

Estructura de la distribución de corriente durante la etapa coaxial de una descarga Plasma Focus obtenida mediante sondas magnéticas inductivas

Lazarte A. I.^{1*}, Di Lorenzo F. J.¹, Vieytes R. E.², Clausse A.³, y Moreno C. H.⁴

¹ Becario Doctoral CONICET-Dto. de Física FCEyN, UBA (INFIP-PLADEMA)

² Dto. de Física FCEyN,UBA-EST, IESE-ITBA-INFIP-PLADEMA

³ Dto. de Computación y Sistemas, FCE UNCPBA, CNEA-CONICET-PLADEMA

⁴ Dto. de Física FCEyN,UBA-INFIP-PLADEMA

e-mail: alazarte@focuslab.lfp.uba.ar

En la presente comunicación se detallan las principales características de la densidad de corriente circulante por la lámina de plasma, durante la etapa axial de una descarga Plasma Focus. Los estudios se llevaron a cabo en un equipo de 1.1 kJ que se operó entre 0.5 y 10 mbar usando hidrógeno y nitrógeno como gases de llenado. Se utilizan una bobina de Rogowski y una sonda magnética inductiva como diagnósticas. Se aplica un modelo que incluye la perturbación que introduce el cuerpo de la sonda en la distribución de corriente que se desea determinar, y la variación temporal de la corriente circulante. La distribución buscada se obtiene resolviendo una ecuación integral de Volterra de primera especie. Se demuestra finalmente que luego de descontar los efectos perturbadores, el ancho espacial de la distribución de corriente disminuye a medida que la lámina avanza hacia el extremo abierto de los electrodos.

The main features of the current density in a plasma sheath during the axial phase of a Plasma Focus discharge are detailed. The studies are carried out with a device of 1.1 kJ, operated using hydrogen and nitrogen as filling gases between 0.5 and 10 mbar. A Rogowski coil and an inductive magnetic probe are used as diagnostics. A model that includes the disturbance introduced by the body of the probes and the temporal variation of the current in the desired current distribution is applied. The current distribution is obtained solving a first kind Volterra Integral equation. It is found after discounting the disturbing effects, the spatial width of the current distribution decreases as the current sheath moves towards the opened end of the electrodes.

I. Introducción

El estudio experimental de la estructura de corriente en una lámina de plasma puede realizarse mediante una sonda magnética inductiva. Sin embargo, para lograr inferir la estructura espacial del campo magnético asociado a dicha corriente transportada, la sonda debe ser introducida dentro del plasma, pudiendo producir diversos fenómenos no deseables que distorsionan la estructura espacial del campo magnético. Es debido a esto que, en general, la interpretación de las señales eléctricas inducidas en una sonda no resulta ser sencilla.

Cuando una sonda magnética se encuentra en contacto con el plasma puede producir diferentes perturbaciones. Estas perturbaciones se las pueden agrupar en dos clases, de acuerdo con Lovberg⁽¹⁾: (1) una interacción entre el plasma y la pared del cuerpo aislante de la sonda, y (2) una modificación y distorsión de la estructura de corriente debido al cuerpo de la sonda. En el presente trabajo sólo se trata el segundo efecto mencionado. Adicionalmente es posible mostrar que, a su vez, la tensión inducida en una sonda también puede verse afectada por la variación de la corriente circulante⁽²⁾.

Para lograr inferir la distribución de corriente transportada por la lámina durante la etapa axial de un

Plasma Focus a partir de una señal de sonda, se debe descontar tanto la distorsión que ocasiona el cuerpo de una sonda como la variación temporal de la corriente total de descarga. Para ello, es necesario resolver numéricamente una ecuación integral de Volterra de primera especie, discretizando la integral. En la bibliografía puede hallarse un estudio similar al presente pero sin considerar la variación temporal de corriente⁽³⁾.

Finalmente, a partir de la distribución de corriente obtenida se describen algunas de las características que presenta la lámina de corriente durante la etapa axial del Plasma Focus.

II. Método Experimental

Las mediciones con la sonda magnética se realizan en un equipo Plasma Focus tipo Mather de 1.1 kJ (5.6 μ F y 20 kV) con una inductancia espúrea de 167 nH. El electrodo interno, que actúa como ánodo de la descarga, es de titanio macizo de 4.75 mm de radio, tiene una longitud de 100 mm y se encuentra separado de la base de la cámara de descargas, que actúa como cátodo, por un aislante de vidrio Pyrex (ver figura 1). Se emplean como gases de llenado hidrógeno y nitrógeno entre 0.5 y 10 mbar.

La cámara de descargas posee un diseño geométrico tal que permite introducir una sonda magnética para el estudio de la evolución del plasma.

*Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

La sonda empleada consiste en una pequeña bobina de 12 espiras de (1.00 ± 0.05) mm de radio, ubicada dentro de un tubo de vidrio Pyrex de (6.0 ± 0.2) mm de diámetro, denominado cuerpo de la sonda. Dicha sonda se coloca con su centro geométrico ubicado a una distancia de (15.5 ± 0.5) mm respecto del eje del electrodo interno y a una altura (z) medida desde la base del mismo, que puede regularse con una precisión de ~ 1 mm (ver figura 1). La bobina se orienta adecuadamente para sensar la componente azimutal del campo magnético.

La derivada temporal de la corriente total de descarga es sensada con una bobina de Rogowski.

La metodología experimental empleada consiste en registrar simultáneamente las señales inducidas en la bobina de Rogowski y en la sonda magnética, variando la posición axial z de ésta última (siendo $z = 0$ cm la base de la cámara de descargas), la presión y el gas de llenado.

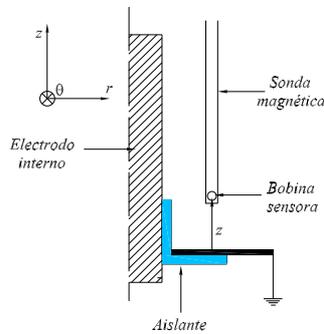


Figura 1. Esquema del interior de la cámara de descargas. Disposición de la sonda magnética empleada.

III. Formulación del problema y esquema numérico

La tensión inducida, v , entre los terminales de la espira sensora, cuyo radio se considera mucho menor que la distancia característica de variación del campo magnético a sensar, es aproximadamente

$$v(t) \approx -\mathcal{A} \frac{d}{dt} \mathbf{B} \cdot \hat{n}, \quad (1)$$

donde \hat{n} indica el versor en la dirección normal al área (\mathcal{A}), que concatena flujo magnético y que se denomina área efectiva.

Para tratar la perturbación que el cuerpo de la sonda ocasiona sobre la estructura de campo magnético y en consecuencia a la señal inducida en la sonda, se considera como se ilustra en la figura 2, una lámina de corriente plana de espesor D que avanza con una velocidad u , constante ⁽⁴⁾, en la dirección z y que embiste al cuerpo de una sonda de radio a que se encuentra fija en el sistema del laboratorio.

Se supone además que la densidad de corriente no perturbada, que tiene dirección x , posee una forma

$$j \equiv j_x = A(t)j(z - u(t - t_0)), \quad (2)$$

esto es, un perfil espacial de corriente que avanza congelado en la lámina ($j(z - u(t - t_0))$) durante el tiempo en que la lámina pasa por la posición de la espira

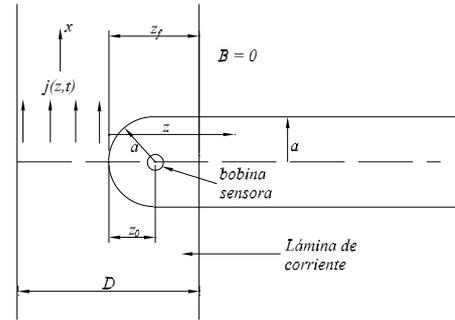


Figura 2. Esquema ilustrativo de la lámina de corriente y la sonda magnética.

sensora, y cuya amplitud evoluciona temporalmente de acuerdo a la función $A(t)$. Esta amplitud está relacionada con la corriente de descarga y por consiguiente, con la señal registrada por la bobina de Rogowski.

Para descontar de la señal de sonda el efecto perturbador mencionado se emplea el resultado obtenido por Malmberg ⁽⁵⁾, quien calculó el campo magnético en el centro de un agujero de una lámina plana y de espesor infinitesimal que posee una distribución de corriente uniforme. El resultado de Malmberg fue generalizado a una distribución de corriente de espesor finito ⁽⁶⁾ considerando que la lámina de corriente está compuesta por elementos infinitesimales de espesor dz y que el frente de la misma avanza una distancia $z_f = u(t - t_0)$ respecto de la punta de la sonda (ver figura 2). Se puede mostrar que el campo magnético en la posición de la espira sensora z_0 , es

$$B_y = \mu_0 A(t) \int_0^{z_f} j_x(z - z_f) M \left[\frac{z_0 - z}{r(z)} \right] dz \quad (3)$$

donde $M(\xi) = \frac{1}{\pi} \left[\cot^{-1}(\xi) - \frac{\xi}{(1+\xi^2)} \right]$ es la denominada función de Malmberg, y $r(z)$ es una función adecuada que describe el radio del agujero que el cuerpo de la sonda le realiza a la distribución de corriente en la posición z . Se trata aquí sólo el caso en el que la punta de la sonda es semiesférica, es decir

$$r(z) = \begin{cases} 0 & \text{si } z < 0 \\ (2az - z^2)^{\frac{1}{2}} & \text{si } 0 \leq z \leq a \\ a & \text{si } z > a \end{cases} \quad (4)$$

Es posible notar que B_y , que se obtiene de (3), resulta de la integral de la distribución de corriente j_x ponderada por la función de Malmberg, $M(\xi)$.

A partir de (1) y (3) se obtiene una expresión que relaciona la tensión sensada por una sonda y la distribución de corriente sin perturbar ⁽²⁾, que es

$$\begin{aligned} -\frac{\tilde{v}(t)}{A(t)} + \frac{\dot{A}(t)}{A^2(t)} \int_0^t \tilde{v}(\tau) d\tau = \\ = \int_0^{z_f} j(z - z_f) K(z, z_0) dz \end{aligned} \quad (5)$$

donde $\tilde{v} = \frac{v(t)}{A\mu_0 u}$ y $K(z, z_0) = \frac{dM}{dz}$.

La distribución de corriente transportada por la lámina resulta de resolver (5). Desde el punto de vista

matemático el problema consiste en resolver una ecuación integral de Volterra de primera especie. La resolución se realiza numéricamente discretizando la integral y asumiendo que j_x es constante en cada intervalo $[z_{k-1}, z_k]$ ^(3, 7). Por lo tanto, (5) se escribe como

$$\hat{v}_i = \sum_{k=1}^i j_k \int_{z_{k-1}}^{z_k} K(z_i - z, z_0) dz \quad (6)$$

donde \hat{v}_i es el término izquierdo de (5), con $i = 1, \dots, N$, siendo N el número total de datos de la señal de sonda. De este modo el problema se reduce a resolver un sistema lineal de ecuaciones para obtener j_k . La densidad de corriente obtenida de (6) se suaviza numéricamente con un filtro de Golay y Savitzky ⁽⁸⁾.

IV. Resultados

El modelo descrito en la sección anterior se aplicó sistemáticamente a cada señal de sonda registrada en las distintas posiciones axiales exploradas y condiciones experimentales.

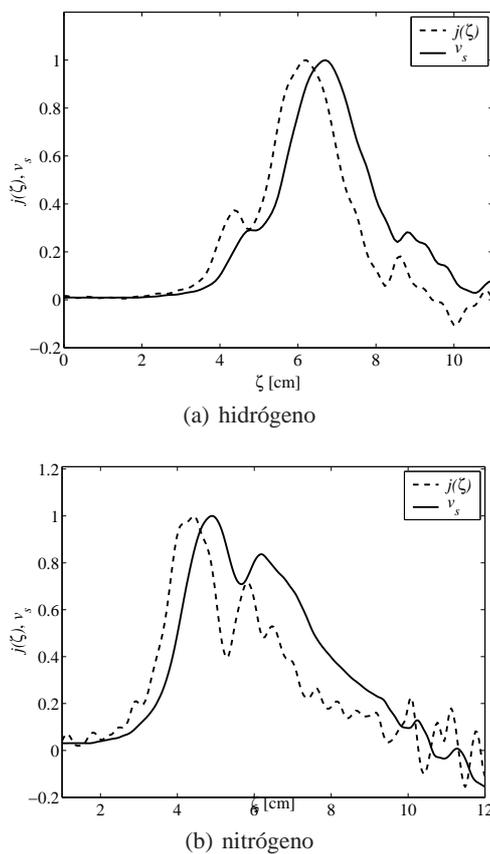


Figura 3. Comparación entre la señal de sonda y la densidad de corriente a 0.5 mbar: (a) en hidrógeno con la sonda a $z = 4$ cm y (b) en nitrógeno con la sonda a $z = 2$ cm.

En las figuras 3(a) y (b) se pueden apreciar las señales de sonda y la densidad de corriente inferida, adimensionalizadas al valor máximo que alcanzan, empleando como gases de llenado hidrógeno y nitrógeno con la sonda ubicada en $z = 4$ cm y en $z = 2$ cm, respectivamente.

La variable del eje horizontal, ζ , se corresponde con una coordenada en la dirección de avance del perfil, es decir *ut*. Se puede visualizar que las curvas que representan las densidades de corriente inferidas y las señales de sondas poseen formas muy similares entre sí. Adicionalmente se aprecia en la figura 3(a) que en el flanco de subida (izquierdo) de las curvas de densidad de corriente en hidrógeno aparece un máximo local. Mientras que cuando el gas de llenado es nitrógeno (véase figura 3(b)) el máximo local se ubica por detrás del máximo absoluto.

El espesor de la región por la que circula la corriente de descarga, que es una característica relevante de la lámina, puede determinarse a partir del perfil de densidad de corriente, $j(\zeta)$. Se definen dos cantidades: Δ_b y Δ_m , como los anchos espaciales medidos al 1% y 50% del valor máximo alcanzado por $j(\zeta)$ respectivamente. Las figuras 4(a) y (b) ilustran los espesores Δ_b y Δ_m en hidrógeno y nitrógeno como función de la posición axial de la sonda a 0.5 mbar. Cabe destacar que ambos espesores son decrecientes durante la carrera axial de la lámina, independientemente de la región en la que se mida dicho espesor y el gas de llenado. Este resultado, en el rango de parámetros estudiados, muestra ser también independiente de la presión de llenado. La

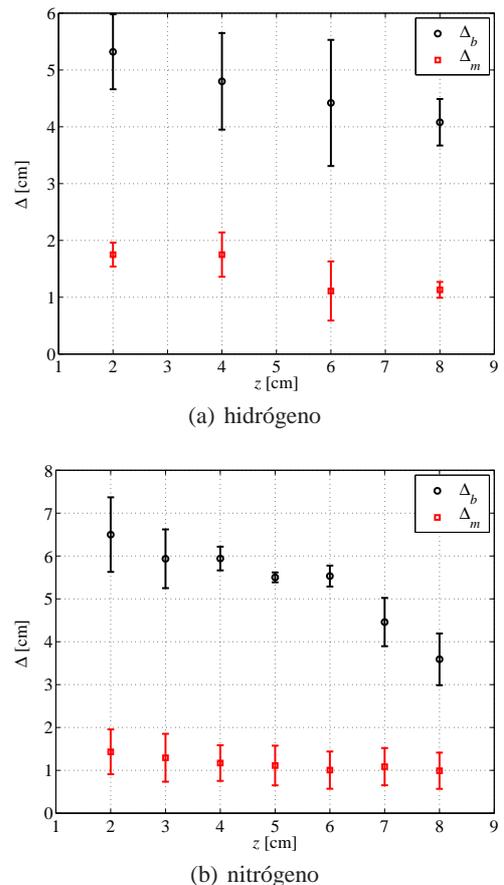


Figura 4. Anchos espaciales de la densidad de corriente en función de la posición axial de la sonda a una presión de 0.5 mbar.

figura 5 ilustra una comparación entre el espesor (Δ_b) determinado, a partir de la densidad de corriente (j) y

de la señal de sonda, en función de la posición axial. De este modo, se observa que aún luego de descontar los efectos perturbadores, el espesor de la distribución de corriente se reduce. Se puede ver además que dichos efectos resultan ser más significativos en los instantes iniciales de la descarga. A partir de una simple inspec-

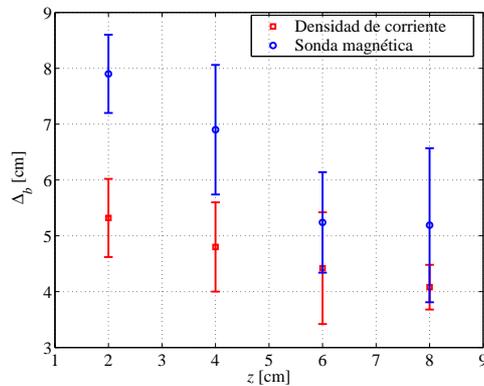


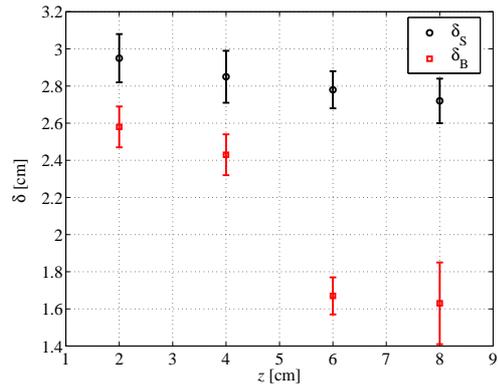
Figura 5. Anchos espaciales inferidos a partir de la densidad de corriente y de la sonda magnética en función de la posición z en hidrógeno a 0.5 mbar.

ción a las curvas de densidad de corriente es posible notar que estas no son simétricas respecto del máximo absoluto que presentan, independientemente de la presión o del gas de llenado. Para ilustrar esto, se determina la distancia entre el inicio (final) de la curva de j , medida al 1 %, y valor máximo absoluto que ésta alcanza. Esta distancia se denomina δ_S (δ_B). Cuando el gas de llenado es hidrógeno se observa que $\delta_S > \delta_B$, mientras que $\delta_S < \delta_B$ en nitrógeno. De este análisis, se infiere una diferencia en la forma de las láminas debida al tipo de gas de llenado.

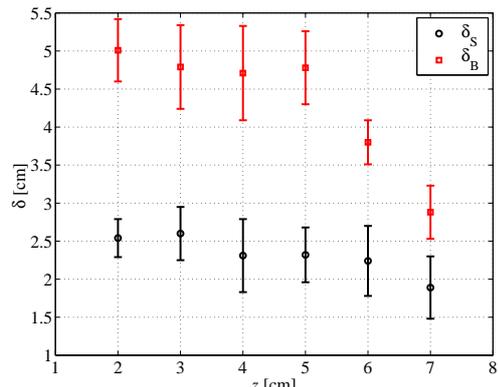
Se presenta en la figura 6(a) en hidrógeno y 6(b) en nitrógeno la evolución de las distancias δ_S y δ_B en función de la posición axial de la sonda a una presión de 1 mbar. En ambas figuras se puede apreciar que δ_B decrece más rápidamente que δ_S . Esto sugiere que, independientemente del gas, el máximo absoluto de j se va desplazando hacia la parte posterior de dicha región a medida que la lámina avanza axialmente.

V. Discusiones y comentarios finales

Considerando que los efectos perturbadores eran despreciables, se mostró a partir de señales de sonda⁽⁴⁾ que, la lámina de corriente se afina durante su carrera axial. En el presente trabajo, se demuestra que incluso luego de descontar los efectos perturbadores, la distribución de corriente en la lámina se afina durante dicha carrera. Asimismo se observa que los efectos del cuerpo de la sonda sobre el plasma son menores en todas las posiciones y en ambos gases, con respecto al efecto que puede ocasionar la variación temporal de corriente. Adicionalmente se muestra que los perfiles de corriente son distintos en ambos gases, y que los mismos poseen un máximo local ubicado en distintas posiciones



(a) hidrógeno



(b) nitrógeno

Figura 6. Distancias δ_S y δ_B en función de la posición axial de la sonda (a) en hidrógeno a 1 mbar y (b) en nitrógeno a 1 mbar

relativas respecto al máximo absoluto. Por otro lado, se determina que el máximo absoluto de densidad de corriente tanto en hidrógeno como en nitrógeno se desplaza hacia la interfaz plasma-vacío.

Referencias

- 1 - Lovberg R H, *Magnetic Probes in Plasma Diagnostic Techniques*, Ed. Huddleston R H and Leonard S L., New York, Academic, (1965).
- 2 - Moreno C, Tesis Doctoral, INFIP, Dto. de Física FCEyN UBA, (1995).
- 3 - Bilbao L and Grondona D, *Meas. Sci. Technol.*, **5** (3) p. 288-295, (1994).
- 4 - Lazarte A, Di Lorenzo F, Martínez J, Clause A, Moreno C. *Anales de la Asociación Física Argentina*, Vol. 14, p. 110-114, (2002).
- 5 - Malmberg J, *Rev. Sci. Instr.*, **35**, p. 1622-1623, (1964).
- 6 - Bruzzone H, Moreno C, Kelly, H. *Meas. Sci. Technol.*, **2**, p. 1195-1200. (1991)
- 7 - Linz P, *Analytical and numerical methods for Volterra equations*, Ed. J Nohel, Philadelphia, SIAM, (1985).
- 8 - Press W and Teukolsky S A, *Comps. in Phys.*, **4** (3) p. 669-672, (1990).

Agradecimientos

Este trabajo se realizó en el marco de subsidios de la IAEA (TC Proy. AR1026-11099L), de la UBA, del PLADEMA y del CONICET.