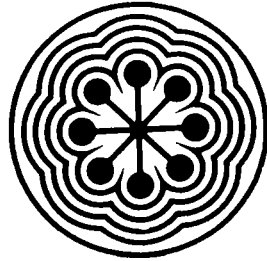




MX0600263

instituto nacional de investigaciones nucleares



Reporte Interno

A14.12/LFP0491/1

***Diagnóstico del Plasma
por medio de
Sondas Eléctricas***

Salvador Colunga Sánchez

Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares

Gerencia de Investigación Básica

Departamento de Física

Laboratorio de Física de Plasmas

Proyecto BZ-65

Abril de 1991

En este trabajo se hace una recopilación de los modelos teóricos clásicos para interpretar la curva característica de una sonda eléctrica de Langmuir colocada en un plasma sin campo magnético y con él. Se da la metodología para el cálculo de la temperatura de los electrones y la densidad del plasma en ambos casos, a partir de la curva característica de la sonda, así como los criterios para la correcta aplicación de este método de diagnóstico del plasma.

CONTENIDO

	Pag.
1. Introducción	4
2. La Curva Característica de una Sonda Eléctrica	5
3. Análisis de la Rama Electrónica de la Curva Característica.	9
4. Análisis de la Rama Iónica de la Curva Característica	12
4.1 Teoría Simplificada de la Rama Iónica	13
4.2 Teoría Detallada de la Rama Iónica	14
5. Efectos del Campo Magnético sobre la Curva Característica	18
6. Consideraciones Experimentales del Método	19
7. Conclusiones	22
Apéndice	23
Referencias	24

1. INTRODUCCION

Desde los orígenes mismos de la física del plasma y hasta la actualidad, las sondas eléctricas han sido un método de diagnóstico del plasma de gran importancia en diversas situaciones experimentales. Este método fué introducido por Langmuir [1], y desde entonces se ha utilizado para determinar parámetros del plasma tales como la concentración de los electrones n_e , la temperatura de los electrones T_e , el potencial del plasma V_p , y la función de distribución de los electrones por velocidades $f_0(v)$.

Una sonda eléctrica es, en esencia, un electrodo metálico de pequeñas dimensiones y diferentes formas (cilíndrica, esférica o plana) que se introduce al plasma. La sonda se conecta a una fuente de alimentación que proporciona diferentes valores de voltaje con respecto al potencial del plasma V_p , en el lugar en el que se coloca la sonda. Si el potencial de la sonda es diferente del potencial del plasma, entonces se produce un campo eléctrico que acelera las partículas cargadas de un signo y repele las del signo contrario. De esta manera, como se verá más adelante, el análisis de la corriente que circula por la sonda permite obtener los parámetros n_e , T_e , V_p , y $f_0(v)$.

Las principales ventajas de este método consisten en la simplicidad de la construcción y en el hecho de que las sondas eléctricas permiten efectuar mediciones locales de los parámetros del plasma. Otros métodos, como la espectroscopía o el sondeo con microondas, dan una información integral para un determinado volumen de plasma o una trayectoria de sondeo.

Es por esta razón, que a pesar de las dificultades que surgen al realizar mediciones con sondas eléctricas en un plasma caliente o magnetizado, este método conserva su importancia hasta nuestros días.

Por otro lado, en contraste con su simplicidad constructiva, la teoría de las sondas eléctricas es bastante compleja [2,3,4], y hasta ahora no existe una teoría que sea aplicable en todas las situaciones experimentales.

En los tokamaks, debido al intenso flujo de partículas que destruye las sondas, la aplicación de las sondas eléctricas está restringida a la periferia del plasma, o sea, a la región de la sombra del limitador. En máquinas del tipo tokamak la utilización de sondas eléctricas ha cobrado nueva vida por el hecho de que los procesos que ocurren en la periferia del plasma afectan fuertemente el comportamiento del plasma de la región central de la columna [5]. Los procesos de interacción plasma-pared son estudiados intensamente con la ayuda de las sondas eléctricas.

En este trabajo se describen las teorías clásicas que nos permiten determinar, con la ayuda de sondas eléctricas de forma cilíndrica, la concentración y la temperatura de los electrones de un plasma en dos situaciones experimentales: en ausencia y en presencia de campo magnético. También se dan los criterios de la aplicación del método de las sondas eléctricas, los cuales conducen a una interpretación correcta de los resultados de las mediciones experimentales.

2. LA CURVA CARACTERISTICA DE UNA SONDA ELECTRICA

En la práctica, para proporcionar diferentes potenciales a la sonda eléctrica se utiliza el circuito fundamental mostrado en la figura 1.

La curva característica de una sonda eléctrica es la dependencia de la corriente total en la sonda I con respecto al potencial en la sonda V . Para efectuar estas mediciones es necesario tener un electrodo de referencia que en el caso de una descarga de electrodos puede ser el ánodo o el cátodo; en las

cámaras de descargas metálicas el electrodo de referencia puede ser la cámara de descargas misma. En el caso de las descargas sin electrodos y sin cámara metálica, es necesario recurrir al método de las sondas eléctricas dobles.

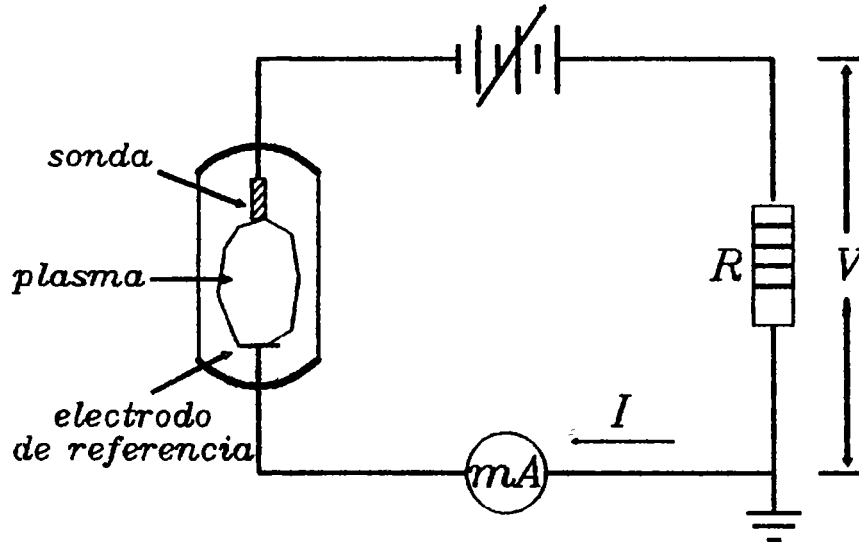


Fig. 1. Circuito fundamental para las mediciones con una sonda eléctrica.

La forma general de la curva característica de una sonda eléctrica se muestra en la figura 2.

En forma cualitativa la curva característica puede ser interpretada de la siguiente manera. Cuando se tienen potenciales negativos bastante grandes, la corriente que circula por la sonda es una corriente de iones positivos (sector AB). Al disminuir el potencial negativo, entonces a la corriente iónica se le adiciona la corriente de los electrones energéticos que logran cruzar la barrera de potencial impuesta por la sonda. Si el potencial se va haciendo menos negativo (con respecto al potencial del plasma V_p), entonces llega un momento en que a determinado potencial V_f las corrientes iónica y electrónica se igualan y la corriente neta en la sonda es igual a cero. Al potencial V_f se le llama potencial flotante, y en esencia este es el potencial que adquiere un electrodo aislado que se coloca en

el plasma. Al disminuir aun más el potencial negativo, la barrera potencial para los electrodos disminuye y llega un momento en que la corriente total de la sonda cambia de signo (sector BC). Si se continua el proceso de disminución del potencial de la sonda, la corriente total crece rápidamente debido a que la corriente electrónica supera significativamente a la corriente iónica (sector CD), hasta que llega el momento en el que el potencial que desacelera a los electrones se convierte en potencial acelerador, y el comportamiento de la corriente cambia, lo cual se manifiesta por el hombro de la característica más o menos pronunciado en las proximidades del potencial del plasma V_p (sector DE). Para potenciales positivos con respecto al potencial del plasma V_p (sector EF) se tiene la región de saturación electrónica en la curva característica. Esta región es análoga al sector AB que es llamado región de saturación iónica.

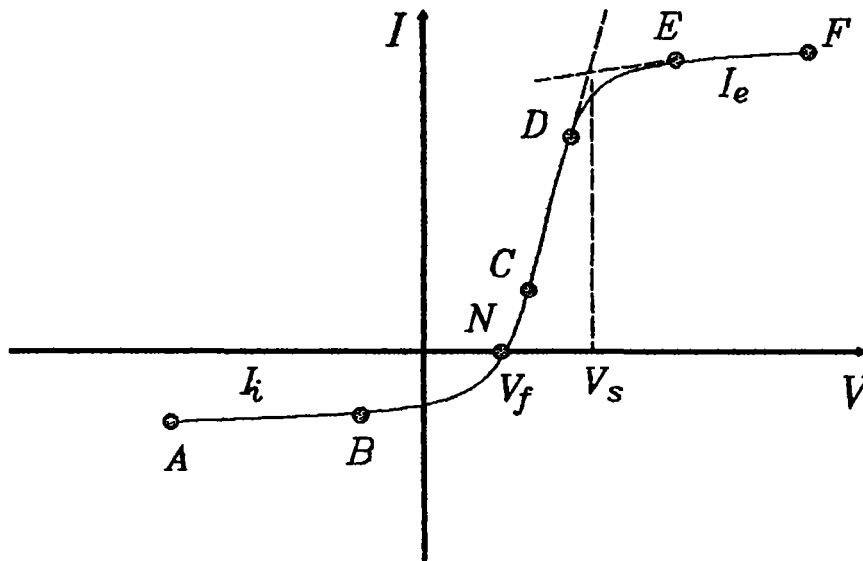


Fig. 2. Forma general de la curva característica de una sonda eléctrica.

Como se ve en la figura 2, el potencial del plasma V_p , puede ser determinado por la intersección de los sectores CD y EF, o puede ser calculado a partir de V_f , como se verá más adelante.

La asimetría de la curva característica es provocada, sin tomar en cuenta la evidente diferencia en los valores absolutos de las corrientes iónica y electrónica dada por la diferencia de masa de las partículas, por dos motivos.

Por un lado, en general las temperaturas de los electrones y los iones son diferentes y esto afecta al mecanismo de atracción de estas partículas por la sonda. Por otro lado, la presencia de un campo magnético afecta más fuertemente a los electrones que a los iones. Es por estas razones que no existe un método universal para interpretar la curva característica como un todo, y por eso se tienen que tratar separadamente las ramas electrónica e iónica.

A partir de la curva característica se pueden determinar la densidad y la temperatura de los electrones, además del potencial del plasma. Tanto el comportamiento de la rama electrónica como el de la rama iónica depende de n_e y T_e , y el utilizar una u otra depende de la situación experimental concreta, como se verá más adelante. La corriente iónica de saturación depende de n_e y T_e , pero débilmente de T_i (por lo menos para los casos en que $T_i \ll T_e$), y por eso no es fácil determinar T_i a partir de la curva característica.

En este trabajo se considera la situación experimental general cuando la presión del gas en la descarga para producir plasma es tan baja que la distancia característica de la perturbación provocada por la sonda en el plasma es mucho menor que la longitud de recorrido libre de las partículas. Es por eso que el efecto de las colisiones en el plasma no será tomado en cuenta para los cálculos de la corriente de la sonda.

3. ANALISIS DE LA RAMA ELECTRONICA DE LA CURVA CARACTERISTICA

En la referencia [4] se muestra que la función de distribución de los electrones $f_0(\epsilon)$ y por lo tanto la densidad de la corriente electrónica j_e no dependen de la variación del potencial entre la sonda y el plasma no perturbado, sino del potencial de la sonda U con respecto al potencial del plasma. De esta manera:

$$j_e = \frac{2\pi e n_0}{m^2} \int_{eV}^{\infty} (\epsilon - eV) f_0(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

donde n_0 , e y m , son la densidad, la carga y la masa de los electrones respectivamente.

Si la función de distribución de los electrones en la región del plasma no perturbado por la sonda es del tipo de Maxwell, o sea

$$f_0(\epsilon) = \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{\epsilon}{k T_e}},$$

entonces

$$j_e = \frac{n_0 e \bar{v}_e}{4} e^{-\frac{eU}{k T_e}}, \quad (2)$$

donde \bar{v}_e es la velocidad media de los electrones.

En el sector CDEF de la curva característica (Fig. 2) la corriente total sobre la sonda i es prácticamente debida a los electrones y por lo tanto puede ser descrita por la fórmula (2). Si se grafica el valor absoluto de la corriente $|i|$ como función de V en una escala semilogarítmica, como se muestra en la figura 3, entonces la presencia de un sector rectilíneo en la región CD

será la evidencia de que la función de distribución de los electrones es del tipo de Maxwell, o sea corresponde a la fórmula (2). En este caso la temperatura de esta distribución puede ser determinada por la inclinación del sector rectilíneo, o sea por la relación

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{dV}{d \ln|i|} = \frac{e}{k} \frac{l}{\tan \psi}, \quad (3)$$

donde e es la carga del electrón, k es la constante de Boltzman y ψ es el ángulo de inclinación del sector rectilíneo con respecto al eje de las abscisas.

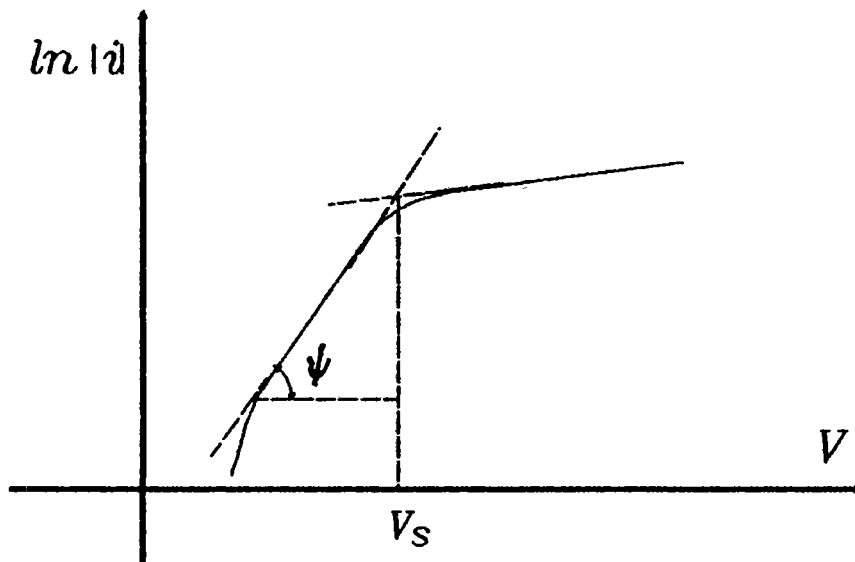


Fig. 3. Rama electrónica de la curva característica en escala semilogarítmica.

En este caso, también se puede determinar el potencial del plasma V_s , por el punto donde se quiebra la curva característica semilogarítmica. A partir del valor de la corriente para el

potencial del plasma, se puede determinar la concentración de los electrones en el plasma no perturbado substituyendo $U=0$ en la expresión (2), o sea

$$n_0 = \frac{4i_0}{ev_e S}, \quad (4)$$

donde S es el área total de recolección de la sonda. Sin embargo, existe un cierto grado de indeterminación del punto de donde se quiebra la curva característica, lo cual puede ser mejorado localizando el punto donde se cruzan las rectas tangentes a los sectores rectilíneos en la figura 3.

Este método de determinación de n_0 , T_e y V_e , es aplicable solamente en casos cuando se obtiene un comportamiento ideal de la curva característica, como por ejemplo en una descarga de electrodos simple.

Si la rama electrónica de la curva característica está distorsionada por alguna razón (por ejemplo, en una descarga con campo magnético) entonces este método pierde su validez. En estos casos es preferible obtener n_0 , T_e a partir de la rama iónica de la curva característica, la corriente de la cual está compuesta por iones y electrones energéticos que son pocos afectados por un campo magnético.

En particular, se puede determinar la temperatura de los electrones a partir del sector BC de la curva característica por medio del procedimiento de la eliminación de la influencia de la corriente iónica [4].

Para esto se toma en cuenta que en la región BC la corriente iónica varía mucho más lentamente que la corriente electrónica (los iones se mueven en un campo de atracción y los electrones en un campo de frenado), por eso

$$\frac{di}{dV} \approx -\frac{di_e}{dV}$$

En este caso, si se grafica la magnitud $\ln(di/dV)$ con respecto a V para una distribución del tipo de Maxwell, se obtiene una recta, la inclinación de la cual determina T_e , o sea

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{dV}{d \ln\left(\frac{di}{dV}\right)} = \frac{e}{k} \frac{1}{\tan \beta}, \quad (5)$$

donde β es el ángulo que forma la recta con el eje de las abscisas.

Nótese que hasta este punto la forma de la sonda no juega ningún papel en la determinación de los parámetros del plasma. Sin embargo, como veremos más adelante, la sonda de la forma es un factor fundamental para determinar la densidad de los electrones a partir de la rama iónica de la curva característica

4. ANALISIS DE LA RAMA IONICA DE LA CURVA CARACTERISTICA

En el experimento se presentan situaciones cuando es difícil o no es posible obtener la parte electrónica de la curva característica. Esto ocurre, por ejemplo, en los siguientes casos: 1) en las descargas eléctricas con grandes densidades de corriente, cuando por el efecto del sobrecalentamiento de la sonda o la propagación de la descarga sobre la sonda no es posible obtener la rama electrónica; 2) en las descargas en un campo magnético, cuando la rama electrónica se distorsiona fuertemente; 3) en el caso de las descargas sin electrodos, cuando no se tiene un electrodo de referencia.

En estos casos es más cómodo hacer uso de la rama iónica (sector AC) de la curva característica. Además, desde el punto de vista de los circuitos eléctricos asociados con la sonda, esta opción presenta la ventaja de las corrientes moderadas en comparación con las corrientes electrónicas que llegan a ser bastante altas.

La teoría de la parte iónica de la curva característica, desarrollada ampliamente en la literatura [2, 3, 4], se basa en que se divide el plasma que rodea a la sonda en plasma cuasineutral o no perturbado y una capa (sheath) de carga espacial creada por el potencial negativo de la sonda. Este potencial genera un campo eléctrico que penetra a la región cuasineutral del plasma, dando como resultado que la superficie colectora efectiva de la sonda es no la superficie de la sonda o de la capa de carga espacial, sino una superficie de radio mayor, llamada precapa (presheat), que se extiende hasta la región cuasineutral del plasma.

4.1 TEORIA SIMPLIFICADA DE LA RAMA IONICA

De acuerdo a conceptos físicos simples, los iones que caen en la precapa son acelerados en forma unidireccional por el campo eléctrico de atracción de la sonda de tal manera que ingresan a la capa de carga espacial (y por consecuencia a la sonda) con la velocidad de Bohm V_B , dada aproximadamente por la expresión [6]

$$V_B = 0.5 \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura de los electrones en la región cuasineutral y M es la masa de los iones. De esta manera, la corriente iónica de saturación I_i será

$$I_i = 0.5n_0 e A \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

donde n_0 es la densidad del plasma en la región cuasineutral, e es la carga del electrón y A es el área de colección de la sonda. Se puede hacer una estimación de A para diferentes situaciones experimentales, en el caso de una sonda cilíndrica.

En el caso de una descarga sin campo magnético el área de colección de la sonda será $2\pi aL$, donde a y L son el radio y la longitud de la sonda respectivamente.

En el caso de una descarga con la inclusión de un campo magnético, el área de colección A para los iones con $r_L \gg a$ (r_L es el radio de Larmor) es $A_i = 2\pi aL$, y para los electrones con $r_L \ll a$ es $A_e = 4aL$ (o sea, los electrones magnetizados "ven" a la sonda cilíndrica como una sonda plana de área $2 \cdot 2aL$). Sin embargo, ya que los campos de la capa de carga espacial son distorsionados por el campo magnético, para cálculos estimativos es suficiente tomar $A = 4aL$, tanto para los iones como para los electrones.

De esta manera, por medio de la fórmula (7), habiendo calculado previamente T_e como se indica en la sección anterior, se puede calcular aproximadamente la densidad del plasma $n_0 \approx n_e \approx n_i$ en la región cuasineutral o no perturbada por la sonda.

4.2 TEORIA DETALLADA DE LA RAMA IONICA

Desde un punto de vista más estricto, la rama iónica de la curva característica puede ser explicada a partir de conceptos que se expondrán brevemente a continuación para el caso de una sonda de forma cilíndrica (Las desventajas de la utilización de sondas con otra forma se describen con resultados experimentales en la referencia [7]).

Una sonda eléctrica con potencial negativo genera un campo eléctrico de atracción para los iones, el cual penetra hasta la región cuasineutral del plasma creando así la precapa. Bajo este efecto y suponiendo para los iones una distribución por velocidades del tipo de Maxwell, se puede calcular [4] que la corriente iónica por unidad de longitud de la sonda i_p , se expresa como

$$i_p = 2\pi e r_p n_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \cdot \alpha'(\gamma), \quad (8)$$

donde e es la carga del electrón, r_p es el radio de la capa de carga espacial, n_0 es la densidad del plasma en la región cuasineutral, k es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura de los electrones, M es la masa de los iones y $\alpha'(\gamma)$ es una función, para la cual en general, se recomienda tomar el valor $\alpha'(\gamma) \approx 0.4$ [4].

A partir de esta fórmula se puede calcular la densidad del plasma en la región cuasineutral ($n_0 \approx n_e \approx n_i$), si se determina previamente T_e por la fórmula (5) y r_p como se indica a continuación.

Para determinar el radio de la capa de carga espacial r_p se resuelve el problema de un condensador cilíndrico coaxial con la adición de la carga espacial [8, 9] para el caso cuando los iones son emitidos por el cilindro exterior, lo que en estas condiciones significa que el potencial y el campo eléctrico son cero en este cilindro. La solución de este problema lleva a la bien conocida "ley de los tres medios" o ley de Child-Langmuir [2], que se expresa de la siguiente manera

$$i_p = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{V^{3/2}}{\alpha \beta^2 \left(\frac{r_p}{a}\right)}, \quad (9)$$

donde α es el radio de la sonda, $\beta^2(r_p/a)$ es una función que se encuentra tabulada en el Apéndice y V es el potencial de la sonda con respecto al potencial del plasma.

De esta manera, para calcular la densidad del plasma, primero es necesario determinar la temperatura de los electrones por el método de la eliminación del efecto de la corriente iónica, o sea por la fórmula (5). Después se tiene que calcular r_p a partir de la fórmula (9). Para ésto primeramente se debe tener la lectura de la corriente iónica de saturación por unidad de longitud de la sonda i_p , o sea bajo un potencial de la sonda V_p bastante negativo (generalmente toman valores de 50 a 100V). Sin embargo, debido a que el potencial V que figura en la fórmula (9) es el potencial de la sonda con respecto al potencial del plasma, entonces es necesario determinar el potencial del plasma V_s . Si es difícil determinar V_s , entonces se puede usar la expresión para el potencial del plasma V_1 con respecto al potencial flotante V_f [4]

$$\frac{eV_1}{kT_e} = \ln \left[0.3 \sqrt{\frac{M}{m}} \cdot \frac{\alpha}{r_p} \cdot \frac{1}{\alpha'(\gamma)} \right]. \quad (10)$$

Tomando aproximadamente $r_p \approx a$ y $\alpha'(\gamma) \approx 0.4$, entonces se puede calcular V_1 , y de esta manera el potencial del plasma con respecto a cualquier punto de la curva característica. Si $V \gg V_1$, entonces la inexactitud en la determinación de V_1 se refleja muy poco en el cálculo de la concentración del plasma n_0 .

Para calcular V se presentan dos casos:

1) Cuando el potencial flotante es positivo (fig. 4). En este caso,

$$V = V_p + V_0 + V_1. \quad (11)$$

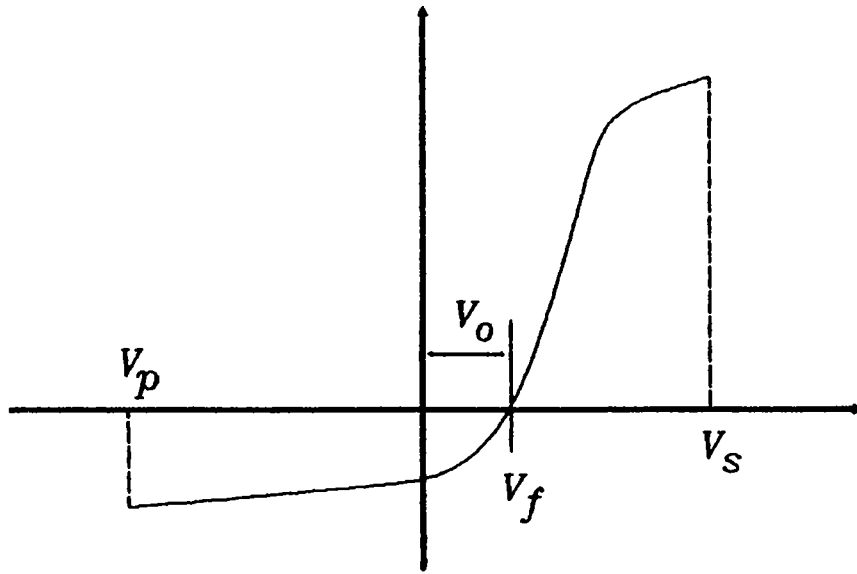


Fig. 4.

2) Cuando el potencial flotante es negativo (fig. 5). En este caso,

$$V = V_p - V_o + V_1. \quad (12)$$

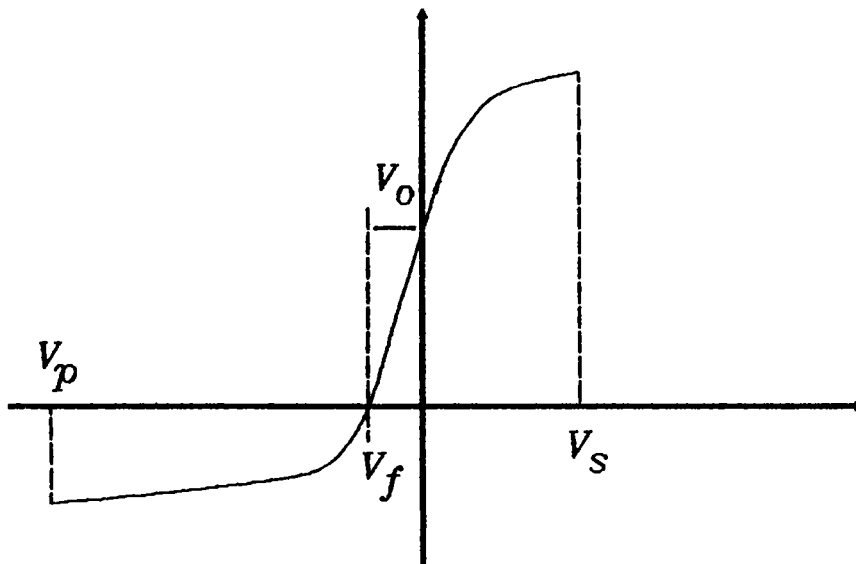


Fig. 5.

Habiendo calculado V , entonces de la fórmula (9) se puede encontrar el valor de la función $\beta^2(r_p/a)$ y por lo tanto, usando la tabla de esta función dada en el Apéndice, el valor del radio de la capa de carga espacial r_p .

El valor encontrado de r_p se substituye en la fórmula (8), junto con T_0 y $\alpha'(\gamma) \approx 0.4$, para calcular definitivamente n_0 usando una sonda eléctrica de forma cilíndrica.

5. EFECTOS DEL CAMPO MAGNETICO SOBRE LA CURVA CARACTERISTICA

A pesar de que se ha dedicado una gran cantidad de trabajos a la teoría de las mediciones con sondas eléctricas en presencia de un campo magnético (ver por ejemplo [2, 4]), hasta ahora no existe una teoría confiable de las mediciones con sondas eléctricas en descargas con un campo magnético.

Las principales dificultades relacionadas con la presencia de un campo magnético tienen dos aspectos. Por un lado, las partículas cargadas giran alrededor de las líneas de campo magnético, por eso las velocidades de las partículas a lo largo y en dirección transversal al campo magnético son diferentes. Esta anisotropía conduce a que el problema toma un carácter bidimensional. Por otro lado, la longitud de recorrido libre en dirección transversal al campo magnético toma un valor del orden de radio de Larmor, ya que sin colisiones las partículas pueden desplazarse solamente a esta distancia. Por eso, ya que el radio de Larmor de los electrones, incluso para campos magnéticos débiles, es bastante pequeño, entonces para este problema no existe una teoría que no tome en cuenta las colisiones.

El efecto más notorio sobre la curva característica al aplicar un campo magnético es la reducción de la corriente electrónica de saturación con respecto a su valor sin campo magnético. Generalmente la relación I_s/I_t es del orden del

cociente de las velocidades térmicas de los electrones y los iones, o sea, $(kT_e/m)^{1/2}/(kT_i/M)^{1/2}$, y tiene un valor de aproximadamente 10^2 .

Si se aplica un campo magnético tal que $r_L > a, r_D$, donde $r_D = (kT_e/4\pi n_0 e^2)^{1/2}$ es el radio de Debye, entonces la corriente iónica prácticamente no cambia. Bajo estas mismas condiciones, si $r_L \approx a$, entonces la relación I_e/I_i se reduce 10-20 veces.

Por esta razón generalmente se considera que se puede aplicar el método de las sondas eléctricas en un campo magnético solamente para campos magnéticos no muy intensos, o sea cuando el radio de Larmor de los iones r_L es mayor que el radio de la sonda a [4]. En este caso el campo magnético no afecta a la rama iónica de la curva característica y se puede aplicar la teoría resumida en la sección 4 de este reporte.

El método usual para determinar la temperatura de los electrones T_e (sección 2 de este reporte) es aplicable solamente si el radio de Larmor de los electrones r_{Le} es mayor que el radio de la sonda a . Ya que a medida que el potencial de la sonda se hace más negativo, la corriente electrónica es formada por electrones cada vez más energéticos, entonces es recomendable determinar T_e por el sector de la curva característica localizado en las cercanías del potencial flotante (sector BC), aplicando la diferenciación para la eliminación de la corriente iónica (fórmula (5)).

6. CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES DEL METODO

Para la aplicación correcta del método de las sondas eléctricas, además de tener un modelo teórico es necesario hacer algunas consideraciones concernientes al circuito eléctrico asociado con la sonda.

Para esto, debemos tomar en cuenta que el plasma tiene una impedancia intrínseca R_0 , y que las lecturas de corriente que circula a través del circuito de la Figura 1, son tomadas como caídas de potencial en la resistencia R . En este caso, el punto de operación está dado por la intersección de la curva característica con la recta de carga con inclinación negativa R (ya que la corriente I es definida como corriente electrónica), como se muestra en la figura 6.

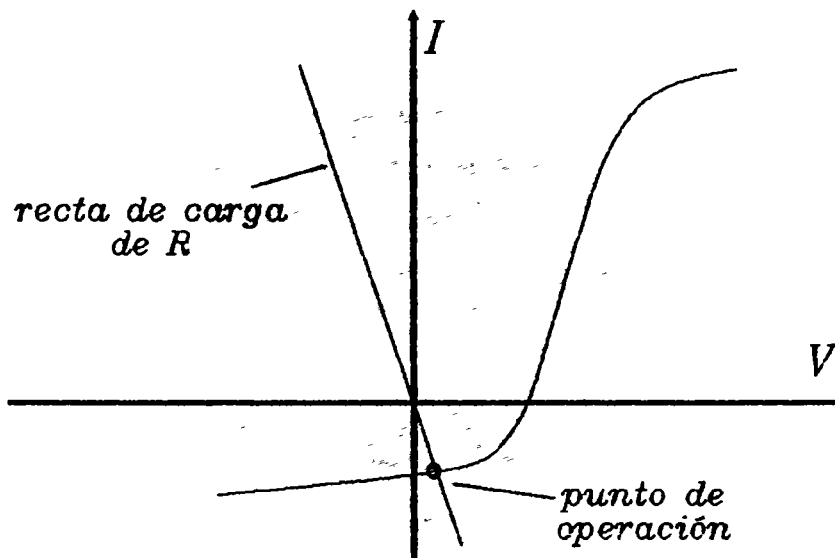


Fig. 6. Determinación del punto de operación en las mediciones con sondas eléctricas.

De esta manera, para mediciones de corriente R debe ser lo suficientemente pequeña para que el punto de operación de la lectura correcta de I independientemente del voltaje aplicado V . En esencia, éste es el mismo principio de funcionamiento de un amperímetro. En forma cuantitativa, este principio se puede expresar como $R \ll R_0$, para tener mediciones correctas de corriente a través de la sonda eléctrica.

La impedancia del plasma R_0 en las cercanías de V_f es definida como [6]

$$R_0 = \frac{T_e}{I_i}, \quad [eV, A] \quad (13)$$

donde T_e es la temperatura de los electrones e I_i es la corriente iónica de saturación dada por la fórmula (7). Este resultado está basado en que en el punto $V=V_f$, la corriente I varía hasta $\approx I_i$ para una variación de V del orden de kT_e/e .

Por ejemplo, calculemos R_0 para el plasma de la periferia del Tokamak Novillo, suponiendo que en esta región $n=10^{10} \text{cm}^{-3}$, $T_e=50 \text{eV}$ y que se utiliza una sonda de radio $a=0.225 \text{mm}$ y longitud $L=4 \text{mm}$, en una descarga de hidrógeno ($M=M_H=1.67 \times 10^{-24} \text{g}$). Entonces $A=0.036 \text{cm}^2$ y por las fórmulas (6) y (7) tenemos que

$$V_B = 0.5[(50)(1.6 \times 10^{-12}) / (1.67 \times 10^{-24})]^{1/2} = 7.7 \times 10^6 \text{cm/s}$$

$$I_i = (10^{10})(3.6 \times 10^{-2})(7.7 \times 10^6)(1.6 \times 10^{-19}) = 4.43 \times 10^{-4} \text{A}$$

y entonces

$$R_0 = \frac{50}{4.43 \times 10^{-4}} = 1.12 \times 10^5 \Omega = 112 \text{k}\Omega.$$

De esta manera, eligiendo $R \ll 112 \text{k}\Omega$, por ejemplo $1 \text{k}\Omega$ (dependiendo de la sensibilidad del osciloscopio para las caídas de potencial registradas), se tendrían lecturas correctas de corriente y por lo tanto se determinaría correctamente la densidad del plasma.

7. CONCLUSIONES

El método de diagnóstico del plasma por medio de sondas eléctricas presenta una opción real para el estudio del plasma de la descarga de limpieza y del plasma de la periferia en el régimen de la descarga principal del Tokamak Novillo. En estas condiciones la sonda eléctrica no es destruida por flujos intensos de partículas y se puede aplicar el modelo teórico y la metodología de cálculo descritas en este reporte.

APENDICE

Tabla de la función $\beta^2(r_p/a)$ para el cálculo de la densidad de un plasma por medio de la teoría detallada (sección 4.2 de este reporte) [8,9].

r_p/a	β^2	r_p/a	β^2	r_p/a	β^2
1.00	0.00000	2.9	2.7214	12.0	50.559
1.01	0.00010	3.0	2.9814	14.0	65.352
1.02	0.00040	3.2	3.5293	16.0	81.203
1.04	0.00159	3.4	4.1126	18.0	97.997
1.06	0.00356	3.6	4.7298	20.0	115.64
1.08	0.00630	3.8	5.3795	30.0	214.42
1.10	0.00980	4.0	6.0601	40.0	327.01
1.15	0.02186	4.2	6.7705	50.0	450.23
1.2	0.03849	4.4	7.5096	60.0	582.14
1.3	0.08504	4.6	8.2763	70.0	721.43
1.4	0.14856	4.8	9.0696	80.0	867.11
1.5	0.2282	5.0	9.8887	90.0	1018.5
1.6	0.3233	5.2	10.733	100.0	1174.9
1.7	0.4332	5.4	11.601	120.0	1501.4
1.8	0.5572	5.6	12.493	140.0	1843.5
1.9	0.6947	5.8	13.407	160.0	2199.4
2.0	0.8454	6.0	14.343	180.0	2567.3
2.1	1.0086	6.5	16.777	200.0	2946.1
2.2	1.1840	7.0	19.337	250.0	3934.4
2.3	1.3812	7.5	22.015	300.0	4973.0
2.4	1.5697	8.0	24.805	350.0	6054.1
2.5	1.7792	8.5	27.701	400.0	7172.1
2.6	1.9995	9.0	30.698	500.0	9502.2
2.7	2.2301	9.5	33.791	∞	∞
2.8	2.4708	10.0	36.976		

REFERENCIAS

1. Smith H.M., Langmuir I., *Physical Review* 28, 727 (1926).
2. Chen F.F. *Electric Probes. In Plasma Diagnostic Techniques.* Edited by Huddlestone R.H. and Leonard S.L. (1965).
3. Schott L., *Electrical Probes. In Plasma Diagnostics.* Edited by Lochte-Holtgreven W. (1968).
4. Kagan Yu. M., Perel' V.I. *Soviet Physics Uspekhi*, 6, 767 (1964).
5. Stangeby P.C., Mc Cracken G.M. *Nuclear Fusion*, 30, 1225 (1990).
6. Chen F.F., *Modern Uses of Langmuir Probes.* Research Report IPPJ-750 Nov. 1985. Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Japan.
7. Hopkins M.B., Graham W.G., *Rev. Sci. Instrum.*, 57, 2210 (1986).
8. Langmuir I., Blodget T., *Phys. Rev.* 22, 317 (1923); 24, 49 (1924).
9. Granovsky V.L., *La Corriente Eléctrica en un Gas (Corriente Estacionaria).* Ed. Nauka (1971) (en ruso).