac{v_d \nu}{\Omega \tau}$$

$$D_b = \frac{1}{\epsilon_t^{3/2}} \frac{v_d R_0}{\Omega \tau^2} \nu$$

$$\frac{1}{D_h} = \frac{1}{D_{1/\nu}} + \frac{1}{D_{\sqrt{\nu}}} + \frac{1}{D_\nu}$$

$$D_{1/\nu} = \frac{4}{9\pi} (2\epsilon_h)^{3/2} \frac{v_d^2}{\nu}$$

$$D_{\sqrt{\nu}} = \frac{4\sqrt{2}}{9\pi} v_d^2 \frac{\nu^{1/2}}{|\Omega_E|^{3/2}}$$

$$D_\nu = \frac{1}{2} \left(\frac{v_d}{\Omega_E} \right)^2 \frac{\nu}{\mathcal{F}_{bl}}$$

$$v_d = \frac{xT}{qR_0 B_0}$$

$$x = \frac{mv^2}{2T}$$

$$\Omega = \frac{qB_0}{m}$$

$$\Omega_E = \frac{E_r}{rB_0}$$

$$\mathcal{F}_{bl} = \sqrt{\epsilon_t + 2\epsilon_h} - \sqrt{2\epsilon_h}$$

y que para un campo más realista determinado por el desarrollo en serie de Fourier en coordenadas de flujo:

$$\frac{B}{B_0} = 1 - \sum_{m=0}^{\infty} b_{0,m} \cos(m p \phi) - \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{\ell,m} \cos(m p \phi - \ell \theta) \quad (2.2)$$

(con $p=4$ para el TJ-II) vienen modificados por ([3] p.196):

$$D_{PS} = \frac{7}{5} \left(\frac{b_{1,0}}{\epsilon_t} \right)^2 \frac{v_d R_0}{\Omega \tau^2} \nu$$

$$D_p = \frac{2}{5} \left(\frac{b_{1,0}}{\epsilon_t} \right)^2 \frac{v_d v}{\Omega \tau}$$

$$D_b = \frac{|b_{1,0}|^{1/2}}{\epsilon_t^2} \frac{v_d R_0}{\Omega \tau^2} \nu$$

$$D_{1/\nu} = \frac{4}{9\pi} (2\epsilon_{eff})^{3/2} \frac{v_d^2}{\nu}$$

$$D_{\sqrt{\nu}} = A_{\sqrt{\nu}} \left(v_d \frac{b_{1,0}}{\epsilon_t} \right)^2 \frac{\nu^{1/2}}{|\Omega_E|^{3/2}}$$

$$D_\nu = A_\nu \left(\frac{v_d}{\Omega_E} \frac{b_{1,0}}{\epsilon_t} \right)^2 \nu$$

en donde los coeficientes $A_{\sqrt{\nu}}$ y A_ν , (que deberían ser calculados numéricamente mediante los códigos DKES o de Monte Carlo) se han tomado iguales a los de (2.1). Por su parte ϵ_{eff} (que también debería calcularse por el mismo procedimiento, se ha estimado, siguiendo la *receta* de [2] pp.6 y 7, mediante un promedio de los coeficientes $b_{\ell,1}$ de (2.2).

Para la configuración de referencia del TJ-II, para radio normalizado $s = 1/\sqrt{2} = 0.71$, se tiene:

$$b_{1,0} = 0.081 (= 0.94 \epsilon_T), \quad \epsilon_{eff} = \epsilon_h = 0.097$$

$$\text{con } \epsilon_T = 0.086, \quad \tau = 1.47 \text{ y } B_0 = 1 \text{ T}$$

Los coeficientes de difusión monoenergéticos (2.1) (2.3) corresponden a los bien conocidos límites para los casos axis-simétricos:

- D_{PS} : Régimen *colisional* (Pfirsch-Schluter)
- D_p : *Plateau*
- D_b : Régimen *banana* (Galeev-Sagdeev)

mientras que el resto corresponden a los términos de *ripple* helicoidal:

- $D_{1/v}$: Régimen $1/v$
- $D_{\sqrt{v}}$: Régimen \sqrt{v}
- D_v : Régimen v

Los dos últimos dependen explícitamente del campo eléctrico radial a través de la frecuencia de precesión poloidal $E \times B / \Omega_E$.

Finalmente las frecuencias de colisión monoenergéticas ν_j se han tomado de [2] p.7:

$$\nu_j = \sum_k \nu_{jk},$$

(2.4)

$$\nu_{jk} = \frac{n_k (q_j q_k)^2 \ln \Lambda}{8\sqrt{2} \pi \epsilon_0^2 m_j^{1/2} (eT_j)^{3/2}} \frac{\left(1 - \frac{1}{2x_k}\right) \operatorname{erf}(\sqrt{x_k}) + \frac{e^{-x_k}}{(\pi x_k)^{1/2}}}{x_j^{3/2}}$$

$$x_k = \frac{m_k v^2}{2eT_k} = \frac{m_k T_j}{T_k m_j} x_j, \quad \text{and} \quad \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt e^{-t^2},$$

2.2 Flujos de partículas. Condición de ambipolaridad.

Esos coeficientes de difusión monoenergéticos producen unos flujos de partículas y de calor dados por ([3] p.197) :

$$\begin{aligned}\Gamma_j &= -D_1 n_j \left\{ \frac{n'_j}{n_j} + \frac{q_j \Phi'}{e T_j} + \left(\frac{D_2}{D_1} - \frac{3}{2} \right) \frac{T'_j}{T_j} \right\} \\ Q_j &= -D_2 n_j e T_j \left\{ \frac{n'_j}{n_j} + \frac{q_j \Phi'}{e T_j} + \left(\frac{D_3}{D_2} - \frac{3}{2} \right) \frac{T'_j}{T_j} \right\}\end{aligned}\quad (2.5)$$

$$D_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dx_j x_j^{(2n-1)/2} D(x_j) e^{-x_j}.$$

De esas expresiones puede identificarse el coeficiente de difusión Neoclásico como $D_{nc} = D_{1j}$ y la conductividad térmica neoclásica como $\chi_{nc} = D_{3j} - 3/2.D_{2j}$.

Se observarán también términos de termodifusión y, sobre todo, los términos de *arrastre* del campo eléctrico, proporcionales a $q_j.E_r/T_j$ que para un campo radial positivo (dirigido hacia fuera del plasma) tiende a arrastrar los iones hacia fuera, expulsándolos, y los electrones hacia dentro, reteniéndolos, arrastre que compite con el resto de los términos (difusión y termodifusión) y predomina para campos muy intensos.

La condición de ambipolaridad, que determina el campo eléctrico autoconsistente, es la de igualdad de los flujos de partículas:

$$\sum_j q_j \Gamma_j = 0 \quad (2.6)$$

que, como se verá en §3, puede dar lugar a soluciones múltiples (cf.[4]).

2.3 Balance energético estacionario. Código 0-D. Zerop.

Al no estar disponible, de momento, ningún código de transporte monodimensional (1-D) que pueda tratar el campo eléctrico autoconsistente, se ha tenido que recurrir, para establecer las condiciones de balance energético estacionario, a un código 0-D (*Zerop*) que hace uso de las siguientes hipótesis:

a) Las densidades electrónica e iónica se mantienen fijas, con perfil radial y valores centrales dados e invariables

b) Los perfiles radiales de temperatura electrónica e iónica se mantienen fijos (*congelados*) aunque se permite variar a sus valores centrales. Ambas temperaturas pueden variar independientemente.

c) El potencial eléctrico radial se supone que tiene perfil radial idéntico al de T_e :

$$\Phi(r) = f \cdot T_e(r)$$

su valor central (o más bien la relación f) se determina, en todo momento, mediante la condición de ambipolaridad (2.6), seleccionando la raíz que se desee.

e) El balance energético se establece separadamente para electrones y para iones en un solo punto del perfil radial, el correspondiente a radio medio normalizado $s = 1/\sqrt{2}$ ($=0.71$, si los perfiles fueran exactamente parabólicos los valores en ese punto serían la mitad de los centrales).

f) En ese balance energético se tienen en cuenta los efectos siguientes:

- Flujos de calor neoclásicos (tanto axis-simétricos como debidos al ripple helicoidal) y su dependencia con el campo eléctrico.
- Efectos convectivos en los flujos de calor del tipo $5/2 \cdot \Gamma_j \cdot T_j$.
- Coeficientes de difusión y de conductividad térmica electrónicos anómalos, con una variedad de modelos. P.ej. del tipo $1/n_e(r)$ ajustados a diversas leyes de escala, y otros.

- Un término de pérdida por radiación en el canal electrónico afectado por una Z efectiva.

- Términos que tienen en cuenta el trabajo del campo eléctrico sobre electrones e iones ([4]) de la forma $-\Phi' \cdot \Gamma_e$ para electrones y $+Z\Phi' \cdot \Gamma_i$ para iones..

g) Con esas condiciones se dejan evolucionar las ecuaciones del balance energético hasta conseguir un estado estacionario.

Se observará la ausencia de efectos de pérdidas por cambio de carga (CX) para los iones, de ionización, recombinación, o impurezas, etc. Como el objeto del código 0-D es, simplemente, dar una idea general de los efectos de interés, no merece la pena complicarlo innecesariamente. Cuando, en su momento, se utilice algún código 1-D, esos efectos podrían ser incluidos.

2.4 Tendencias y relaciones.

Con el fin de tener una idea intuitiva de lo que cabe esperar en cada situación conviene resumir las tendencias de las frecuencias de colisión y de los coeficientes de transporte con temperaturas, masas y densidades.

$$\begin{aligned} \text{Frecuencia de colisión} \quad v_j &\sim n_j \cdot T_j^{-3/2} \cdot m_j^{-1/2} \\ \text{Frecuencia de } \textit{bouncing} \quad v_{bj} &\sim \epsilon T^{3/2} \cdot t/R_0 \cdot T_j^{1/2} \cdot m_j^{-1/2} \\ \text{Colisionalidad} \quad v_j^* = v_j / v_{bj} &\sim \epsilon T^{-3/2} \cdot R_0/t \cdot n_j \cdot T_j^{-2} \end{aligned}$$

Que reflejan el hecho bien conocido de que las frecuencias de colisión crecen con la densidad y disminuyen con la temperatura y la masa de la partícula, mientras que la colisionalidad es independiente de la masa.

Frecuencia de precesión poloidal ExB

$$\Omega_E = E_r/(rB) = -f \cdot (T_e'/T_e) \cdot T_e/(rB) \sim f \cdot T_e / (a^2 B)$$

en donde se ha supuesto $\Phi = f \cdot T_e$

Para los coeficientes de transporte se tiene:

$$\begin{aligned} \text{Plateau} \quad D_{p,j} &\sim T_j^{3/2} \cdot m_j^{1/2} / (t R_0 B^2) \\ 1/v \quad D_{1/v,j} &\sim \epsilon h^{3/2} / (R_0^2 B^2) \cdot T_j^{7/2} \cdot m_j^{1/2} \cdot n_j^{-1} \\ \sqrt{v} \quad D_{\sqrt{v},j} &\sim a^3 / (R_0^2 B^{1/2}) \cdot T_j^{5/4} \cdot m_j^{-1/4} \cdot n_j^{1/2} \cdot (f \cdot T_e)^{-3/2} \end{aligned}$$

que crecen, todos ellos, con las temperaturas, especialmente el $1/v$, que también es más alto a baja densidad, bajo campo magnético y pequeño radio mayor.

Una indicación del grado de influencia del campo eléctrico viene dada por la relación Ω_E/v_j . Si esta relación de frecuencias es $\gg 1$ la partícula puede efectuar varias rotaciones poloidales antes de sufrir ningún choque y el efecto del campo eléctrico será importante. Se tiene:

$$\Omega_E/v_j \sim (f \cdot T_e) \cdot m_j^{1/2} \cdot n_j^{-1} \cdot T_j^{3/2} / (a^2 B)$$

que crece con la intensidad del campo eléctrico ($f \cdot T_e$) y con la masa de la partícula. Por lo tanto, a igualdad de temperaturas, los iones sentirán antes el campo (para valores de f más bajos) que los electrones y este efecto será más pronunciado a baja densidad, alta temperatura, bajo campo magnético y pequeño tamaño del plasma.

Otro factor importante para determinar la influencia del campo eléctrico es la relación entre los coeficientes de difusión $1/\nu$ y $\sqrt{\nu}$, que vale:

$$A_j = D_{1/\nu} / D_{\sqrt{\nu}} = (\epsilon_h \cdot \Omega_E / \nu_j)^{3/2} \quad (2.7)$$

que será utilizada más adelante.

Si definimos:

$$\eta = T_e / T_i \quad \text{y} \quad \mu = m_i / m_e (=1836)$$

las relaciones entre los valores para iones y electrones de esas magnitudes resultan:

$$\nu_i / \nu_e \sim \mu^{-1/2} \cdot \eta^{3/2} \quad (< 1 \text{ si } \eta < 12)$$

$$\nu_i^* / \nu_e^* \sim \eta^2 \quad (> 1 \text{ si } \eta > 1)$$

$$D_{p,i} / D_{p,e} \sim \mu^{1/2} \cdot \eta^{-3/2} \quad (> 1 \text{ si } \eta < 12)$$

$$D_{1/\nu,i} / D_{1/\nu,e} \sim \mu^{1/2} \cdot \eta^{-7/2} \quad (> 1 \text{ si } \eta < 3)$$

$$D_{\sqrt{\nu},i} / D_{\sqrt{\nu},e} \sim \mu^{-1/4} \cdot \eta^{-5/4} \quad (< 1 \text{ si } \eta > 0.2)$$

$$(\Omega_E / \nu_i) / (\Omega_E / \nu_e) \sim \mu^{1/2} \cdot \eta^{-3/2} \quad (> 1 \text{ si } \eta < 12)$$

Todo ello indica que el coeficiente de difusión en régimen plateau es siempre mayor para iones que para electrones a menos que la relación de temperaturas η supere el valor 12. Lo mismo sucede en régimen $1/\nu$ salvo que la relación a partir de la cual se invierte la situación es solo $\eta > 3$. Por el contrario en régimen $\sqrt{\nu}$ el coeficiente iónico es siempre menor y solo se invierte la situación para $\eta < 0.2$. Finalmente la relación de frecuencias Ω_E / ν_i también es siempre mayor para iones que para electrones y la relación de temperaturas a partir de la cual se invierte esa situación es $\eta > 12$.

Una expresión aproximada del coeficiente de difusión que muestra fácilmente la dependencia con la intensidad del campo eléctrico es la

$$1/D \sim 1/D_{1/v} + 1/D\sqrt{v}$$

en la que se han descartado todos los términos salvo el $1/v$ y el \sqrt{v} , que puede ponerse como:

$$D_j = D_{1/v} / (1 + A_j) = D_{1/v} / (1 + f^{3/2} \cdot A_j^1) \quad (2.8)$$

donde A_j es la relación (2.7) entre los dos coeficientes de difusión y A_j^1 su valor para $f=1$. Esta expresión da explícitamente la dependencia con el campo eléctrico y muestra que decrece con la intensidad del campo desde el valor $D_{1/v}$ hasta valores pequeños para campo muy intenso (sin embargo los términos descartados contribuirían ahí). Y que esa dependencia con f es tanto más intensa cuanto mayor sea el coeficiente A_j^1 . De las relaciones anteriores observamos que

$$A_j^1 \sim (\epsilon_h/a^2/B)^{3/2} \cdot n_j^{-3/2} \cdot m_j^{3/4} \cdot T_e^{3/2} \cdot T_j^{9/4}$$

y que para electrones

$$A_e^1 \sim m_e^{3/4} \cdot T_e^{15/4}$$

mientras que para la relación ion/electrón

$$A_i^1 / A_e^1 \sim \mu^{3/4} \cdot \eta^{-9/4} \quad (> 1 \text{ si } \eta < 12)$$

que nos indica que, a igualdad de intensidad del campo, su influencia sobre los iones es siempre mayor a menos que la relación de temperaturas η supere el valor 12.

Este efecto es perfectamente observable en la secuencia de Fig.2.a-c que muestra los coeficientes de difusión (ya sin la aproximación anterior) en función del campo eléctrico para diversos valores (decrecientes) de T_e a T_i constante. La curva correspondiente al caso iónico es muchísimo más picuda que la del electrónico y éste último acentúa su dependencia (y también su valor para $f=0$) a medida que aumenta T_e , en conformidad con lo obtenido anteriormente.

También se observará que el efecto es mayor a baja densidad (caso ECRH) y para campos y tamaños (a) del plasma pequeños (caso del TJ-II).

Por último, para campo eléctrico intenso, los flujos de partículas tienen comportamientos del tipo:

$$\Gamma_e \sim n_e.L^{-1}.D_e(f).[1 - f]$$
$$\Gamma_i \sim n_i.L^{-1}.D_i(f).[1 + Z.\eta.f]$$

de modo que el término de arrastre para los iones tiene pendiente positiva η veces superior a la negativa de los electrones. Lo que puede apreciarse en la secuencia de Fig. 3.a-c.

3. SITUACION CON ECRH

La densidad central de corte para el TJ-II, en el 2º armónico es, en la zona de inyección, $n_e(0)=1.70 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Según las previsiones [1] (ajuste a ley de escala LHD), la temperatura electrónica central alcanzaría unos 990 eV, mientras que la iónica no pasaría de 170 eV, una fuerte desproporción ($\eta=Te(0)/Ti(0)=5.8$). La dependencia de los coeficientes de difusión electrónico e iónico en esa zona aparece en la Fig.1a, tanto para el caso de campo eléctrico nulo, como el correspondiente a $f=\Phi(0)/Te(0)=1$.

Se observará que en ausencia de campo los coeficientes de difusión se encuentran en la zona $1/v$ y que el electrónico (línea continua) es mayor que el iónico (línea de puntos), una situación que contrasta con la normal (que es la inversa, cf. §2.4) y que es achacable al considerable valor de η . Este predominio de la difusión electrónica va a producir, como luego veremos, un campo eléctrico positivo que tenderá a frenar esa fuga (es la raíz electrónica, la que retiene preferentemente los electrones).

Cuando el campo eléctrico existe los coeficientes bajan considerablemente, sobre todo los iónicos (en acuerdo con las consideraciones del §2.4) y se sitúan claramente en régimen \sqrt{v} . Los electrones son afectados algo menos.

Esa situación difiere de la que aparece a la misma Ti pero para Te algo menor: $Te(0)=600 \text{ eV}$, $\eta=3.5$, en donde ya se da la situación usual de que Di es superior a De (cf. §2.4) con lo cual el campo ambipolar tenderá a ser negativo para retener preferentemente a los iones (raíz iónica). La proximidad de los valores de De y Di sin campo permite intuir que el valor del potencial ambipolar puede ser bastante pequeño. También en este caso los iones son más afectados por el campo que los electrones y estos últimos bastante poco ya que su temperatura es relativamente baja (§2.4) y apenas salen del régimen $1/v$. No obstante, con campo eléctrico, la situación relativa de los coeficientes se invierte.

Esos efectos pueden observarse perfectamente en la secuencia de Figs.2a-c, que muestra la dependencia con la intensidad del campo eléctrico ($f=\Phi(0)/Te(0)$) de los coeficientes de difusión electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos) (los valores del coeficiente en régimen *plateau* aparecen en trazo discontinuo como referencia), para tres valores decrecientes de $Te(0)$ a $Ti(0)$ fija ($=170 \text{ eV}$) y para la densidad de corte. Las Fig.2a y b corresponden a la misma situación que las 1a y 1b.

Se observara que los coeficientes ionicos muestran un pico mucho más pronunciado que los electrónicos y que éstos se ensanchan a medida que decrece T_e y bajan de nivel (todo ello en conformidad con lo indicado en el §2.4). También se observa que su posición respectiva se invierte pasando de la situación normal ($D_i > D_e$, campo negativo, raiz ionica) a baja T_e (Fig.2c) a la inusual, comentada antes, en que $D_e > D_i$ (campo positivo, raiz electrónica) que se da a T_e elevada (Fig.2a). Está claro que existe una situación intermedia (Fig.2b) en la que, según el valor del campo, se dan ambas situaciones.

Todo esto se ve más claro todavía cuando se consideran los flujos de partículas en función del campo (Figs.3a-c, idéntica secuencia). Para alta T_e , el flujo electrónico (línea continua Fig.3a) tiende a ser mayor que el iónico, el plasma perdería electrones y se cargaría positivamente, generándose un campo eléctrico positivo, dirigido hacia fuera, que tendería a frenar la situación y retener a los electrones: es la raiz electrónica, que además, en este caso, sería bastante intenso ($1.3T_e$, unos 1300 V en el centro del plasma, 110 V/cm para $s=0.71$).

La situación inversa se da para baja temperatura electrónica ($T_e=425$, $\eta=2.5$, Fig.3c), el transporte iónico predomina, el plasma pierde iones y se carga negativamente produciendo un campo eléctrico negativo, dirigido hacia dentro, que tiende a retener a los iones: es la raiz ionica, el campo, en este caso es moderado ($-0.4 T_e$, unos - 170 V en el centro, es decir, -15 V/cm para $s=0.71$).

La situación intermedia ($T_e=600$, $\eta=3.5$, Fig.3b), muestra claramente la aparición de tres raíces, la primera de ellas, la ionica produce valor de campo negativo aunque muy pequeño ($-0.08 T_e$, unos - 50 V en el centro, es decir, -4 V/cm para $s=0.71$), reflejando el hecho de que para campo nulo ambos coeficientes de difusión son muy parecidos. La tercera raíz, la ionica, da campo positivo relativamente intenso ($+0.9 T_e$, unos 530 V en el centro, +45 V/cm para $s=0.71$) y refleja el hecho de que cuando el campo es alto la situación relativa de los coeficientes de difusión se invierte (cf. Figs.1b y 2b).

La raiz intermedia (campo positivo, pequeño) es inestable, esto es fácil de ver: para esa raíz cualquier pequeña excursión casual del campo hacia valores más positivos hace que el flujo electrónico (línea continua de la Fig.3b) supere al iónico, el plasma perdería electrones y se cargaría positivamente, generándose un campo eléctrico todavía más positivo, tendiendo a llevarlo hacia la 3ª raíz. Lo contrario pasaría con una

fluctuación hacia valores negativos. Es evidente que el mismo razonamiento permite afirmar que las otras dos raíces son estables.

Esta aparición y desaparición de raíces múltiples aparece claramente en la Fig.4, en función de $T_e(0)$ para $T_i(0)$ y $n_e(0)$ fijas, la zona de raíces múltiples se sitúa, en este caso entre 520 y 640 eV, fuera de esa estrecha región solo existe una raíz: la iónica (campo negativo) para baja temperatura, la electrónica (campo positivo) para alta.

Ahora bien, aunque esas raíces sean estables respecto al campo, nada garantiza que lo sean desde el punto de vista del balance energético. P.ej. un campo positivo tan intenso como el predicho en la situación de la Fig.3a se encuentra en total contradicción con las hipótesis bajo las que fueron obtenidas esas temperaturas (la predichas en [1] para ECRH) que eran las de ausencia de influencia del campo eléctrico en los coeficientes de transporte. Desde ese punto de vista la situación de temperaturas podría ser totalmente inconsistente.

Todo eso indica que es necesario efectuar un balance de energías para determinar la situación estacionaria. Como se ha indicado en el §2.3, al no encontrarse, de momento, disponible ningún código de transporte monodimensional (1-D) que pueda tratar el campo eléctrico autoconsistente, se ha tenido que recurrir a un código 0-D (*Zerop*), con lo cual los resultados deberán ser considerados como provisionales.

Cuando se establece el balance energético estacionario (Tabla II), la situación cambia. La Fig.5 muestra la situación de las 3 raíces del campo cuando se varía la potencia absorbida manteniendo la densidad central igual a la de corte. A partir de 160 kW ya existen las 3 raíces, que no desaparecen ya (incluso para potencias totalmente irreales de 10 MW siguen existiendo), Además la raíz electrónica, a partir de unos 500 kW, da un valor de \underline{f} casi constante (+1.5), mientras el de la raíz iónica tiende monótonamente a cero (por supuesto desde el lado negativo). Para 800 kW el factor \underline{f} resulta ser solamente de -0.018 (es decir -18 V en el centro y -1.5 V/cm para $s=0.71$).

Las dos raíces dan lugar a magnitudes del plasma bien distintas: Así la Fig.6 muestra los tiempos de confinamiento global de la energía τ_E , en los dos casos. El correspondiente a la raíz electrónica es considerablemente superior (3.8 ms, frente a 1.97 para 800 kW, casi el doble), de tal forma

que mientras la raíz ionica produce resultados parecidos a los de la ley de escala LHD, la electrónica se aproxima más a la LGS.

Al ser tan bajo el campo para la raíz ionica sus resultados son muy parecidos a los de [1] (cf. Tabla I §1), por el contrario los de la raíz electrónica son mucho más favorables como muestran las Fig.7 y 8 para temperaturas y β centrales. Según esto la β central alcanzada con la raíz electrónica sería de un 1.6%, frente a 0.82 para la ionica, casi el doble, algo mejor incluso que la predicción LGS. Finalmente la Fig.9 muestra la relación de temperaturas η , que se mantiene alrededor de un valor moderado (~ 2.5) para la raíz electrónica, mientras que asciende a 5.8 para la ionica.

La cuestión de cual de las dos raíces "elige" el plasma no puede ser dilucidada con un código 0-D, que supone *congelados* los perfiles radiales, y en particular el del potencial eléctrico, cabe la posibilidad de que diferentes zonas del plasma se situen en raíces distintas y, ésto, solo podría ser considerado teniendo en cuenta la posibilidad de variación de esos perfiles, por lo tanto exige un código de transporte 1-D.

Lo único que cabe decir aquí es que, tal vez, podrían aparecer situaciones en las que la raíz electrónica predominara, con una notable mejora en los tiempos de confinamiento y en las β alcanzables, y que aun solo por esa posibilidad el fenómeno debe ser estudiado con más detalle.

TABLA II

Resultados con ECRH (800 kW)

		Raiz Electrónica	Raiz Ionica
Pabs	(kW)	800	800
Pabs el.	(%)	100	100
$n_e(0)$	(10^{13}cm^{-3})	1.70	1.70
$T_e(0)$	(eV)	1640	1020
$T_i(0)$	(eV)	670	180
$\eta = T_e(0)/T_i(0)$		2.45	5.80
τ_E	(ms)	3.80	1.97
τ_E (LHD)	(ms)	1.96	1.96
τ_E (LGS)	(ms)	3.18	3.18
$\beta(0)$	(%)	1.59	0.82
$\beta(0)$ (LHD)	(%)	0.82	0.82
$\beta(0)$ (LGS)	(%)	1.33	1.33
β_{av}	(%)	0.52	0.27
$\Phi(0)$	(V)	+2280	-18
$\Phi(0)/T_e(0)$		+1.39	-0.018
$E_r(s=0.71)$	(V/cm)	+190	-1.5

4. SITUACION CON NBI

La situación con NBI es bastante distinta dada la mayor densidad y la menor diferencia entre temperaturas.

La dependencia con la densidad central de los coeficientes de difusión aparece en la Fig.10 (análoga a la Fig.1), aquí la flecha indica la densidad central de $1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, que es un valor típico, algo menor que el de saturación para 2 MW. En este caso el coeficiente iónico es bastante superior al electrónico (una situación *normal*) que hace intuir un valor autoconsistente del campo eléctrico negativo e intenso. Se observa también que mientras los electrones son poco afectados por el campo, los iones sí lo son, sobre todo a baja densidad. Algo de buen augurio pues es donde la absorción es más pobre.

La dependencia de los coeficientes de difusión con el campo eléctrico para $n_e(0) = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y $T_e(0) = 380 \text{ eV}$, $T_i(0) = 270 \text{ eV}$ (las condiciones predichas en [1]), aparece en la Fig.11 (análoga a la Fig.2), confirmando la insensibilidad del coeficiente electrónico y su notable disparidad con el iónico.

Los flujos de partículas aparecen, en función del campo eléctrico, en la Fig.12 (análoga a la Fig.3), como era de prever, solo la raíz iónica aparece con valor de campo bastante intenso ($-1.6 T_e$, unos -600 V en el centro, es decir, -50 V/cm para $s=0.71$). La variación del campo de esa raíz iónica con la densidad central, para temperaturas fijas) aparece en la Fig.13, el factor f se mantiene siempre negativo crece en valor absoluto hasta saturarse alrededor de -1.5 .

Se observará que aunque el coeficiente de difusión iónico no parece variar mucho con el campo (Fig.11), el flujo si que lo hace (Fig.12), debido a que el alto valor del campo produce una fuerte influencia del término de arrastre. Por lo tanto cabe esperar fuerte influencia en el balance energético.

Cuando se establecen las condiciones de balance energético estacionario (Tabla III), el campo ambipolar cambia algo su comportamiento aunque manteniéndose siempre con solo la raíz iónica. La Fig.14 muestra su dependencia con la densidad central (téngase en cuenta que con NBI la absorción de potencia depende de la densidad). En este caso ya no aparece saturación y el comportamiento es, casi, lineal, salvo para densidades muy pequeñas. Para la densidad central típica de $1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$,

mencionada anteriormente, el campo ambipolar resulta ser algo más intenso que antes ($-1.3 T_e$, unos -925 V en el centro, es decir, -78 V/cm para $s=0.71$), aunque en relación con T_e sea algo menor y que es, también, bastante más intenso (casi el doble) que el predicho en [1] (cf. Tabla I §1)

Pero lo más importante es el considerable incremento del tiempo de confinamiento global de la energía τ_E , (Fig.15) comparado con el valor correspondiente a campo nulo (ahora solo hay una raíz) (8.7 ms, frente a 4.6 ms, casi el doble), de forma que, mientras la situación de campo nulo no difiere mucho de la predicha por la ley de escala LHD, la de campo autoconsistente (y raíz única ionica) da resultados que mejoran la LGS.

Algo parecido sucede con las temperaturas (Fig.16) y, sobre todo con la β central (Fig.17) que, para la densidad anteriormente mencionada, conduce a una β central de 5.4% , bastante superior al 2.9% para campo nulo o a los 2.7% de [1] e incluso a los 4.5% de la ley LGS.

Por último la relación de temperaturas aparece, para ambos casos, en la (Fig.18) que muestra que para la raíz ionica las temperaturas se mantienen muy parecidas ($\eta \sim 1.12$) como consecuencia de la mejora en el canal ionico.

Aunque en este caso hay solución única y ya no se presenta la incertidumbre de cual raíz va a "elegir" el plasma, permanecen las consideraciones sobre la necesidad de tener en cuenta los perfiles radiales y que, por lo tanto, estos resultados, solo deben tomarse como indicaciones. Aún así, la posible mejora en el confinamiento del plasma que indicarían estos cálculos aproximados, justificaría, por si sola, la necesidad de efectuar cálculos más detallados con códigos 1-D.

TABLA III

Resultados con NBI (2 MW)

		Raiz Iónica	Campo nulo
Pabs	(kW)	1200	1200
Pabs el.	(%)	77	77
$n_e(0)$	(10^{13}cm^{-3})	10	10
$T_e(0)$	(eV)	710	390
$T_i(0)$	(eV)	640	320
$\eta = T_e(0)/T_i(0)$		1.12	1.22
τ_E	(ms)	8.66	4.58
τ_E (LHD)	(ms)	5.17	5.17
τ_E (LGS)	(ms)	7.10	7.10
$\beta(0)$	(%)	5.44	2.87
$\beta(0)$ (LHD)	(%)	3.25	3.25
$\beta(0)$ (LGS)	(%)	4.46	4.46
β_{av}	(%)	1.79	0.94
$\Phi(0)$	(V)	-925	0
$\Phi(0)/T_e(0)$		-1.3	0
$E_r(s=0.71)$	(V/cm)	-78	0

5. CONCLUSIONES

Según el modelo expuesto aquí (aún rudimentario) el campo eléctrico sí que podría influir en los parámetros del plasma alcanzables en el TJ-II, tanto con ECRH como con NBI, en contra de lo que se desprendía de estudios anteriores [1].

Durante ECRH, salvo a muy baja potencia, se produciría una situación de presencia de raíces múltiples para el campo. Si el plasma siguiera la raíz iónica el campo ambipolar sería muy pequeño y los resultados muy similares a los de estudios anteriores [1].

Por el contrario si el plasma siguiera la raíz electrónica el campo ambipolar sería positivo y bastante intenso, produciendo una notable mejora en las propiedades de confinamiento (ley de escala LGS en lugar de LHD).

Durante NBI solo aparecería la raíz iónica, de campo eléctrico negativo pero muy intenso, y esto también produciría una notable mejora en las propiedades de confinamiento (ley de escala mejor que la LGS en lugar de LHD para campo nulo), con β centrales de 5.4% para 2 MW. En este caso no existiría ambigüedad en cuanto a qué raíz adopta el plasma.

Los resultados obtenidos aquí deben considerarse como meramente indicativos ya que no incluyen modificaciones en los perfiles radiales de las magnitudes, en particular del potencial eléctrico. Por lo tanto un estudio con algún código de transporte 1-D sería indispensable y las posibles mejoras en confinamiento indicadas aquí no pueden convertirse en creíbles sin él. Esas mismas "promesas" parecen un incentivo suficiente para justificar ese estudio.

De momento no se encuentra disponible en el CIEMAT, ningún código de transporte monodimensional (1-D) que pueda tratar el campo eléctrico autoconsistente, por esa razón se ha tenido que recurrir aquí, para establecer las condiciones de balance energético estacionario, a un código 0-D (*Zerop*, cf. §2.3). Sin ese código 1-D no puede proseguirse este trabajo.

6. 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]. C.D. Beidler, E.Harmeyer, J.Kisslinger, et. al.
"Studies on Stellarator Reactor of the Helias type: The Power Balance".
Report IPP 2/318, IPP Garching, June 1993.
- [3]. 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.
- [4]. D.E. Hastings, W.A. Houlberg, K.C. Shaing.
"The ambipolar electric field in Stellarators"
Nucl. Fusion **25** (1985) 445.
- [5]. E.R. Solano, K.C. Shaing.
Phys. Fluids **30** (1987) 462.
- E.R. Solano.
"Transporte Neoclásico en un sistema de confinamiento magnético de
Plasma con eje helicoidal".
Tesis Doctoral. U. Complutense. Madrid 1986.
- [6]. A.R.. Yunta. (Comunicación privada).
-

Lista de Figuras

Fig.1. Dependencia con la densidad central de los coeficientes de difusión electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos) para campo eléctrico nulo (trazos finos) y $\Phi/Te=1$ (trazos gruesos). Los valores del coeficiente en régimen *plateau* aparecen en trazo discontinuo como referencia. Situación propia de ECRH, $Ti(0) = 170$ eV.

La flecha indica la densidad de corte.

a) Alta temperatura electrónica ($Te(0)=991$ eV, $\eta=Te/Ti=5.8$)

b) Situación intermedia ($Te(0)=600$ eV, $\eta=3.5$)

Fig.2. Dependencia con la intensidad del campo eléctrico ($f=\Phi(0)/Te(0)$) de los coeficientes de difusión electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos). Los valores del coeficiente en régimen *plateau* aparecen en trazo discontinuo como referencia.

Situación propia de ECRH, $Ti(0) = 170$ eV.

a) Alta temperatura electrónica ($Te(0)=991$ eV, $\eta=5.8$)

b) Situación intermedia ($Te(0)=600$ eV, $\eta=3.5$)

c) Baja temperatura electrónica ($Te(0)=425$ eV, $\eta=2.5$)

Fig.3. Dependencia con la intensidad del campo eléctrico ($f=\Phi(0)/Te(0)$) de los flujos de partículas electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos), mostrando las soluciones a la condición de ambipolaridad.

Situación propia de ECRH, $Ti(0) = 170$ eV.

a) Alta temperatura electrónica ($Te(0)=991$ eV, $\eta=5.8$).

Raíz electrónica, campo positivo intenso.

b) Situación intermedia ($Te(0)=600$ eV, $\eta=3.5$) Tres raíces.

c) Baja temperatura electrónica ($Te(0)=425$ eV, $\eta=2.5$)

Raíz iónica, campo negativo moderado.

Fig.4. Campo eléctrico autoconsistente para densidad y temperatura iónica centrales fijas $n_e(0)=1.70 \times 10^{13}$ cm⁻³, $Ti(0)=170$ eV, en función de la temperatura electrónica central, mostrando la zona de raíces múltiples.

Fig.5. Campo eléctrico autoconsistente para densidad central fija (la de corte en el 2º armónico) $n_e(0)=1.70 \times 10^{13}$ cm⁻³, en situación de balance energético estacionario, en función de la densidad de potencia ECRH absorbida.

Fig.6. Similar a la Fig.5 mostrando el tiempo de confinamiento global de la energía τ_E para las dos raíces, así como los valores previstos por las leyes de escala LHD y LGS.

Fig.7. Similar a la Fig.5 mostrando las temperaturas centrales electrónica (líneas superiores) e iónica (inferiores) para las dos raíces.

Fig.8. Similar a la Fig.6 mostrando las β centrales correspondientes a las dos raíces y las previsiones de las leyes de escala LHD y LGS.

Fig.9. Relación η entre temperatura electrónica e iónica en situación de balance energético estacionario, como función de la densidad de potencia ECRH absorbida, para cada una de las dos raíces.

Fig.10. Dependencia con la densidad central de los coeficientes de difusión electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos) para campo eléctrico nulo (trazos finos) y $\Phi/Te=1$ (trazos gruesos). Los valores del coeficiente en régimen *plateau* aparecen en trazo discontinuo como referencia. Situación propia de NBI, 2MW: $Te(0) = 380$ eV, $Ti(0) = 270$ eV. La flecha indica densidad central algo menor que la de saturación ($n_e(0)=1.0 \times 10^{14}$ cm⁻³).

Fig.11. Dependencia con la intensidad del campo eléctrico ($f=\Phi(0)/Te(0)$) de los coeficientes de difusión electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos). Los valores del coeficiente en régimen *plateau* aparecen en trazo discontinuo como referencia. Situación propia de NBI, 2MW: $n_e(0)=1.0 \times 10^{14}$ cm⁻³, $Te(0) = 380$ eV, $Ti(0) = 270$ eV.

Fig.12. Dependencia con la intensidad del campo eléctrico ($f=\Phi(0)/Te(0)$) de los flujos de partículas electrónico (líneas continuas) e iónico (líneas de puntos), mostrando las soluciones a la condición de ambipolaridad. Situación propia de NBI, 2MW, idéntica a la de la Fig.11, mostrando la raíz iónica con campo negativo intenso.

Fig.13. Campo eléctrico autoconsistente para temperaturas electrónica e iónica centrales fijas $Te(0)= 380$ eV $Ti(0)=120$ eV (situación propia de NBI, 2MW) en función de la densidad electrónica central, mostrando una única raíz: la iónica.

Fig.14. Campo eléctrico autoconsistente para la situación propia de NBI, 2MW, con de balance energético estacionario, en función de la densidad electrónica central, mostrando una única raíz: la ionica.

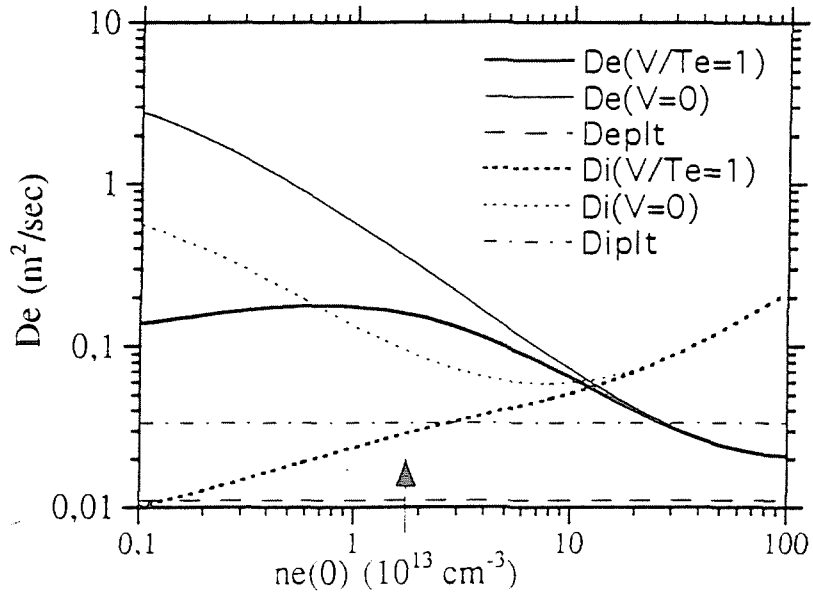
Fig.15. Similar a la Fig.14 mostrando el tiempo de confinamiento global de la energía τ_E para la raíz ionica y para el caso de campo nulo, asi como los valores previstos por las leyes de escala LHD y LGS.

Fig.16. Similar a la Fig.14 mostrando las temperaturas centrales electrónica e ionica para la raíz ionica y para el caso de campo nulo.

Fig.17. Similar a la Fig.15 mostrando las β centrales para la raíz ionica y para el caso de campo nulo, junto con los valores previstos por las leyes de escala LHD y LGS.

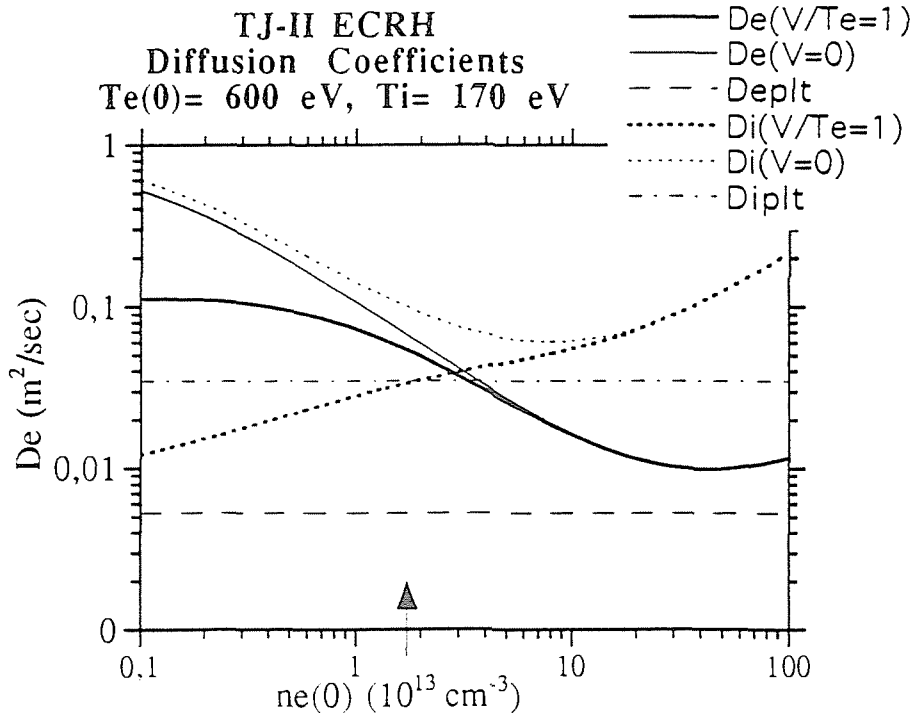
Fig.18. Relación η entre temperatura electrónica e ionica en situación propia de NBI, 2MW, con balance energético estacionario, como función de la densidad central, para la raíz ionica y para el caso de campo nulo.

TJ-II ECRH
Diffusion Coefficients
Te(0)= 991 eV, Ti= 170 eV



a)

TJ-II ECRH
Diffusion Coefficients
Te(0)= 600 eV, Ti= 170 eV



b)

Fig.1.

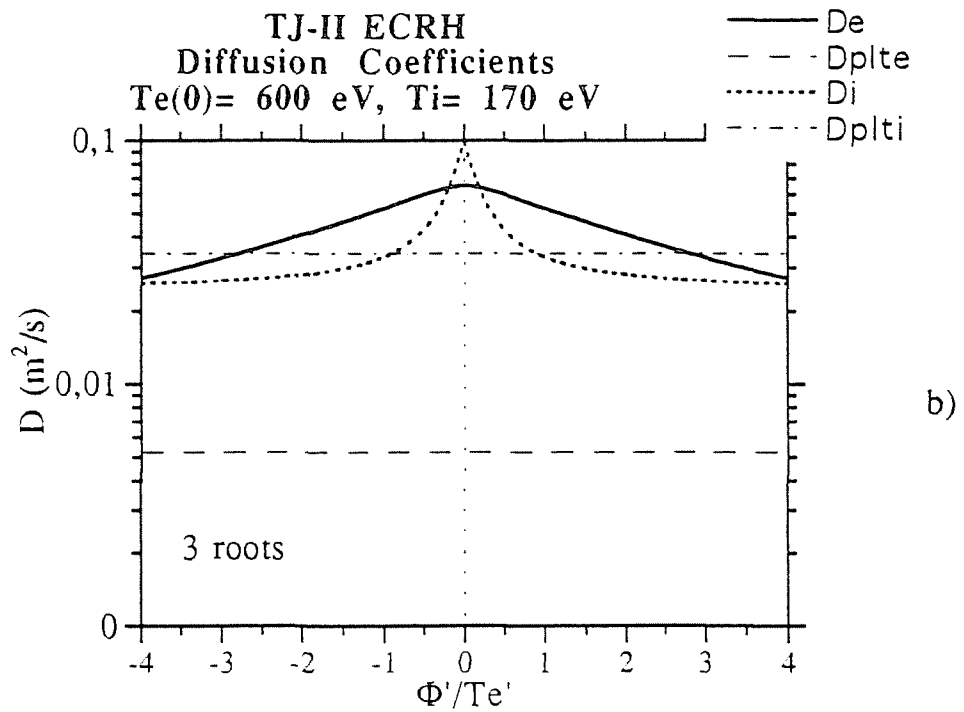
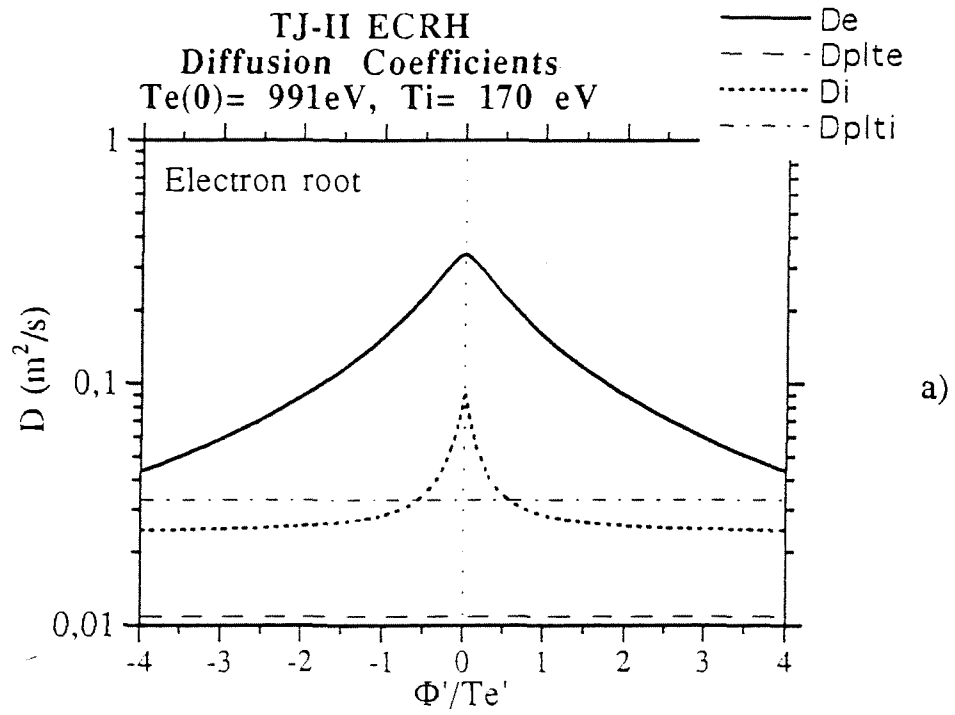


Fig.2.

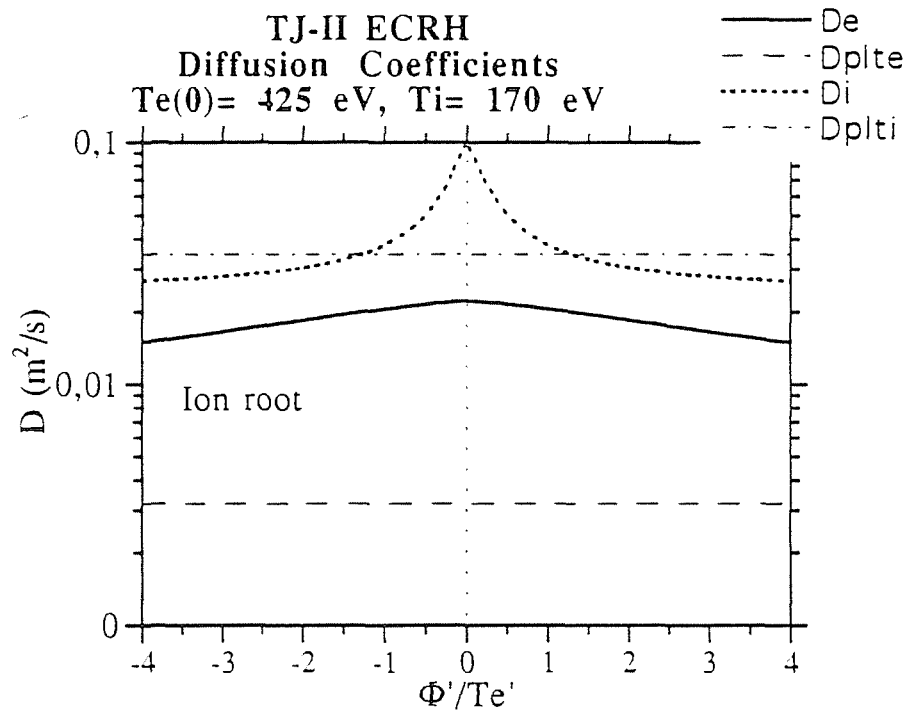
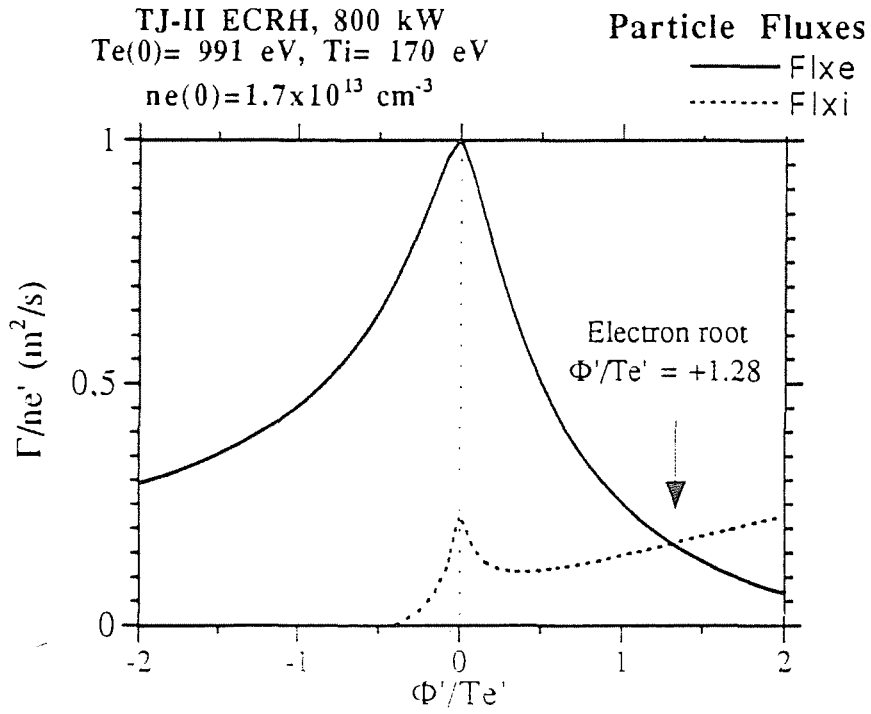
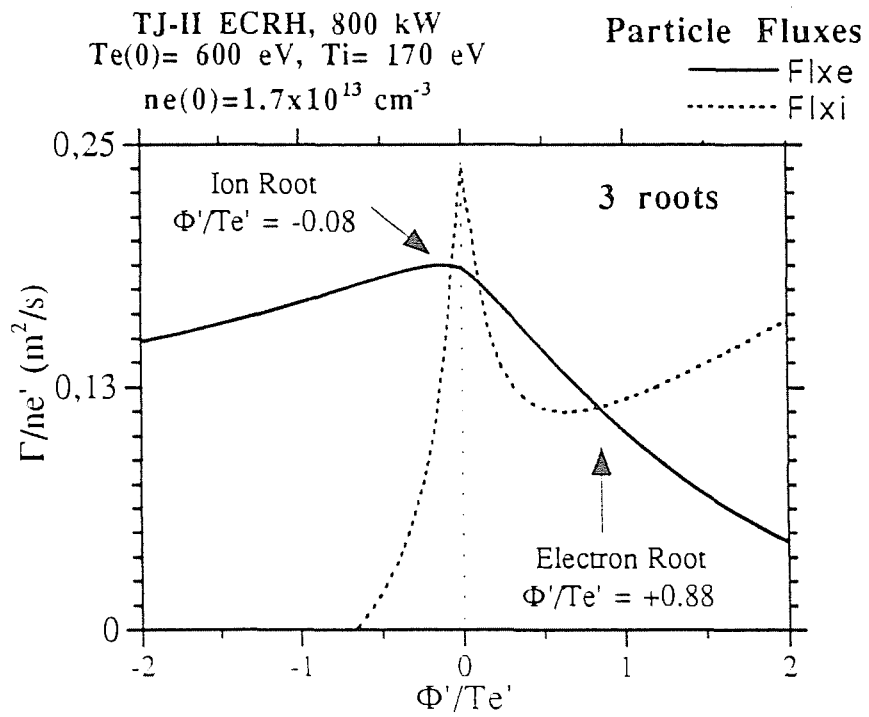


Fig.2c.



a)



b)

Fig.3.

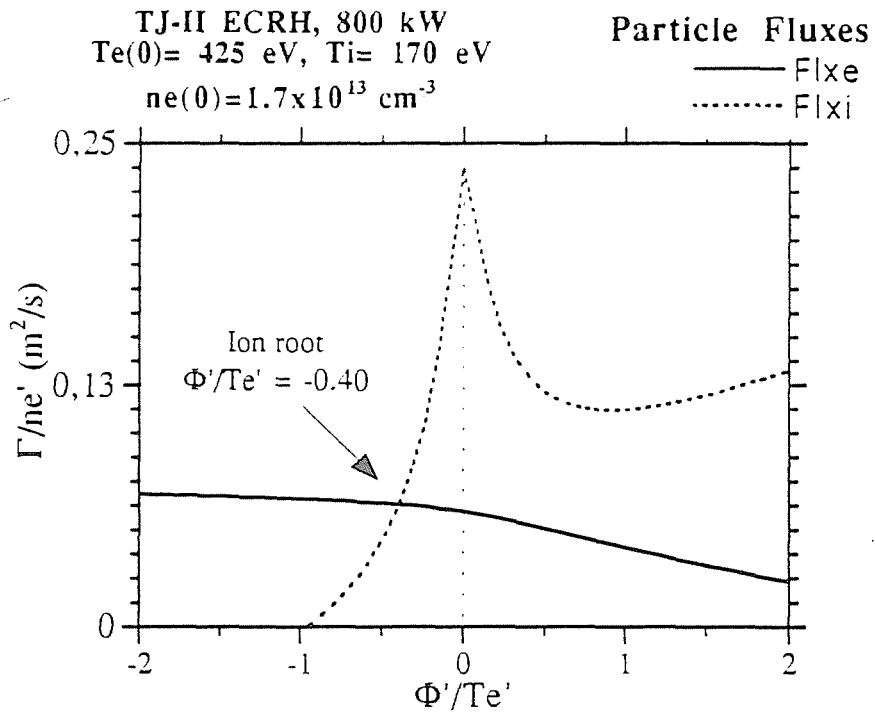


Fig.3c.

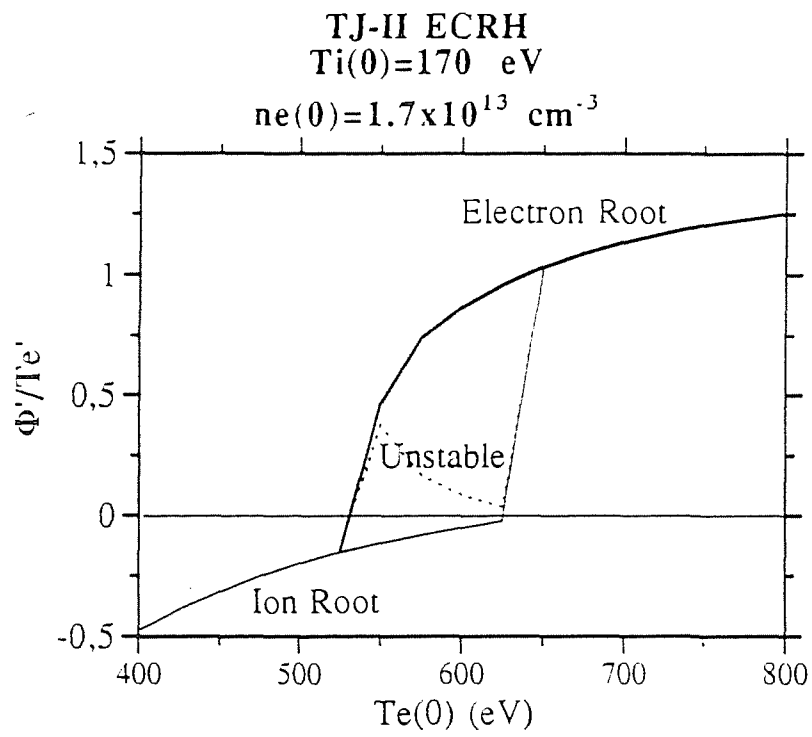


Fig.4.

TJ-II ECRH
 $ne(0)=1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

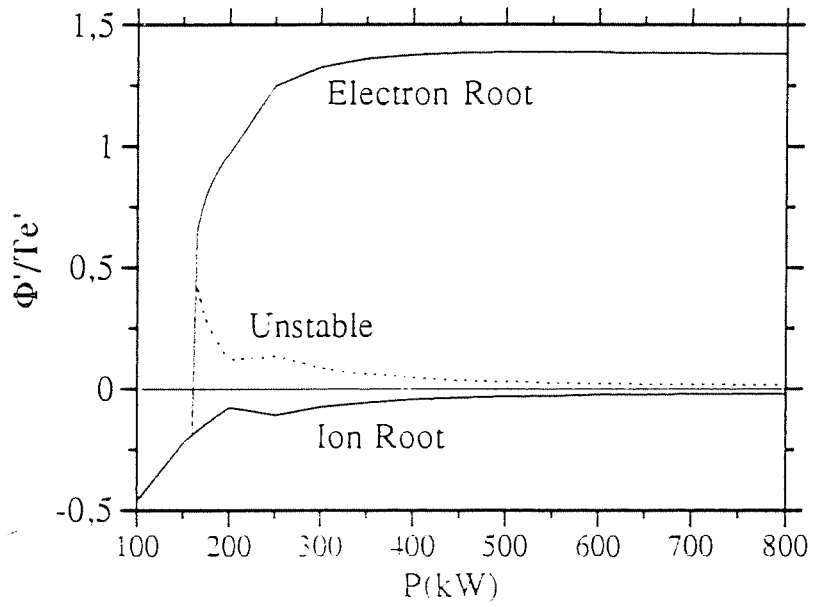


Fig.5.

TJ-II ECRH, τ_E
 $ne(0)=1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

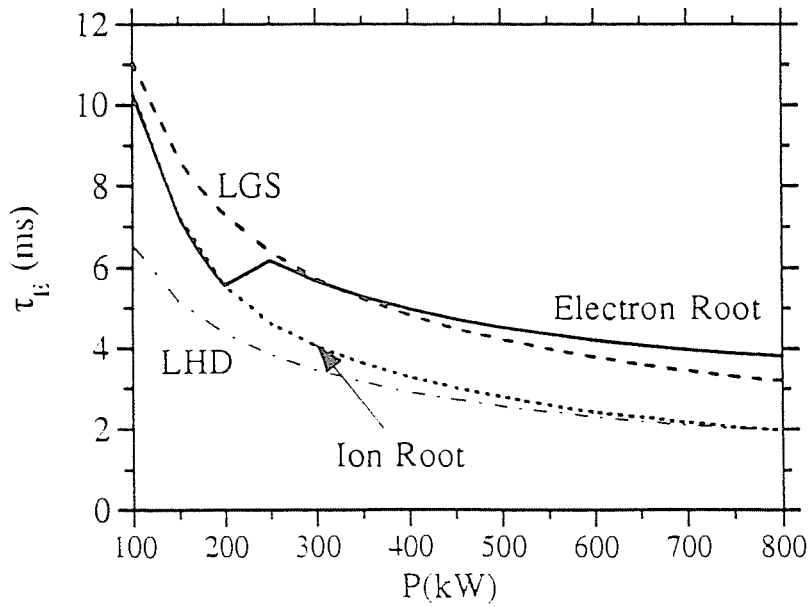


Fig.6.

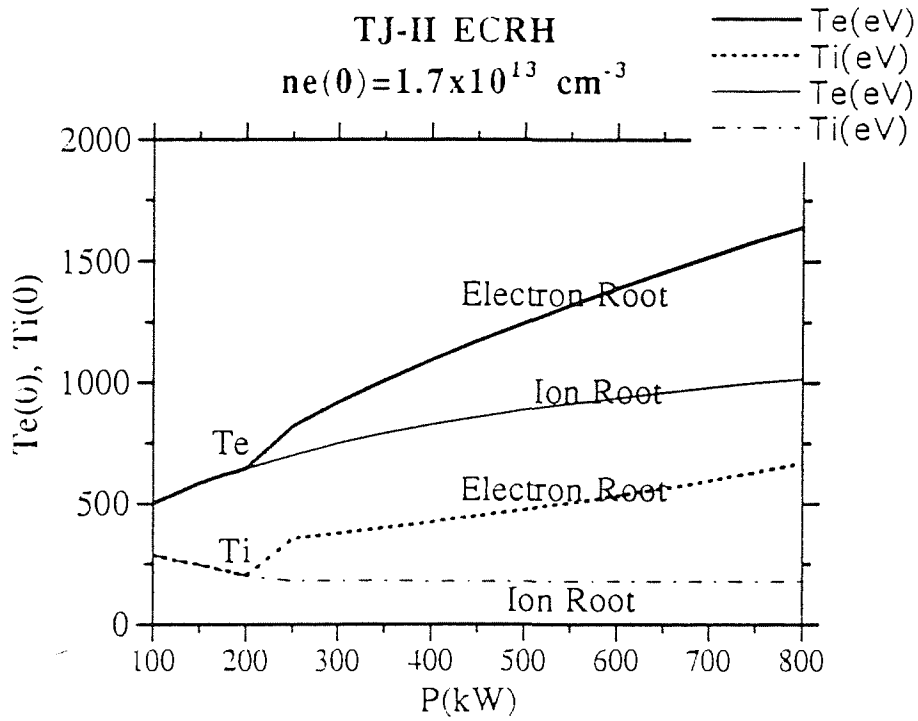


Fig.7.

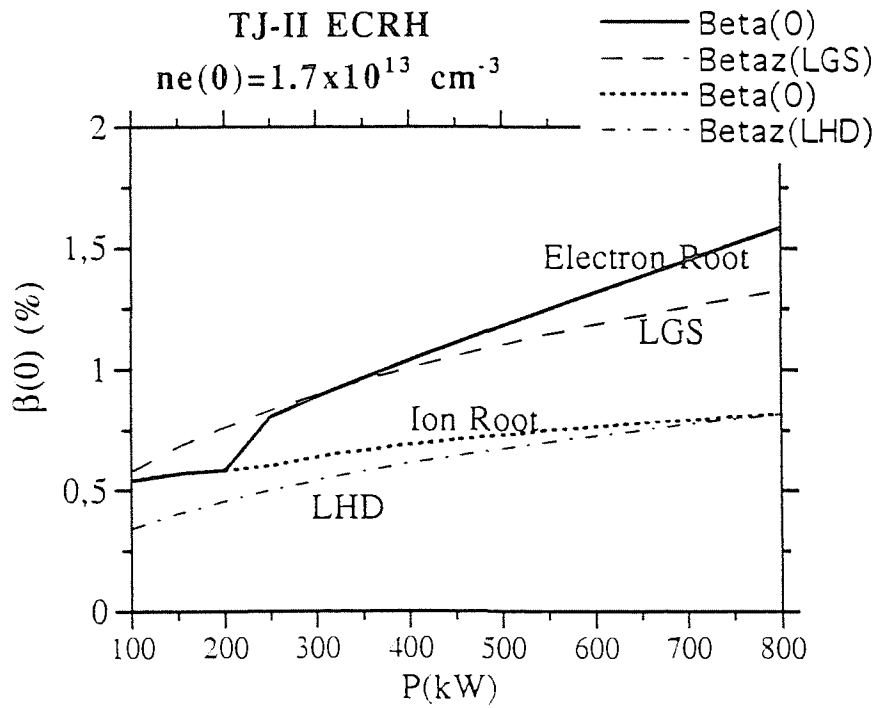


Fig.8.

TJ-II ECRH

$$n_e(0) = 1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

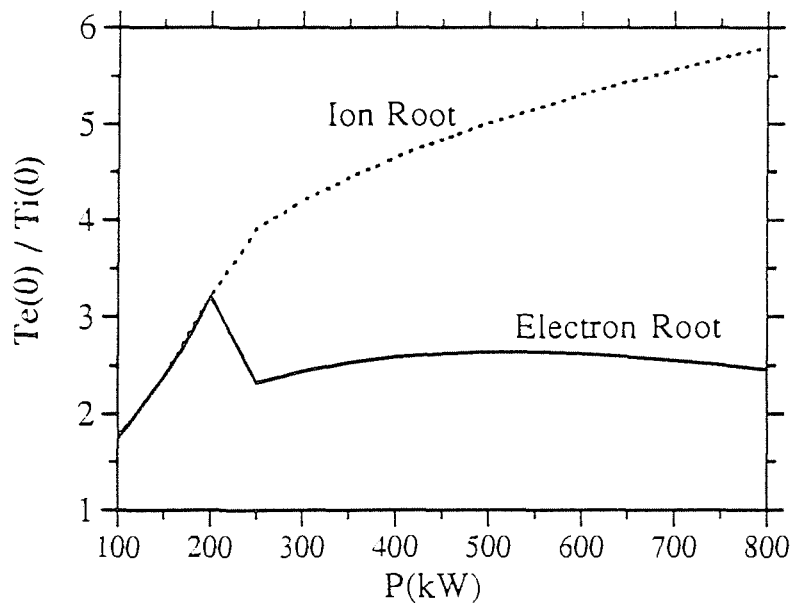


Fig.9.

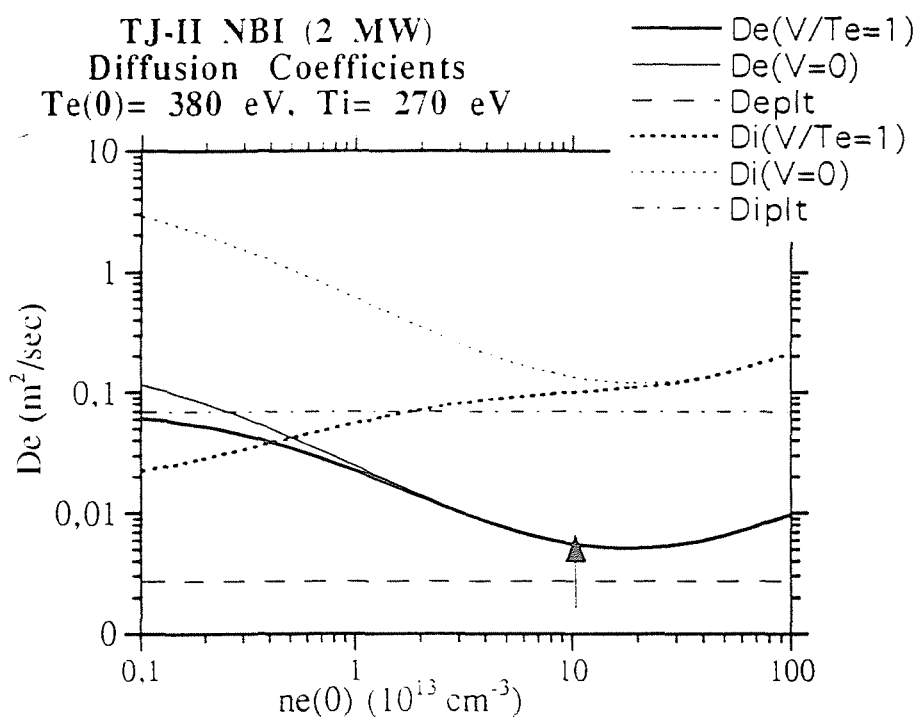


Fig.10.

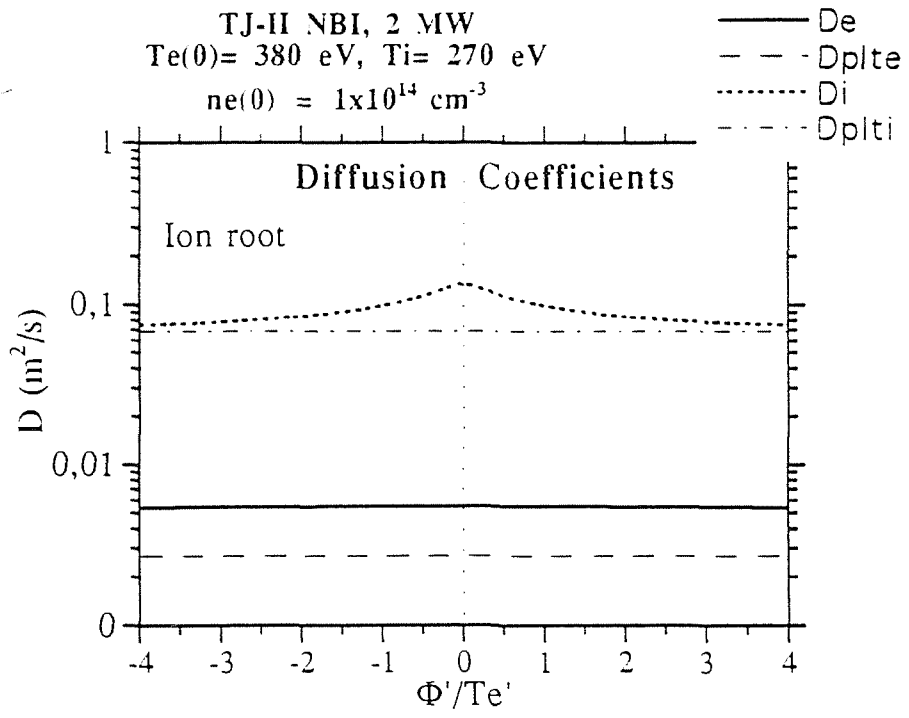


Fig.11.

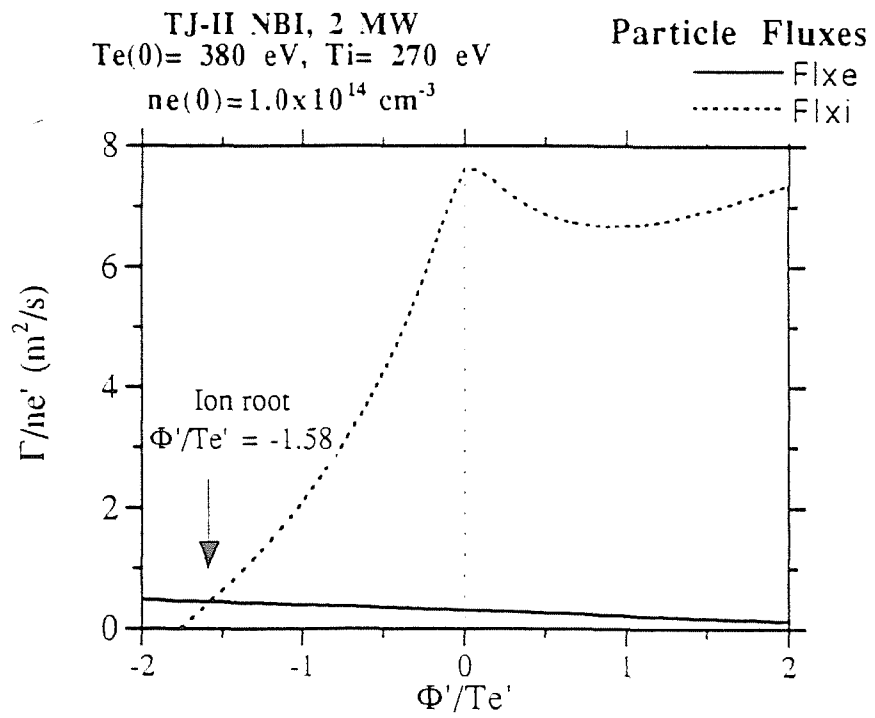


Fig.12.

TJ-II, NBI
Te(0) = 380 eV, Ti(0) = 270 eV

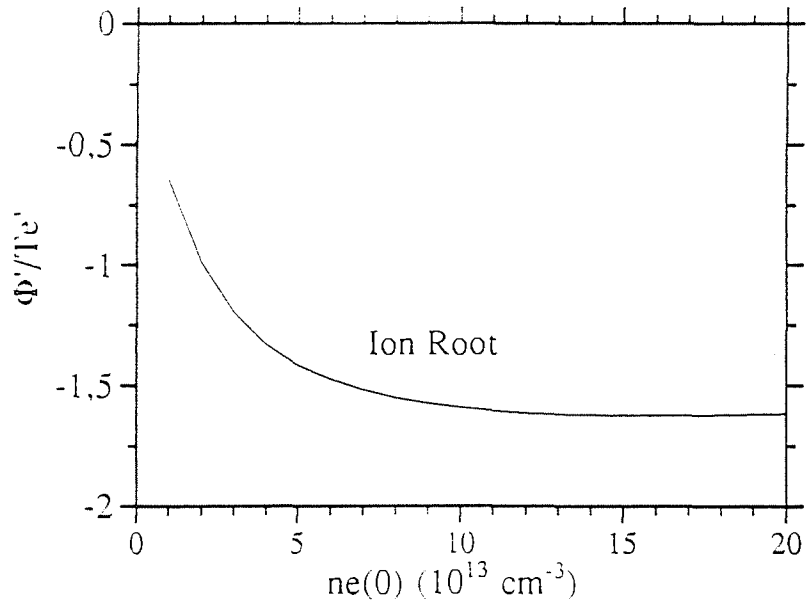


Fig.13.

TJ-II NBI, 2 MW
Electric potential

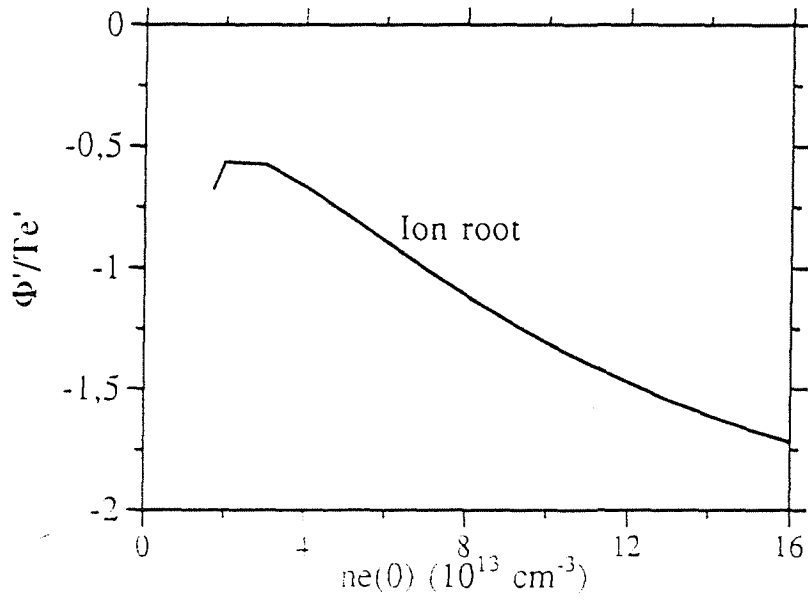


Fig.14.

TJ-II, NBI 2 MW
Confinement time

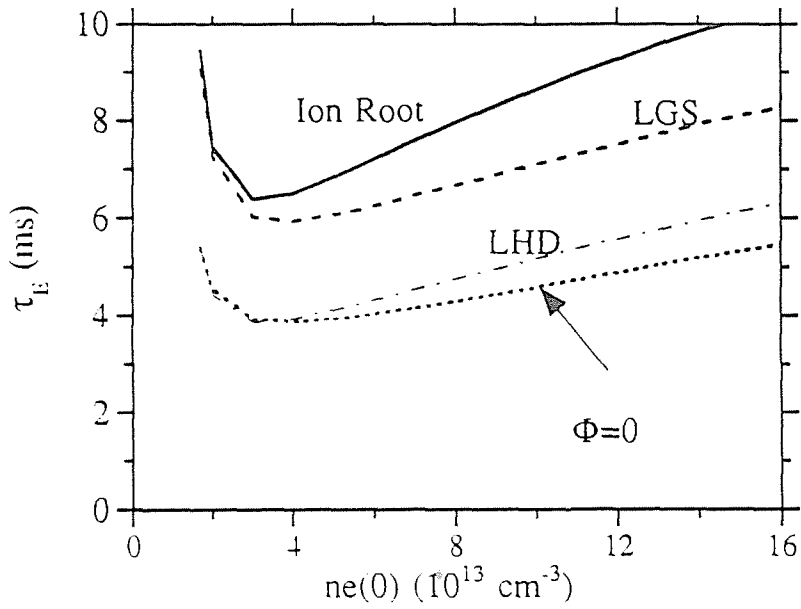


Fig.15.

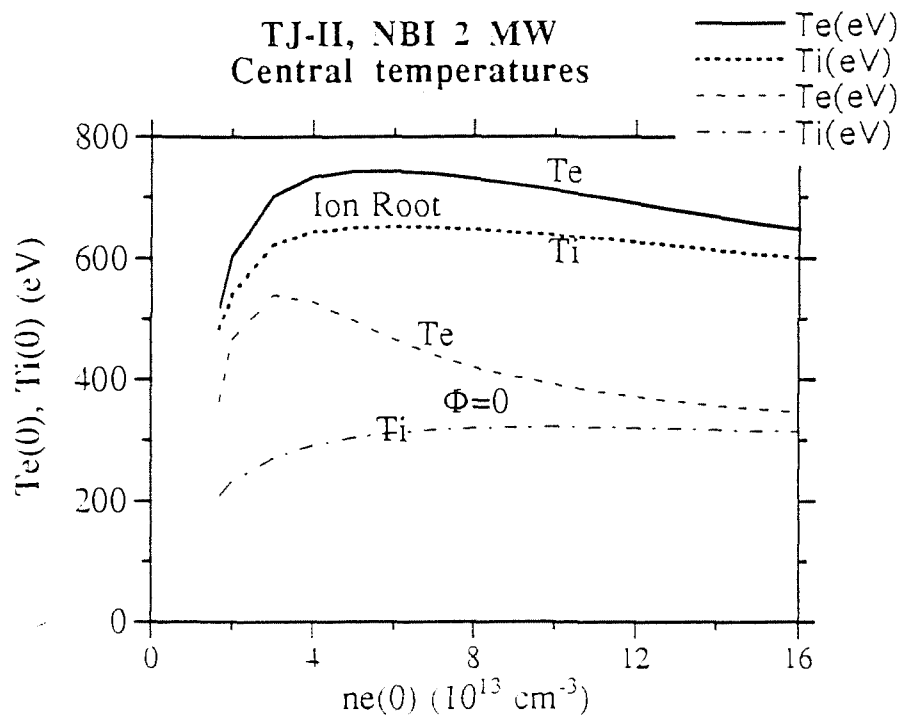


Fig.16.

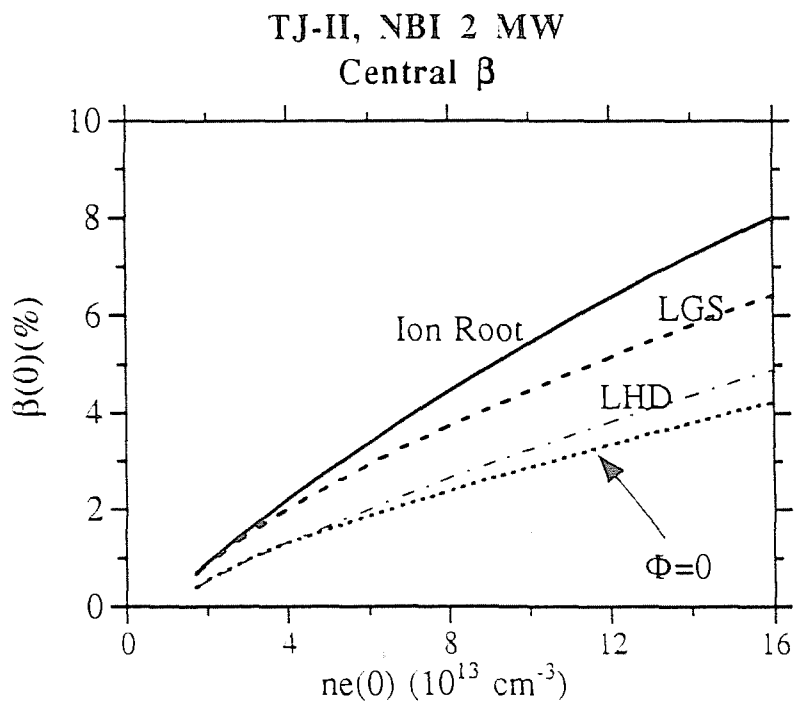


Fig.17.

TJ-II, NBI 2 MW
Te(0) / Ti(0)

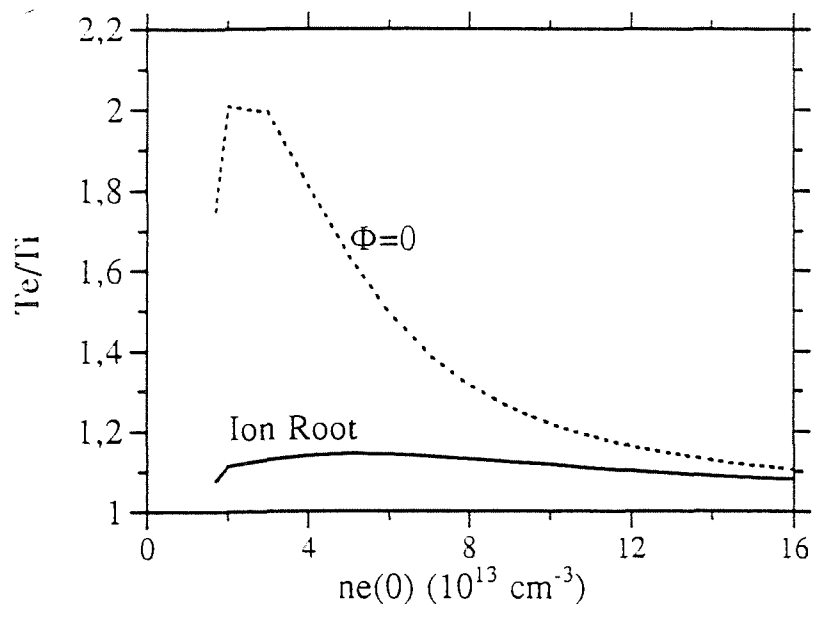


Fig.18.

