

MODELO DE INDUCTANCIA VARIABLE PARA LA SIMULACION BIDIMENSIONAL DE PLASMA FOCUS

Federico M. Casanova^{a,b}, Alejandro Clause^{a,b}, Horacio Bruzzone^{a,c} y José González^a

^aCONICET

^bLaboratorio PLADEMA, CNEA y Universidad Nacional del Centro, Campus Universitario, Paraje Arroyo Seco S/N, (7000) Tandil, Argentina, pladema@exa.unicen.edu.ar, <http://www.pladema.net>

^cUniversidad Nacional de Mar del Plata

Keywords: Plasma Focus, discretización espacial bidimensional, inductancia variable.

Resumen. Se presenta un modelo discreto para el cálculo de la inductancia variable durante el movimiento de la lámina de corriente en dispositivos Plasma Focus, y comparaciones de la inductancia medida experimentalmente respecto a la inductancia calculada mediante el simulador desarrollado. Este ajuste es un importante paso en la validación del modelo propuesto en trabajos anteriores, ya que el correcto cálculo de la inductancia depende del cálculo de la cinemática de la lámina, del circuito eléctrico y de la dinámica y forma de la lámina de corriente durante su movimiento.

1 INTRODUCCIÓN

Los equipos plasma focus (Mather, 1964) son cañones coaxiales aceleradores de plasma, que mediante reacciones de fusión constituyen fuentes pulsadas de neutrones, partículas cargadas y rayos X de alta energía (Rose and Melville, 1961; Bernard et al. 1977), con duraciones de los pulsos de 10^{-8} - 10^{-7} ns. Estas características los hacen aptos para numerosas aplicaciones científicas e industriales, teniendo en cuenta además su fácil transporte, bajo costo comparativo a otras fuentes y relativa facilidad constructiva.

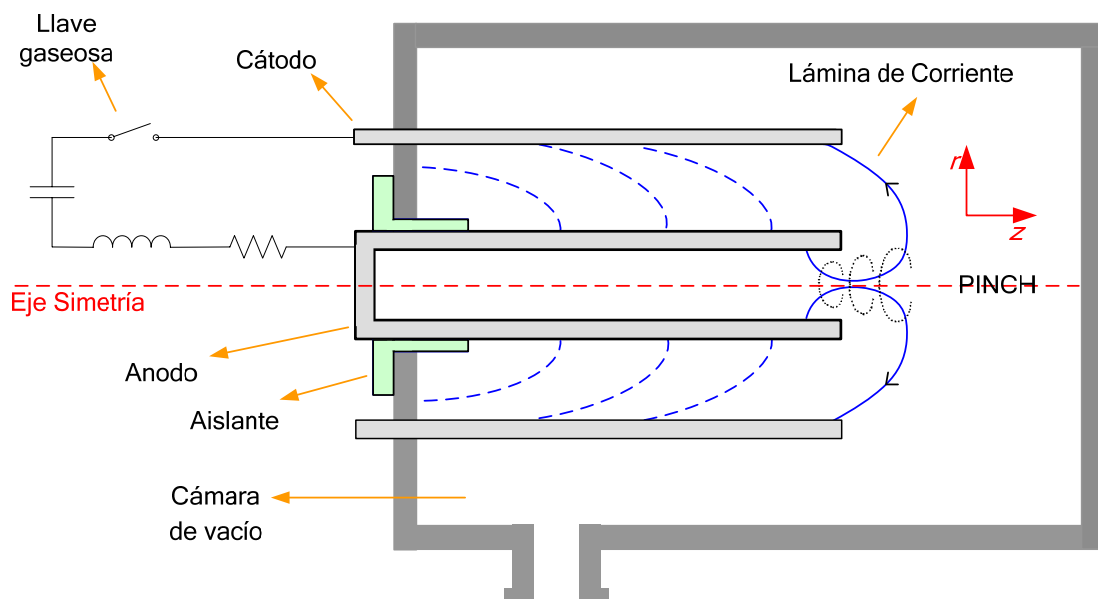


Figura 1: Esquema de un Plasma Focus tipo Mather.

Cuando se cierra el circuito al que está conectado el dispositivo por medio de una llave gaseosa (tipo spark-gap), el voltaje sobre los electrodos coaxiales comienza a subir hasta que se produce la ruptura dieléctrica del gas y comienza la descarga del banco de capacitores (Kelly, 1978). La descarga en el gas se localiza inicialmente en la base de los electrodos a lo largo del aislante que los separa, y se concentra en una capa delgada, comúnmente denominada lámina de corriente.

Luego de un transitorio inicial, el campo magnético azimutal generado por la corriente produce una fuerza $\vec{J} \times \vec{B}$ (fuerza de Lorentz) que acelera la lámina de plasma hacia el extremo abierto de los electrodos.

La lámina de corriente desborda cuando llega al extremo del ánodo y a partir de ese momento el campo magnético también acelera el plasma hacia el eje del sistema. Finalmente la lámina choca en el eje formando un cilindro de plasma denso y caliente (llamado foco o pinch). El tiempo de vida del foco es de algunas decenas o centenas de nanosegundos. Durante este período se produce la emisión de radiación electromagnética en un amplio rango de energías, y si el gas utilizado es Deuterio se producen reacciones de fusión lo que provoca la producción de neutrones de energía alrededor de 2,45 MeV.

Desde el punto de vista eléctrico, la descarga de un PF es equivalente a la de un circuito RLC serie, con la particularidad que la inductancia total se compone de la suma de un término constante (inductancia externa) debido a la inductancia del banco, de las líneas de transmisión

y del conexionado, más un término variable correspondiente a la inductancia del sistema lámina-electrodos.

El valor del término variable de la inductancia depende en un instante dado de la forma y posición de la lámina de corriente. Debido al movimiento ya descrito de ésta desde la posición del aislante hacia el lugar del pinch, puede afirmarse que ajustar correctamente los valores de inductancia variable es un correcto ajuste de la cinemática y forma de la lámina de corriente, y de los valores de corriente y caídas de potencial en el circuito eléctrico.

2 MODELO BIDIMENSIONAL DE PLASMA FOCUS

El modelo numérico (Casanova et al. 2007) se basa en la discretización bidimensional de la lámina de corriente mediante elementos cónicos coaxiales. En cada instante los elementos mantienen sus variables de estado mecánicas y termodinámicas: masa, posición, velocidad, aceleración, densidad y energía interna.

Cada elemento se mueve en dirección normal a su superficie, acelerado por la fuerza de Lorentz de acuerdo a:

$$\frac{dp_i}{dt} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{l_i}{r_i} I^2 \quad (1)$$

donde p_i , l_i y r_i son el momento, longitud y radio medio del elemento cónico i , t es el tiempo, I es la corriente instantánea y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío.

Durante el desplazamiento los elementos acumulan la masa del gas que “barren” de acuerdo a:

$$\frac{dm_i}{dt} = \rho_0 A_i v_i \quad (2)$$

donde m_i , A_i y v_i son la masa, superficie y velocidad del elemento cónico i respectivamente, y ρ_0 es la densidad del gas estancado. Como se mostró en trabajos anteriores la masa inicial de la lámina, si bien es un parámetro a ajustar, toma valores inferiores a 10^{-10} kg.

La magnitud x_i del movimiento normal a la superficie del elemento cónico i está dada por:

$$\frac{dx_i}{dt} = v_i \quad (3)$$

Desde el punto de vista eléctrico, el cañón de electrodos se representa como una inductancia variable acoplada en serie con un circuito RLC. Las ecuaciones correspondientes son:

$$\frac{d}{dt} [(L_{ext} + L_g)I] + R_{ext}I + \frac{Q}{C} = V_{sg}(t) \quad (4)$$

$$\frac{dQ}{dt} = I \quad (5)$$

donde L_{ext} y R_{ext} son la inductancia y resistencia asociada al circuito externo respectivamente, L_g es la inductancia variable asociada al movimiento de la lámina de corriente en el cañón, Q y C son la carga y capacidad del banco de capacitores, y V_{sg} es la caída de tensión en la llave gaseosa que cierra el circuito (spark gap y también el gas entre

electrodos). La caída de potencial en el spark-gap V_{sg} se describe mediante la función (Bruzzone et al.1989; Casanova et al. 2005):

$$V_{sg}(t) = \frac{V_0 [1 + e^{-\alpha t_0}]}{1 + e^{\alpha(t-t_0)}} \quad (6)$$

donde α y t_0 son parámetros característicos que pueden depender de la presión de llenado y la geometría del cañón, ya que reflejan la interacción entre el rompimiento dieléctrico del spark gap y el rompimiento dieléctrico sobre el aislante. El parámetro t_0 es el instante de cierre de la llave.

La discretización de la lámina en segmentos no es estática, sino que cambia de forma y longitud, simulando el comportamiento de la lámina de corriente real. Este comportamiento dinámico conlleva problemas de tipo geométricos que podemos tipificar como:

- Pérdida de cohesión de la lámina debido a que en cada paso de tiempo de simulación, los segmentos avanzan independientemente “despegándose” de sus vecinos.
- “Quiebres” de la lámina debidos a la aparición de zonas cóncavas en su representación.
- Inestabilidades geométricas debido a la ocurrencia, durante la evolución del movimiento, de segmentos de lámina de gran tamaño al lado de otros de tamaño mucho menor.

Estos problemas fueron resueltos mediante el desarrollo de algoritmos y técnicas geométricas desarrolladas en el trabajo de referencia (Casanova et al. 2007).

3 CALCULO DE LA INDUCTANCIA VARIABLE

La inductancia del cañón corresponde a la de una geometría coaxial con radio variable. Su cálculo numérico resulta de cuantificar la contribución de elementos del espacio interelectródico posterior a la posición de la lámina de corriente en un dado instante de tiempo, como puede observarse en la Fig. 2. En base a las pruebas numéricas realizadas lo ideal es tomar dos segmentos por *mm* para la discretización de lámina y electrodos (la cantidad de elementos de inductancia en los que se divide este espacio es de aproximadamente 250 por centímetro de longitud del eje del cañón); para densidades mayores se obtiene una convergencia numérica asintótica.

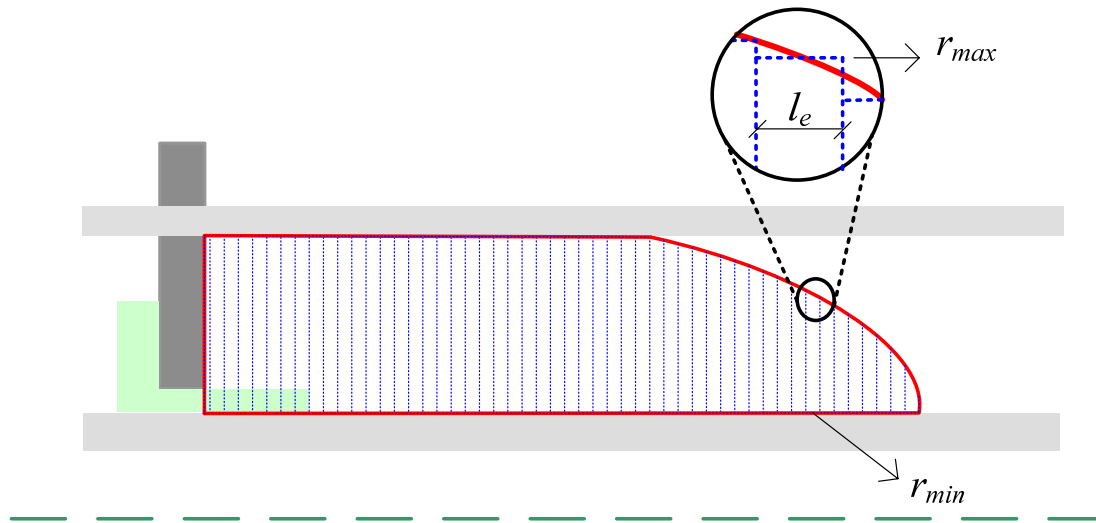


Figura 2: Elementos para el cálculo de la inductancia del cañón de plasma. Se observa en detalle línea azul punteada que es la aproximación de un elemento a la forma de la lámina en ese lugar, tomando el radio medio.

Si bien para el cañón de la Fig. 2 resulta innecesario dividir en elementos el espacio interelectródico posterior al punto en que la lámina de corriente hace contacto con el electrodo externo (ya que se trata de una cámara con electrodos cilíndricos concéntricos), el simulador desarrollado permite considerar dispositivos con geometrías no convencionales, tal como la que se observa en la Fig. 3, donde sí es necesaria la discretización espacial en elementos de inductancia del espacio interelectródico completo.

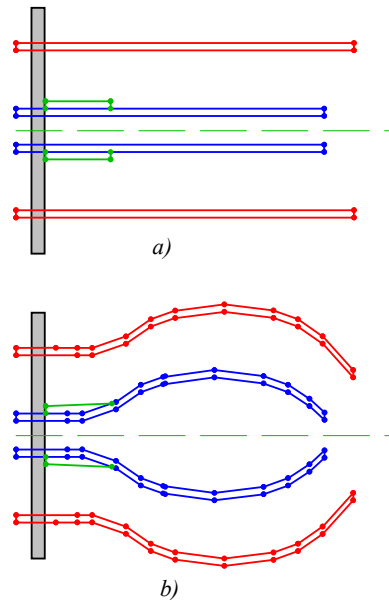


Figura 3: -a) Geometría de un dispositivo convencional tipo Mather. b) Geometría de un dispositivo no convencional representada mediante discretización.

La contribución individual a la inductancia de cada elemento es:

$$L_i = \frac{\mu_o}{2\pi} l_e \ln\left(\frac{r_{max}}{r_{min}}\right) \tag{7}$$

Donde r_{max} y r_{min} son los radios medios externo e interno respectivamente de un elemento de inductancia. Como se mencionó, este radio medio puede ser el correspondiente a un electrodo o a la lámina de corriente, comprendidos en el elemento de inductancia.

La inductancia total del cañón es la suma de todas las contribuciones elementales, siendo N la cantidad de elementos de inductancia.

$$L_c = \sum_{i=1}^N L_i \quad (8)$$

El cálculo L_c tiene lugar en cada paso de tiempo, por lo que la implementación eficiente del método descrito resultó importante para el desempeño final del simulador.

4 VALIDACION EXPERIMENTAL

Generalmente la medición directa de propiedades del plasma requiere instrumental muy costoso y equipamiento sofisticado. Sin embargo es posible el diagnóstico de la evolución del plasma durante la descarga basado en el procesamiento de las señales eléctricas (Bruzzone, H., Acuña, H., Barbaglia M. and Clause, A., 2006). En el trabajo de referencia se presentó una técnica para determinar experimentalmente la evolución temporal de la inductancia en un plasma focus, que sólo requiere la medición del voltaje entre los electrodos y la derivada temporal de la corriente. Estas mediciones se usaron en el presente trabajo para comparar con el modelo numérico.

El equipo ajustado posee un banco de capacitores cuya capacidad es $12,6 \mu F$, la inductancia externa medida es de $40 nH$ (que incluye los $1,8 nH$ de la descarga inicial sobre el aislante), los radios interno y externo son $1,8 cm$ y $3,6 cm$ respectivamente, y sus longitudes de $10 cm$. El radio y longitud del aislante de vidrio Pyrex son de $2,3 cm$ y $3,6 cm$ respectivamente. Estos datos han sido extraídos del trabajo de referencia.

Se cargaron las características geométricas del equipo en el Editor de Geometrías PF (Fig. 4), y se realizó posteriormente la simulación mediante CShock para 1 mbar (Fig. 5) y para 3 mbar (Fig. 6). En cada gráfico los datos experimentales muestran la inductancia para 10 disparos del Plasma Focus. Se utilizó en la simulación una densidad de 2 segmentos por mm y $\Delta t = 1^{-9} seg$. Los parámetros del spark gap para este equipo resultaron $\alpha = 3 \mu s^{-1}$ y $t_0 = 0.05 \mu s$.

Como puede observarse en los gráficos, se logra reproducir correctamente la dinámica promedio de la inductancia en el tiempo, manteniendo constantes los parámetros del modelo de spark-gap. La simulación numérica permite explicar el escalón que se produce hacia el final de la evolución, que se produce por el desborde de la lámina en el extremo del ánodo. La última parte de la evolución corresponde al colapso radial sobre el eje.

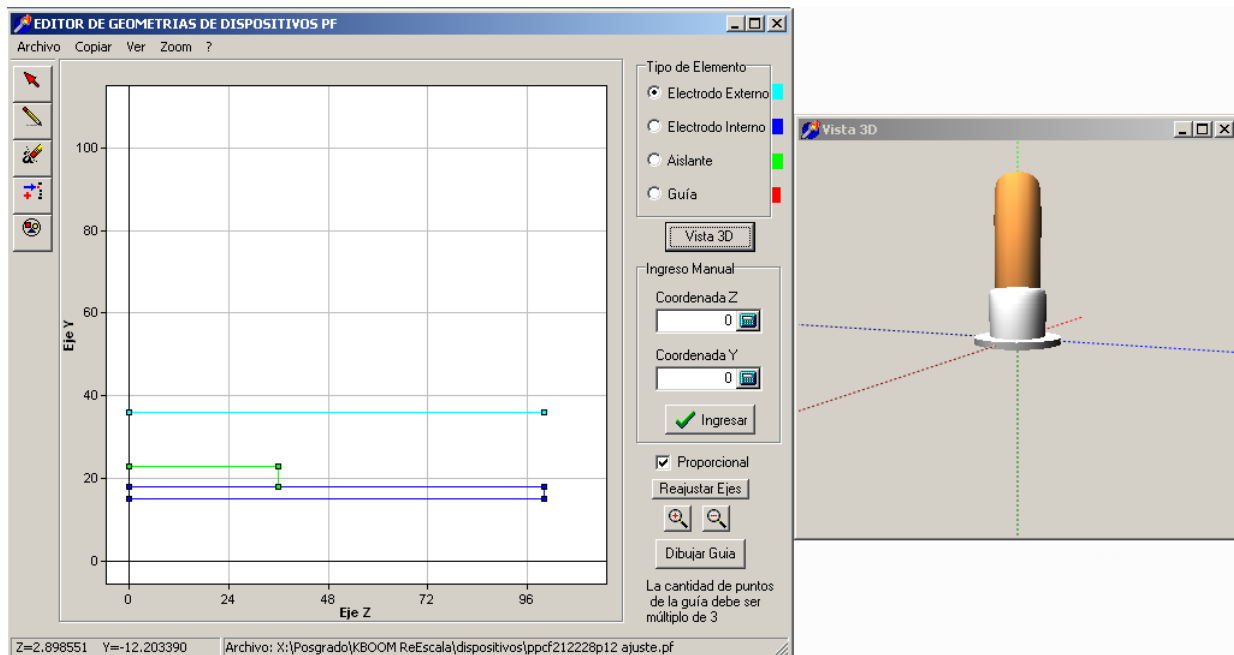


Figura 4: Diseño de la Geometría del dispositivo del trabajo de referencia en el Editor de Geometrías PF.

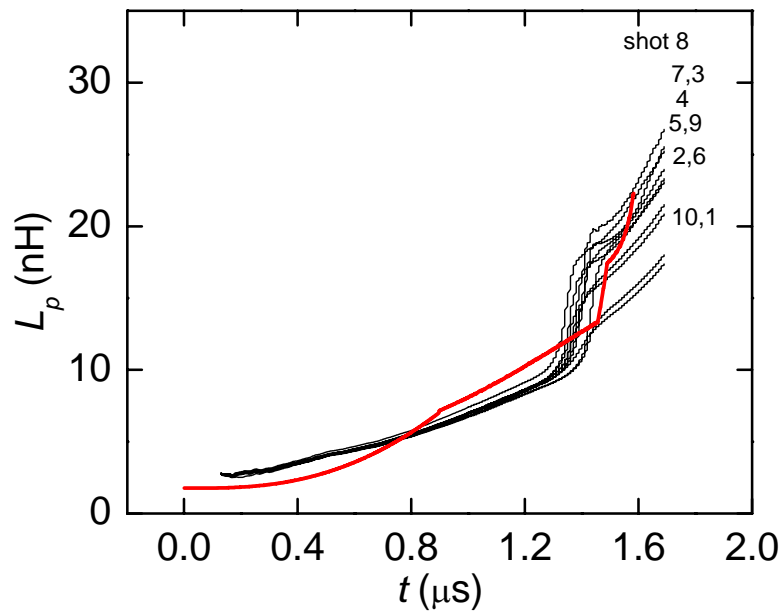


Figura 5: Comparación para 1 mbar de presión, en negro los datos obtenidos en el trabajo de referencia, en rojo la evolución temporal de la inductancia simulada.

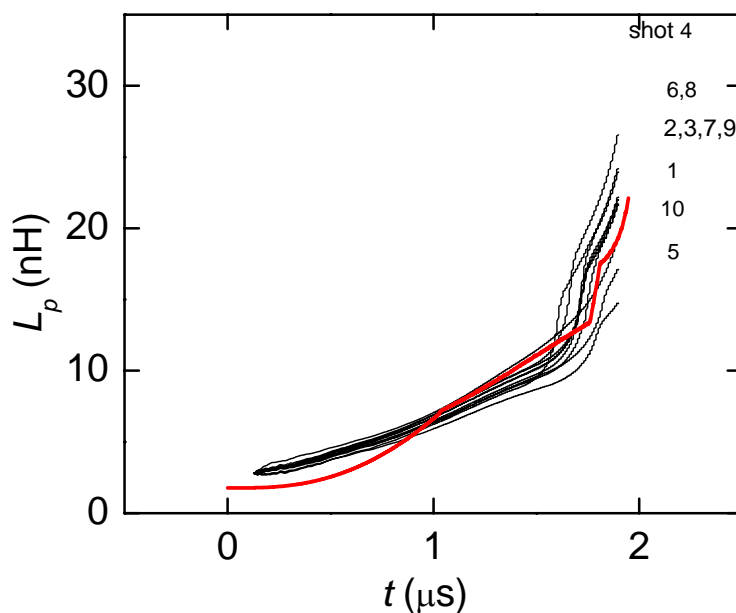


Figura 6: Comparación para 3 mbar de presión, en negro los datos obtenidos en el trabajo de referencia, en rojo la evolución temporal de la inductancia simulada.

5 CONCLUSIONES

Se presentó un modelo discreto para el cálculo de la inductancia variable durante el movimiento de la lámina de corriente en dispositivos Plasma Focus. Este modelo complementa al modelo bidimensional del movimiento y forma de lámina de corriente en cañones coaxiales basado en la discretización espacial de dicha lámina mediante segmentos cónicos. El cálculo numérico de la inductancia en el cañón resulta de cuantificar la contribución de elementos del espacio interelectródico posterior a la posición de la lámina de corriente en un dado instante de tiempo. Este efectivo planteo numérico tiene una notable validez al contrastarlo con mediciones experimentales que se han podido realizar gracias a nuevos desarrollos en las técnicas de medición de inductancia.

REFERENCIAS

- Bernard, A., Cloth, P., Conrads, H., Coudeville, A., Goullan, G., Jobs, A., Maisonnier, Ch. and Rager, J. P., The Dense Plasma Focus – A High Intensity Neutron Source, *Nuclear Instruments and Methods*, 145:191-218, 1977.
- Bruzzone, H., Kelly, H. and Moreno, C., On the effect of finite closure time of switches in electrical circuits with fast transient behaviour, *American J. Physics*, 57-63, 1989.
- Bruzzone, H., Acuña, H., Barbaglia M. and Clause, A., A simple plasma diagnostic based on processing the electrical signals from coaxial discharges”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48:609-620, 2006.

- Casanova, F., Moreno, C. and Clause, A., Finite-elements numerical model of the current-sheet movement and shaping in coaxial discharges, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47:1239-1250, 2005.
- Casanova, F., Véneré, M., Moreno, C. and Clause, A., Modelo Numérico Para El Diseño De Dispositivos Plasma Focus, *XVI ENIEF 2007, I MACI 2007, Córdoba – Argentina*, 2007.
- Kelly, H., Régimen de operación de los equipos Plasma Focus desde el punto de vista de la optimización de la producción de reacciones de fusión, *Tesis de Doctorado en Ciencias Físicas, Facultad de Cs. Exactas, Universidad de Buenos Aires*, 1978.
- Mather, J. W., Investigation of the high energy acceleration mode in the coaxial gun, *Phys. Fluids*, 7:28, 1964.
- Rose, D. J. and Melville Jr., C., *Plasmas and controlled fusion*, Wiley, London, 1961.