

Tesis Doctoral

Caracterización de la emisión neutrónica y del espectro de radiación x de alta energía generados en una descarga plasma focus

Knoblauch, Pablo Tomás

2011-11-29

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Knoblauch, Pablo Tomás. (2011-11-29). Caracterización de la emisión neutrónica y del espectro de radiación x de alta energía generados en una descarga plasma focus. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Knoblauch, Pablo Tomás. "Caracterización de la emisión neutrónica y del espectro de radiación x de alta energía generados en una descarga plasma focus". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011-11-29.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Caracterización de la emisión neutrónica y del espectro de radiación x de alta energía generados en una descarga plasma focus

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor
de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

Pablo Tomás Knoblauch

Director de Tesis: Dr. César Moreno

Lugar de Trabajo: Laboratorio Plasma Focus, Instituto de Física del Plasma, Depto. de Física, FCEN, UBA.

Septiembre 2011

Resumen

En la presente tesis se exponen los resultados del estudio de la radiación x de alta energía y de los neutrones que son emitidos por un dispositivo plasma focus de 4.7 kJ operado con mezclas de deuterio y argón.

La anisotropía de emisión neutrónica fue estudiada empleando 2 detectores por activación de plata. Dichos detectores se ubicaron sobre el eje de simetría de los electrodos y a 90° . Se exploraron presiones de carga entre 3 y 6 mbar y mezclas de deuterio con 2.5% y 5% de argón además de deuterio puro. La anisotropía medida varía entre 1.6 para 3 mbar con 0% de argón y 1.4 para 5 mbar con 5% de argón. Mediante simulaciones de Monte Carlo, con el código MCNP, se estudió la influencia que tienen los materiales que componen la cámara de descargas y los objetos que rodean al dispositivo en la anisotropía medida. Los resultados de las simulaciones mostraron que la base de la cámara, construida en Nylon, influye significativamente en la anisotropía de emisión detectada.

Las investigaciones correspondientes a la producción neutrónica, mostraron que una mezcla de deuterio con 2.5% de argón, respecto del caso con deuterio puro, aumenta la emisión de neutrones. El análisis de los resultados se completó con un modelo que tiene en cuenta el agregado de argón, lográndose un buen acuerdo con los datos experimentales.

Para determinar los componentes espectrales de la radiación x, se desarrolló un formalismo que considera el efecto dispersor de los fotones que atraviesan un conjunto de filtros metálicos acoplados a un sistema pantalla-película. La dispersión de los fotones se calculó con el código MCNP, estudiando el espectro generado por fotones monocromáticos de energías entre 20 keV y 600 keV, que inciden sobre una muestra metálica. La información experimental se obtiene del análisis densitométrico de las radiografías, que fueron expuestas a la radiación atenuada en muestras de plata, cobre, níquel y titanio con espesores entre 0.01 cm y 1.0 cm.

Los resultados del espectro reconstruido para distintas presiones y mezclas de gases muestran un pico predominante alrededor de 80 keV con componentes espectrales relevantes entre 55 keV y 150 keV. A partir de simulaciones con MCNP, los espectros experimentales fueron comparados con los espectros generados por fuentes monocromáticas de electrones que impactan en la base del ánodo.

Palabras clave: plasma focus, neutrones, anisotropía, radiación x de alta energía, espectros

Characterization of the neutron yield and of the high energy x ray spectrum emitted by a plasma focus discharge

Abstract

The hard x ray radiation and neutrons emitted by a 4.7 kJ plasma focus operated with deuterium-argon mixtures are studied.

The anisotropy of neutrons was measured with 2 detectors based in silver activation. The detectors were located on the electrode's axis symmetry and 90° . Pressures between 3 to 6 mbar and mixtures of deuterium with 0%, 2.5% and 5% argon were explored. Values of measured anisotropy are between 1.6 for 3 mbar with 0% of argon and 1.4 for 5 mbar with 5%. Monte Carlo simulations with the MCNP code were carried out to study the influence of the materials of the discharge chamber and the objects that surround the device on the anisotropy. The simulations show that the base of the chamber, build in Nylon, affect the measured anisotropy.

The experimental measurements of the neutronic production have shown that a mixture of deuterium with 2.5% argon increases the emission of neutrons, in comparison with pure deuterium. To complete the analysis, a model including the addition of argon was developed, showing a good agreement with experimental data.

To determine the spectral components of hard x rays, the attenuation and scattering of the photon beams produced by the discharges in a set of metallic filters was studied. The scattering and the attenuation of photons were calculated with MCNP code, considering the spectrum generated by sources of monochromatic photons of energies between 20 keV and 600 keV that impact a metallic sample. Experimental data was obtained from the densitometric analysis of radiographies that were impressed by attenuated radiation in silver, copper, nickel and titanium samples of thickness in the range of 0.01 cm to 1.0 cm.

Spectrums obtained from experimental data for different pressures and gas mixtures were obtained, showing a dominant peak around 80 keV with spectral components between 55 keV and 150 keV. Numerical simulations with MCNP were conducted to compare the experimental spectrum with spectrums generated by monochromatic sources of electrons that impact the anode base.

Key words: plasma focus, neutron, anisotropy, hard x rays, spectrum

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Los equipos Plasma Focus	1
1.1.1. Funcionamiento de los dispositivos Plasma Focus	3
1.2. Objetivos	7
1.3. Antecedentes	8
1.4. Contenido de la tesis	10
2. Dispositivo y metodología experimental	12
2.1. El dispositivo GN1	12
2.1.1. Cámara de descargas	13
2.1.2. Circuito eléctrico	15
2.1.3. Sistema de vacío y mezcla de gases	18
2.2. Sensores y detectores utilizados	21
2.2.1. Bobina de Rogowski	21
2.2.2. Fototubo	23
2.2.3. Películas radiográficas	24
2.2.4. Detectores de neutrones por activación de plata	28
2.3. Metodología de operación y medición	30
2.3.1. Limpieza de la cámara de descargas y sistema mezclador	30
2.3.2. Operación del equipo	31
2.3.3. Sistema de adquisición	31
2.3.4. Señales típicas de los sensores	32
3. Estudio de la emisión y producción neutrónica	35
3.1. Caracterización de los detectores de neutrones	36
3.1.1. Diseño de los detectores	36
3.1.2. Medición de la radiación de fondo	39
3.2. Anisotropía de emisión	40
3.2.1. Calibración relativa de los detectores	41
3.2.2. Resultado de la medición de anisotropía	43
3.3. Producción neutrónica	46
3.3.1. Modelo de producción neutrónica	47

4. Análisis espectral de la radiación x de alta energía: formulación del método	56
4.1. Metodología propuesta y su modelización	57
4.1.1. Idea general del método	57
4.1.2. Formalización	58
4.2. Implementación experimental del método	60
4.2.1. Preparación del detector de rayos x	60
4.2.2. Análisis de las radiografías	62
4.3. Cálculo de $\Psi(E', \mathbf{p})$	65
5. Resolución numérica del método propuesto	70
5.1. Soluciones para espectros conocidos	72
5.2. Estimadores de la convergencia de la incerteza de la solución	74
5.3. Variación de la solución con el parámetro de regularización	76
5.4. Espectros calculados variando el espectro de partida	78
6. Resultados	79
6.1. Espectro de rayos x de alta energía	79
6.2. Análisis de la solución	81
6.2.1. Variación de la solución con el parámetro de regularización	81
6.2.2. Soluciones variando el espectro de partida	82
6.2.3. Comportamiento de la solución cuando se varían los límites del rango de energía explorado	83
6.3. Espectros correspondientes a distintos parámetros de operación del GN1	84
6.4. Espectro de rayos x: cálculos con MCNP	85
7. Discusión general y conclusiones	89
Agradecimientos	94
Bibliografía	95

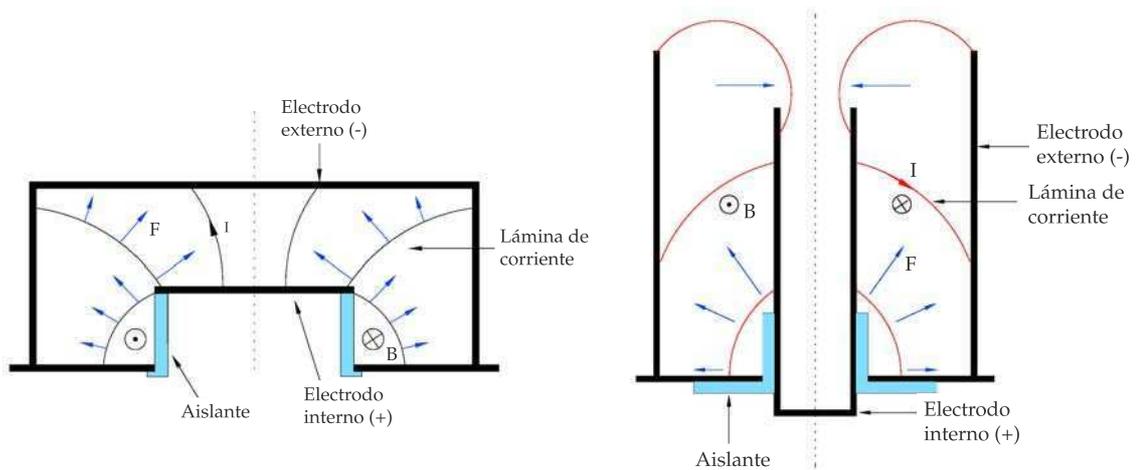
1

Introducción

1.1. Los equipos Plasma Focus

Los equipos Plasma Focus son dispositivos en los que mediante una descarga capacitiva, se genera un plasma que por acción de un campo magnético, evoluciona y se autocomprime alcanzando altas densidades y temperaturas que, por ejemplo, en ciertas circunstancias son de interés para el estudio de la fusión nuclear. Estos equipos se desarrollaron simultáneamente en la ex Unión Soviética (Filippov *et ál.*, 1962) y en Estados Unidos (Mather, 1964). El diseño ideado por Filippov fue concebido para mejorar los dispositivos Z-pinch, en cambio, en el caso del diseño realizado por Mather (que difiere del equipo Filippov, principalmente, en la geometría de los electrodos), se apuntó a producir aceleradores de plasma destinados eventualmente a la propulsión espacial.

Poco tiempo después, se produjo un cambio en el enfoque de estudio de estos dispositivos. Al observar el gran número de neutrones que se producen cuando se realiza la descarga en deuterio, estos equipos fueron intensamente estudiados con el objeto de lograr reactores de fusión nuclear destinados a la producción de energía.



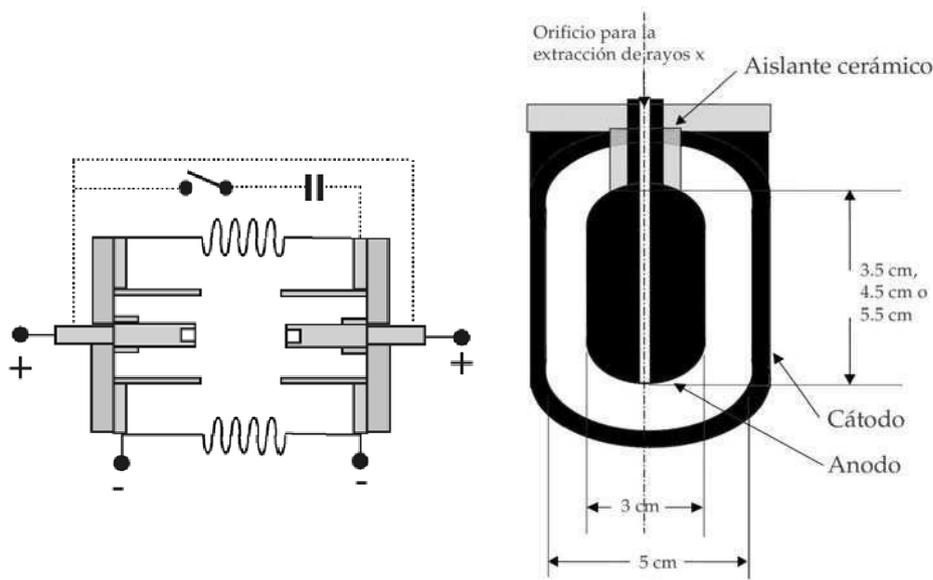
(a) Esquema de la configuración Filippov.

(b) Esquema de la configuración Mather.

Figura 1.1: Esquemas básicos de los diseños de Plasma Focus Filippov y Mather.

La figura 1.1 muestra los esquemas básicos de las configuraciones Filippov y Mather que ilustran la forma y disposición de los electrodos y el aislante y permite destacar sus diferencias fundamentales. La primera diferencia entre ambos diseños es que en los Plasma Focus tipo Filippov el electrodo interno es un disco, mientras que en los tipo Mather es un cilindro que puede ser macizo o hueco, como el esquematizado en la figura 1.1-(b). Como segunda diferencia puede señalarse que en los equipos Filippov el electrodo externo es cerrado, en cambio, en los tipo Mather es abierto. Debe destacarse además, que la posición del aislante respecto del electrodo interno difiere en ambas configuraciones.

A partir del diseño básico ilustrado en la figura 1.1-(b) se investigaron diversas variaciones interesantes. Pueden mencionarse, entre otras: emplear electrodos externos y/o internos barrados, en contraposición con la opción tubular; retirar el electrodo externo y en consecuencia utilizar en su reemplazo, el anillo plano metálico sobre el que se asienta; y emplear electrodos internos de diámetro decreciente, ya sea en forma escalonada (Serban and Lee, 1998) o lineal (Zakaullah *et ál.*, 1996). Se investigó también la posibilidad de utilizar la polaridad opuesta a la ilustrada en la figura 1.1-(b), esto es, emplear al electrodo interno como cátodo (Decker *et ál.*, 1982; Fomenkov *et ál.*, 2004). Las modificaciones estudiadas incluyeron el empleo de dos juegos de electrodos coaxiales enfrentados (Samuelli *et ál.*, 2006), la denominada configuración hipocicloidea (Lee *et ál.*, 1977), variaciones geométricas en la zona del aislante (Borowiecki and Czekaj, 1985) y diseños que combinan las geometrías de tipo Filippov y Mather (Lee *et ál.*, 1998). A manera de ejemplo, en la figura 1.2 se ilustran dos esquemas de diseños alternativos a la configuración tipo Mather.



(a) Diseño de electrodos enfrentados propuesto por Samuelli *et ál.* (2006).

(b) Diseño híbrido propuesto por Lee *et ál.* (1998).

Figura 1.2: Ejemplos de dos diseños alternativos a la configuración Plasma Focus tipo Mather.

En las siguientes secciones se discutirán conceptos básicos relacionados fundamentalmente con los Plasma Focus tipo Mather dado que es el tipo de equipo empleado en el presente estudio, realizado en el Laboratorio Plasma Focus del Instituto de Física del Plasma, CONICET - Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires.

1.1.1. Funcionamiento de los dispositivos Plasma Focus

El principio de funcionamiento y operación de los Plasma Focus se encuentra ampliamente detallado en la literatura, por lo que a continuación se realizará sólo una breve reseña de sus características principales que será suficiente para la descripción de los fenómenos abordados en la presente tesis. El lector interesado en más detalles puede consultar las obras de Mather (1971), Vikhrev and Braginskii (1986), Lee (1990) y Bernard *et ál.* (1998), entre otras.

La descripción del funcionamiento de los Plasma Focus puede resumirse de la siguiente manera: como consecuencia de la acción de una llave eléctrica adecuada, se inicia la descarga de la energía almacenada en un banco de capacitores sobre un juego de electrodos coaxiales. Ello provoca la ruptura dieléctrica del gas alojado en la región interelectródica,

lo que a su vez convierte a dicho gas en un medio conductor. Bajo condiciones de diseño y operación apropiadas, la ruptura dieléctrica se produce sobre, y en las cercanías de la superficie del aislante (Bruzzone and Vieytes, 1993; Bernard *et ál.*, 1998). La corriente circulante por el gas conductor, interactúa con el campo magnético de simetría azimutal generado por ella misma, formando lo que se denomina una lámina de corriente. La distribución de corriente avanza, impulsada por dicho campo magnético, desde la zona del aislante hasta el extremo libre de los electrodos (ver figura 1.1-(b)) .

Cuando la lámina de corriente llega al extremo libre del electrodo central, una parte de ella inicia un movimiento radial convergente, que da lugar a la formación de una columna cilíndrica hueca de plasma, que posteriormente implota radialmente sobre el eje de simetría de los electrodos, conformando así lo que se denomina foco de plasma o, abreviadamente, foco.

El proceso de descarga en un equipo Plasma Focus puede entonces dividirse en las siguientes tres etapas que se analizarán a continuación: a) Etapa de formación y despegue; b) Etapa coaxial o axial; y c) Etapa de convergencia radial y focalización. Es conveniente aclarar que debido a la riqueza y variedad de los fenómenos involucrados en una descarga Plasma Focus, esta clasificación puede variar según el grado de detalle con que se quiera describirlos.

a) Etapa de formación y despegue

La etapa de formación comienza cuando se aplica el pulso de alta tensión proveniente de los capacitores al juego de electrodos y concluye cuando la lámina, una vez constituida, comienza su carrera hacia el extremo libre del electrodo central.

Durante la fase de ruptura, en la que el gas pasa de ser un aislante a ser un buen conductor, se forma inicialmente una región de gas débilmente ionizado, de alta resistividad, por la que comienza a circular la corriente de descarga. Dicha corriente contribuye a incrementar el grado de ionización, mejorando la conductividad eléctrica del plasma así formado. Bajo la acción del campo magnético generado por la corriente que circula por el plasma, éste comienza a alejarse de las cercanías del aislante dando lugar a la fase de despegue.

El espesor de la lámina de corriente varía de acuerdo con el dispositivo, tipo de gas de trabajo, etapa de la evolución de la descarga y distancia radial al eje de simetría de los electrodos. En términos muy generales puede decirse que sus valores abarcan el rango de 2 a 3 cm en el caso de láminas consideradas anchas, a ~ 1 mm en caso de las finas. La

distribución de corriente durante la etapa de ruptura y formación fue estudiada experimentalmente, entre otros, por Feugeas and von Pamel (1989) y Moreno (1995).

La duración de la etapa de formación y despegue depende de la geometría de los electrodos, el tipo de gas utilizado y la velocidad con que se transfiere energía desde el circuito externo. Generalmente, estos tiempos se hallan comprendidos entre 100 – 1000 ns (Vieytes, 1994).

b) Etapa coaxial o axial

La etapa coaxial o axial se define como aquella en que la lámina de corriente avanza, luego del despegue, hacia el extremo libre del electrodo interno impulsada por el campo magnético.

Durante esta etapa, la lámina de corriente adquiere la forma aproximada de un paraboloide de revolución con respecto al eje de simetría de los electrodos, limitado por la superficie de los mismos. En su avance, ioniza al gas neutro que se encuentra por delante de ella y alcanza velocidades normalmente comprendidas entre 1 y 10 cm/ μ s. Estas velocidades son supersónicas, con números de Mach típicamente comprendidos entre 10 y 100 según el tipo de gas de trabajo, por lo que se produce un frente de choque fuertemente ionizante que avanza por delante de la lámina.

El tiempo de duración de la etapa axial depende del gas empleado, la presión de llenado de la cámara de descargas, la velocidad de transferencia de energía desde el circuito externo hacia los electrodos y de la extensión de los mismos. Los tiempos típicos de duración de esta etapa son del orden de 1 μ s.

La densidad de corriente de la lámina en esta etapa posee una estructura interna aproximadamente triangular (Grondona, 1994; Knoblauch *et ál.*, 2010). Una simplificación válida para un primer análisis de la situación, es considerar que por detrás de la lámina, la densidad de partículas es prácticamente nula (esto es: que la lámina barre todas las partículas que encuentra a su paso) y que el campo magnético es máximo. En cambio, por delante de ella, se asume un gas neutro en reposo con la densidad de llenado de la cámara y campo magnético nulo.

c) Etapa de convergencia y focalización

La última etapa del proceso, que corresponde a la convergencia radial y focalización, comienza cuando la lámina llega al extremo libre del electrodo central y termina con la

expansión y enfriamiento del plasma.

Durante la convergencia, la lámina de corriente adquiere una aceleración radial, siempre producida por el campo magnético, que provoca el movimiento de una parte de ella hacia el eje de simetría de los electrodos. Las velocidades radiales durante la convergencia, habitualmente superan en un factor 5 a las desarrolladas durante el movimiento axial y la aceleración radial toma valores del orden de 10^{12} m/s² (Kelly and Giudice, 1990).

Una vez que la lámina alcanza el eje de los electrodos, se forma allí un cilindro de plasma denso y caliente, el foco de plasma ya mencionado, cuyas dimensiones son de aproximadamente 1 cm de longitud y un radio mínimo del orden de 1 mm. Las densidades involucradas son de $\sim 10^{23} - 10^{25}$ m⁻³ y las temperaturas de $\sim 2 - 5$ keV. La duración del foco de plasma es de aproximadamente 100 ns. Una discusión interesante sobre la duración y dimensiones del foco, puede encontrarse en el artículo de Lee and Serban (1996).

La dinámica del plasma en el foco es sumamente compleja y está caracterizada por la gran riqueza y variedad de los fenómenos físicos, interrelacionados, que en él se manifiestan con mayor o menor facilidad, dependiendo del caso. A manera de ejemplo puede mencionarse el desarrollo de inestabilidades magnetohidrodinámicas, filamentaciones y la formación de los denominados *hot spots* o puntos calientes, que también son llamados puntos brillantes, cuyas propiedades esenciales, tales como la densidad y la temperatura son significativamente superiores a las de sus entornos. Las inestabilidades y filamentaciones han sido registradas mediante fotografía ultrarrápida en el rango visible por Bostick *et ál.* (1969), Pouzo (1979) y Feugeas (1983), entre otros. Por su parte, los *hot spots* han sido investigados experimentalmente por Favre *et ál.* (1998), Jakubowski and Sadowski (2002) y Silva and Favre (2002), entre otros.

Durante la focalización se emiten haces de iones, de electrones y de rayos x blandos ($E \sim 1$ keV), además de radiaciones en el rango visible y el ultravioleta. En particular, los haces de electrones, que son acelerados durante la focalización, impactan sobre la base del ánodo y por *bremsstrahlung*, se producen pulsos de rayos x de alta energía ($E \sim 100$ keV). Estudios experimentales muy completos sobre las propiedades de dichos haces de electrones pueden encontrarse, por ejemplo en: Feugeas (1983), Bernard *et ál.* (1998), Patran *et ál.* (2005) y Zhang *et ál.* (2006). Además, si la descarga se efectúa en deuterio o en una mezcla de deuterio-tritio, se producen neutrones de fusión nuclear. En el caso de que la reacción involucre sólo deuterio, los neutrones emitidos son de 2.45 MeV; en cambio, para la mezcla de deuterio-tritio, se producen, además, neutrones de 14.1 MeV.

Para finalizar esta breve reseña, es conveniente mencionar que si bien los estudios iniciados en la década de 1960 se orientaron casi exclusivamente hacia la fusión nuclear, en los años recientes se iniciaron investigaciones de creciente interés orientadas hacia el área de aplicaciones tecnológicas. Entre ellas pueden mencionarse: implantación iónica (Feugeas *et ál.*, 1988), recubrimientos de superficies (Kelly *et ál.*, 1996), tratamientos térmicos, prospección neutrónica (Gribkov *et ál.*, 2006), litografías (Kato and Be, 1986; Bogolyubov *et ál.*, 1998; Lee *et ál.*, 1998; Petr *et ál.*, 2004) y radiografías de objetos metálicos y especímenes biológicos (Castillo *et ál.*, 2001; Castillo *et ál.*, 2002; Hussain *et ál.*, 2004; Hussain *et ál.*, 2005; Moreno *et ál.*, 2006; Di Lorenzo *et ál.*, 2007; Castillo *et ál.*, 2008; Bogolyubov *et ál.*, 2009; Verma *et ál.*, 2010). Hubieron, también recientemente, incursiones en la producción de radioisótopos de vida media corta que son de gran interés en medicina (Angeli *et ál.*, 2005; Angeli *et ál.*, 2005; Sumini *et ál.*, 2006) y producción de películas delgadas nanoestructuradas (Zhang *et ál.* 2007, Khan *et ál.*, 2009; Pan *et ál.*, 2010; Gharehabani *et ál.*, 2010).

1.2. Objetivos

En la presente tesis se propone estudiar las radiaciones de neutrones y de rayos x de alta energía que son emitidas por un Plasma Focus tipo Mather de 4.7 kJ cuando se lo opera con deuterio puro o mezclas de deuterio y argón.

Con respecto a la radiación neutrónica se propone estudiar experimentalmente su nivel de producción y anisotropía, y formular modelos teórico-numéricos o realizar simulaciones numéricas, según sea el caso, que permitan interpretar los resultados medidos y contribuyan a incrementar la comprensión de los fenómenos físicos que la producen.

En el caso de la producción neutrónica, se propone extender un modelo conocido (Moreno *et ál.*, 2000) válido cuando se opera el equipo con deuterio puro, al caso en que se trabaje con mezclas de deuterio y otro gas. Respecto de la anisotropía, se plantea realizar un estudio mediante simulaciones numéricas de tipo Monte Carlo que permita analizar el transporte de los neutrones a través de las distintas partes del dispositivo experimental y su entorno, con el propósito de determinar el grado de influencia que éstas tienen sobre el valor de la anisotropía medida. Resulta claro que determinar si la medición de la anisotropía está influenciada, o no, por el entorno y/o por partes del equipo mismo, es fundamental para investigar apropiadamente, por ejemplo, los mecanismos de producción de neutrones. Tanto el modelo de producción neutrónica como el estudio mediante simulaciones de Monte Carlo que se proponen realizar, no registran antecedentes en la bibliografía consultada.

Respecto de la radiación x de alta energía, se propone determinar experimentalmente la componente continua de su espectro empleando el método de absorción diferencial en láminas metálicas de diferentes materiales y espesores. Este método no es novedoso, pero sí lo es la modelización que se hará del experimento para tener en cuenta efectos tales como la dispersión Compton, que pueden tener lugar en las láminas metálicas y perturbar, en consecuencia, la medición.

1.3. Antecedentes

A partir del registro de los neutrones emitidos por los Plasma Focus cuando se los opera con deuterio o deuterio y tritio, se realizaron investigaciones para caracterizar la dependencia angular de la emisión y la producción neutrónica.

La anisotropía de la emisión neutrónica de los Plasma Focus ha sido medida empleando diferentes técnicas. Por un lado, Castillo *et ál.* (2002), emplean el método de activación de plata para registrar información sobre el eje de simetría de los electrodos y a 90° respecto del mismo. Para obtener evidencia experimental sobre la distribución angular de la emisión, Castillo *et ál.* (2003) y Castillo *et ál.* (2007), emplean detectores plásticos CR-39. Complementariamente, en un Plasma Focus de 1 MJ de energía, se utilizaron detectores termoluminiscentes para medir la anisotropía provocada por la cámara de descargas (Krása *et ál.*, 2008). Por su parte, Roshan *et ál.* (2009) caracterizaron la anisotropía activando muestras de grafito y midiendo luego el correspondiente decaimiento γ .

Es importante mencionar que la producción neutrónica se estudió en dispositivos de distintas energías y en diferentes condiciones de operación. Por un lado, Dellelis (1976) investigó la producción de neutrones en función de la presión de llenado en un equipo de 1.2 kJ y Grondona (1989) estudió las propiedades de la emisión neutrónica en un Plasma Focus de 2.8 kJ. Por otra parte, la emisión neutrónica correspondiente a la operación de un Plasma Focus en forma repetitiva, ha sido reportada por Rapezzi *et ál.* (2004), Di Lorenzo *et ál.* (2005) y Raspa *et ál.* (2008). Merece añadirse que en el trabajo de Mahmood *et ál.* (2006) se presenta un detector rápido de neutrones basado en la activación de berilio y que lo emplean en un equipo operado a una tasa de alrededor de 1 Hz.

Los mecanismos de producción neutrónica y su relación con los procesos magnetohidrodinámicos que se desarrollan en el foco de plasma fueron investigados por Mather (1971) y Kelly (1979), entre otros. Modelos numéricos para la producción neutrónica fueron presentados por Moreno *et ál.* (2000), Lee and Saw (2008) y por Lee (2009). Existen también

códigos numéricos que tratan la dinámica de formación y estructura del foco de plasma tales como el desarrollado por Potter (1971).

Investigaciones recientes muestran resultados de aplicaciones de los pulsos de neutrones. Ejemplos de ello, son la ecografía neutrónica (Tartaglione, 2004; Raspa, 2008) y una neutrografía obtenida utilizando un Plasma Focus operado con mezclas de deuterio y tritio (Bogolubov *et ál.*, 2009).

El empleo de los dispositivos Plasma Focus como fuente radiográfica se conoce al menos desde el año 1976 (Decker and Wienecke, 1976). Por su parte, la energía de la radiación x de alta energía ha sido estimada en el orden de 100 keV con un amplio acuerdo entre los diferentes métodos empleados para tal fin (Mather, 1971; Newman and Petrosian, 1975; Harries *et ál.*, 1978; Choi *et ál.*, 1990; Moreno *et ál.*, 2006) considerando tensiones de carga comprendidas entre 20 y 60 kV. Energías entre 10 y 40 keV se registraron en un equipo de configuración Mather operado a 11.5 kV (Heo and Park, 2003).

Para determinar el espectro de radiación x por sobre los 5 keV, se realizaron estudios empleando filtros de Ross (van Paassen *et ál.*, 1970; Johnson, 1974; Shafiq, 2003) y emulsiones nucleares Ilford (van Paassen *et ál.*, 1970; Lee *et ál.*, 1971). Los filtros de Ross permiten estudiar el intervalo de energías comprendido entre 5 y 67.4 keV, donde el límite superior corresponde al flanco K de absorción del tantalio empleado como filtro. El uso de filtros de Ross no es trivial de extender a energías mayores que las mencionadas, principalmente por la dificultad de disponer de materiales aptos para fabricar filtros adecuados fuera del rango citado. Por otro lado, el empleo de emulsiones nucleares para determinar el espectro de rayos x conduce a un proceso indirecto y los resultados que se obtienen resultan útiles solamente para caracterizar el comportamiento general de la rama de alta energía ($E \sim 150$ keV), pero inadecuada para describir la región de energía inferior (Lee *et ál.*, 1971).

En la investigación reportada por Tartari *et ál.* (2004), se emplea un espectrómetro de absorción diferencial basado en dosímetros termoluminiscentes. Cada uno de tales dosímetros se utiliza como detector y absorbente a la vez, por lo que se requiere, para mejorar la relación señal-ruido, superponer 40 disparos del Plasma Focus. El espectro reportado exhibe un pico alrededor de 10 keV con un ancho a mitad de altura de 5 keV, seguido por una cola de menor intensidad que se extiende desde 15 a 45 keV.

Dentro del conjunto de los estudios realizados sobre la operación de los dispositivos Plasma Focus empleando mezclas de gases, puede hallarse el trabajo de Kato and Be (1986), en el que se utilizan mezclas de hidrógeno y gases nobles para generar rayos x blandos y

aplicarlos a litografías. Por otra parte, Fravre *et ál.* (1992) caracterizan experimentalmente la emisión de rayos x blandos y Fravre *et ál.* (1997) estudian la lámina de corriente. Posteriormente Aliaga-Rossel and Choi (1998), caracterizan experimentalmente la anisotropía de la emisión neutrónica cuando se opera el equipo con mezclas de deuterio y gases nobles. La emisión de rayos x duros empleando distintas mezclas de hidrógeno y argón fue estudiada por Cobelli *et ál.* (2003) en un Plasma Focus de similares características al utilizado en la presente tesis.

1.4. Contenido de la tesis

El capítulo que se incluye a continuación, presenta el equipo Plasma Focus que se utilizó durante el trabajo doctoral. A lo largo de sus secciones se detallan las características constructivas de la cámara de descargas, del banco de capacitores y de los componentes auxiliares necesarios para la operación. El capítulo contiene, además, la descripción detallada de los detectores empleados para monitorear la descarga y la radiación emitida. En último lugar, se especifican las tareas y la metodología experimental para la operación del equipo, y se exhiben señales típicas de la descarga.

En el capítulo 3 se exponen los resultados que se obtuvieron al medir la anisotropía de emisión y la producción neutrónica con detectores que se ubicaron sobre el eje de simetría de los electrodos y a 90° . Dicho estudio se realizó variando las proporciones de mezclas de deuterio y argón y las presiones de carga de la cámara. La investigación se complementa con un modelo para la producción neutrónica que tiene en cuenta el agregado de pequeñas proporciones de argón al deuterio y con simulaciones numéricas empleando el código MCNP (Monte Carlo N-Particle) (Briesmeister, 1986) para analizar la anisotropía de emisión. Dicho código es desarrollado y mantenido por "Los Alamos National Laboratory" y se basa en el método de Monte Carlo para la simulación de distintos procesos que involucren la interacción de neutrones, electrones y/o fotones con la materia.

El siguiente capítulo presenta la formulación del método para analizar las componentes espectrales de la radiación x de alta energía. El método desarrollado tiene en cuenta el efecto dispersor de los materiales que se utilizan para la caracterización de la radiación. En las posteriores secciones se detallan el conjunto de filtros metálicos utilizados y las modificaciones del detector de rayos x necesarias para relacionar la información experimental con el modelo. El efecto dispersivo de las muestras metálicas empleadas se calculó mediante simulaciones con MCNP.

En el capítulo 5, se presenta la metodología implementada para resolver la ecuación que relaciona la evidencia experimental con el espectro que se desea determinar. Para inferir los espectros se emplea el método de regularización que introduce un término adicional para la resolución de este tipo de problemas. En las secciones incluidas en dicho capítulo se exponen los resultados de la resolución numérica del método utilizando espectros de prueba conocidos. El estudio consistió en el análisis de las soluciones para diferentes parámetros de regularización y funciones de partida. Se definieron, además, estimadores de las incertezas asociadas a las soluciones obtenidas.

En las secciones que componen el capítulo 6, se exhiben los espectros de rayos x obtenidos empleando la información experimental recabada cuando se opera el Plasma Focus a distintas presiones y mezclas de deuterio y argón. Al igual que en el capítulo anterior, se realiza el mismo análisis modificando los parámetros de regularización y los puntos de partida. Asimismo, se utilizan los estimadores presentados para verificar la convergencia de la incerteza asociada al cálculo. En la última sección se comparan los espectros hallados experimentales con aquellos que se obtienen a partir de simulaciones numéricas empleando el código MCNP.

En último lugar, se incluye el capítulo 7 que expone la discusión general y las conclusiones a las que se llegaron en la presente tesis doctoral.

2

Dispositivo y metodología experimental

2.1. El dispositivo GN1

Para llevar a cabo el trabajo experimental que da contenido a la presente tesis, se utilizó un dispositivo Plasma Focus cuya configuración electródica es del tipo Mather. Este equipo, denominado GN1, almacena una energía de 4.7 kJ cuando se carga el banco de capacitores a 30 kV, y genera radiación x de alta energía que permite obtener radiografías de objetos metálicos. Asimismo, cuando se lo opera con deuterio, emite neutrones de fusión que pueden emplearse, por ejemplo, en la detección de sustancias con alto contenido de hidrógeno.

El dispositivo Plasma Focus está conformado por tres componentes principales: la cámara de descargas, que aloja los electrodos; el circuito eléctrico que contiene el banco de capacitores, las llaves de descarga y los cables de conexión; y el sistema de vacío y cámara mezcladora. A continuación, se describirán el conjunto de piezas que componen el equipo.

2.1.1. Cámara de descargas

La cámara de descargas se compone de un cuerpo cilíndrico de acero inoxidable de 96 mm de diámetro interno, 2 mm de espesor y 157 mm de longitud. En uno de los extremos del cilindro se ubica, como ventana de salida de los rayos x, un disco de 0.75 mm de espesor y en el lateral se realiza un orificio con boca de norma NW-25 para conectar la cámara al sistema de vacío. En el otro extremo del cilindro se coloca la base de la cámara que ejerce de soporte a los electrodos y el aislante. En la figura 2.1 puede apreciarse el esquema de la cámara de descargas.

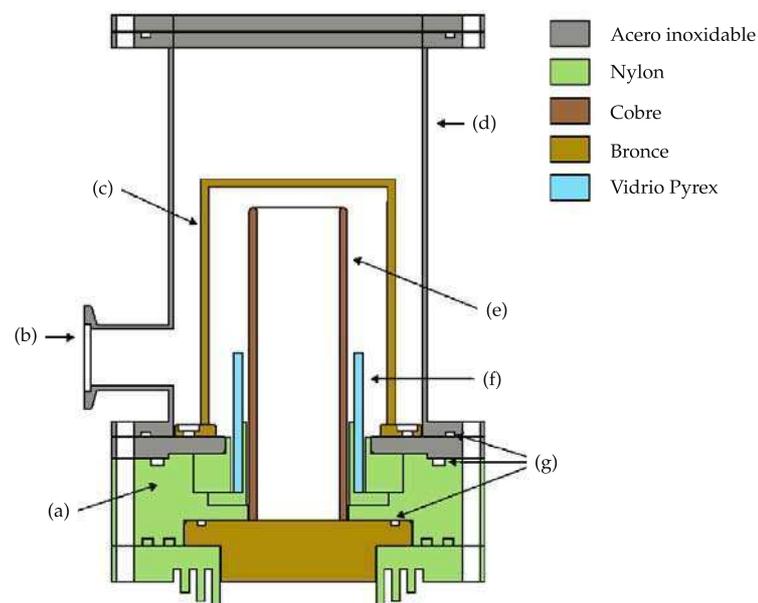


Figura 2.1: Esquema de la cámara de descargas. Ref.: (a) Base de nylon; (b) Conexión de vacío NW-25; (c) Cátodo; (d) Cuerpo de la cámara; (e) Anodo; (f) Aislante; (g) Sede de o-ring.

El ánodo es un tubo de pared maciza de 38 mm de diámetro externo, 34 mm de diámetro interno y 120 mm de longitud. Uno de los extremos se adosa a la base de bronce que cumple la función de dar soporte al electrodo y al mismo tiempo, de ser el colector de los cables que provienen del banco de capacitores. El material del ánodo es de cobre de alta conductividad y libre de oxígeno, comunmente denominado, por sus siglas en inglés, OFHC. En el interior del ánodo y sobre la base de bronce, se coloca el blanco de los electrones que es un cilindro de plomo de 5 mm de espesor y del diámetro interno del ánodo.

El cátodo, en cambio, está formado por 12 barras de bronce de 3 mm de diámetro y 100 mm de longitud cada una. Las barras se ubican sobre un anillo de bronce, donde los ejes de cada una de ellas forman una circunferencia de 72 mm de diámetro. El diseño tipo

“jaula” que posee el electrodo externo, disminuye la superficie de contacto de la lámina de plasma y por consiguiente, se reduce la contaminación con impurezas dentro de la cámara.

Entre el ánodo y el cátodo y separándolos en su base, se ubica el aislante que es un tubo de vidrio borosilicato (Pyrex) cuyas medidas son 50 mm de diámetro externo y 4 mm de espesor. La longitud total del tubo es de 50 mm de los cuales sólo 32 mm están eventualmente en contacto con el plasma.

La base de la cámara de descargas se compone de diferentes piezas de nylon que proveen el soporte al conjunto de electrodos y al aislante. Estas piezas, además, proporcionan la aislación eléctrica y el centrado entre el ánodo, el cátodo y el aislante de vidrio. En una de las caras de la base se asienta el cátodo y el cuerpo de acero inoxidable, y por la otra cara se inserta el ánodo. El desnivel que se produce debido al espesor de la base, establece una longitud efectiva para el ánodo de 87 mm medida desde la base del cátodo. A modo de resumen, en la tabla 2.1 se consignan los valores de los parámetros geométricos de la cámara de descargas del equipo GN1.

Parámetros geométricos	Dimensión [mm]
Diámetro del ánodo	38.00 ± 0.02
Longitud total del ánodo	120.00 ± 0.02
Longitud efectiva del ánodo	55.00 ± 0.02
Diámetro medio del cátodo	72.00 ± 0.02
Longitud del cátodo	100.00 ± 0.02
Longitud total del aislante	50.00 ± 0.02
Longitud efectiva del aislante	32.00 ± 0.02
Diámetro externo del aislante	50.00 ± 0.02
Espesor del aislante	4.00 ± 0.02
Longitud de la cámara	157.00 ± 0.02

Tabla 2.1: Dimensiones de los parámetros geométricos de la cámara de descargas.

Una vez ensamblada la cámara de descargas y ubicada en los soportes del banco de capacitores, se la cubre con un cilindro de bronce de 190 mm de diámetro interior, 15 mm de espesor y 300 mm de longitud. Esta pieza se utiliza para proteger al operador del equipo de la radiación x de alta energía.

2.1.2. Circuito eléctrico

El banco de capacitores se compone de tres módulos de 5 capacitores cada uno, conectados de forma tal que todos los condensadores se encuentran en paralelo. La capacidad total estimada del banco es de $10.5 \mu\text{F}$ obtenida a partir de las especificaciones de los capacitores (Maxwell 31161, $0.7 \mu\text{F}$, 50 kV, 25 kA, 17-25 nF de inductancia espúrea cada uno). Cada uno de los módulos es gobernado por una llave rápida (spark-gap) que permite descargar la energía almacenada en los capacitores en la cámara de descargas.

La conexión del terminal positivo de los capacitores de cada módulo, se realiza mediante una placa de aluminio de 6.35 mm de espesor cuyas aristas y puntas fueron redondeadas para eliminar los efluvios que puedan producirse durante la carga del banco. En el centro de cada placa se ubica un orificio que se utiliza para adosar la llave rápida, que se describirá en la sección 2.1.2.

Los 3 módulos de capacitores se conectan a la cámara de descargas mediante 15 cables coaxiales de 57 cm de longitud. Cada uno de los cables posee 6 mm^2 de área conductora y doble aislación eléctrica provista por mangueras para hidrocarburos de 5 mm y 9 mm de diámetro interno y externo, respectivamente. El conductor de retorno es una malla de cobre que se extrajo de cables RG213.

En la figura 2.2 se esquematiza el circuito eléctrico del Plasma Focus, donde se observa la conexión de la fuente de alta tensión Maxwell modelo CCDS a una resistencia de carga $R_c = 20 \text{ k}\Omega$ y a un capacitor de carga $C_c = 0.7 \mu\text{F}$. A esta malla se le conecta una resistencia limitadora $R_{lim} = 500 \text{ k}\Omega$, que restringe la corriente de carga del banco de capacitores C_0 .

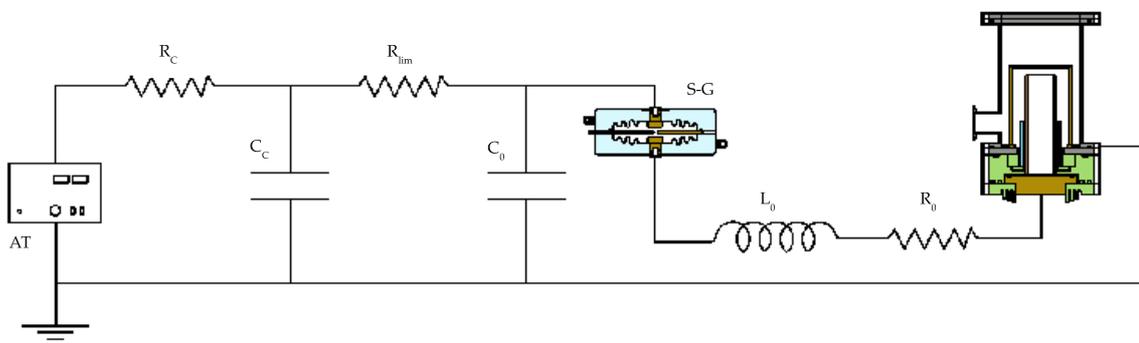


Figura 2.2: Esquema del circuito eléctrico del GN1. Ref.: AT: Fuente de alta tensión; R_c : Resistencia de carga; C_c : Capacitor de carga; R_{lim} : Resistencia limitadora; C_0 : Banco de capacitores; S-G: Llave rápida; L_0 : Inductancia; R_0 : Resistencia.

Cuando se cierra la llave rápida S-G, se libera la energía almacenada en el banco de capacitores C_0 , en el circuito que se completa con la cámara de descargas y con una inductancia $L_0 = (55.6 \pm 0.2) \text{ nH}$ y una resistencia $R_0 = (11.2 \pm 0.1) \text{ m } \Omega$, que son propias del conexionado. Durante la carga del banco, la fuente se comporta como una fuente de corriente y cuando se lo descarga, el circuito eléctrico se comporta como un RLC subamortiguado. Para proteger la fuente cuando la corriente se invierte, se conecta el capacitor C_c que se carga por estar en la rama de menor resistencia.

Llave rápida gaseosa

La llave rápida empleada en cada uno de los módulos de capacitores es de marca Maxwell modelo 40264, cuyo rango de operación se extiende desde los 20 a los 100 kV. En la figura 2.3 se esquematiza un corte diametral de la llave. La misma se compone de dos piezas gemelas de policarbonato de 3 cm de espesor y de 14.8 cm de diámetro, unidas entre sí por 8 tornillos periféricos (no representados en la figura 2.3 para mayor claridad) de 5/16"-18 fabricados en poliamida 6. En el centro de cada pieza se ajusta, mediante una tuerca de 3/8"-16, un electrodo de bronce. Los electrodos de cada mitad quedan enfrentados entre sí y separados por una distancia que permite trabajar a una determinada tensión sin que se produzca la ruptura dieléctrica del gas contenido en el interior de la llave. A cada integrante de este par de electrodos se lo denomina electrodo principal.

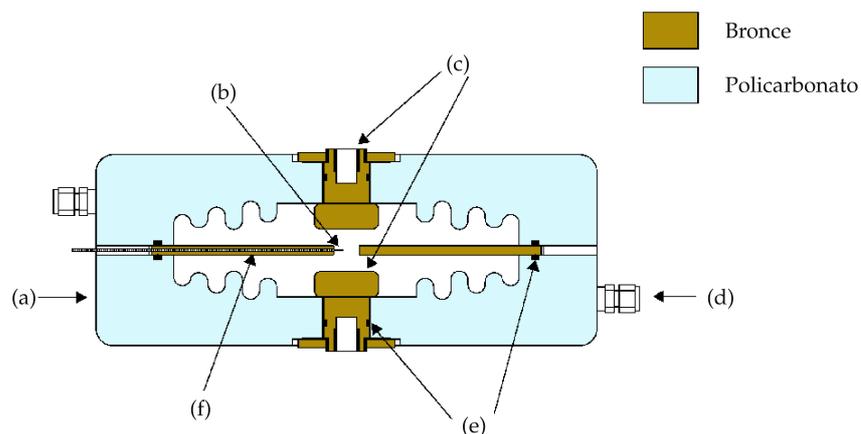


Figura 2.3: Esquema de la llave rápida. Ref.: (a) Cuerpo de policarbonato; (b) Pin; (c) Electrodo principal; (d) Conexión para aire comprimido; (e) Sede de o-ring; (f) Electrodo secundario.

Por otro lado, en la parte media de la llave se ubica un disco metálico de bronce de 115 mm de diámetro y 6 mm de espesor. En el centro del disco se ubica un orificio de 6 mm

de diámetro que posibilita el pasaje del gas entre las dos mitades. Mediante un pequeño electrodo (llamado pin) ubicado en la zona media del orificio, se genera una pequeña descarga auxiliar que desencadena la descarga entre los electrodos principales. El pin y el disco forman lo que se denomina electrodos secundarios o también tercer electrodo. Cada pieza de policarbonato contiene una sede de o-ring y su correspondiente o-ring (sello toroidal de goma) para presurizar la llave con aire comprimido.

Para producir la descarga auxiliar se utiliza un sistema de disparo (más adelante se detallará su funcionamiento) que aplica un breve pulso de alta tensión entre el disco y el pin que produce iones y electrones, además de radiación ultravioleta. Los electrones y los fotoelectrones (generados por la fotoionización), son acelerados por el campo eléctrico presente entre los electrodos principales produciendo la ruptura dieléctrica del gas y permitiendo la conducción eléctrica a través de la llave.

La tensión de operación, es decir, la tensión a la cual se cierra la llave, se controla variando la presión y el gas que llena el volumen interelectródico. Para trabajar en el rango de los 20-30 kV, la llave rápida se presuriza con aire comprimido seco a una presión comprendida habitualmente entre 0.1 y 0.5 atm por sobre la presión atmosférica y con un caudal entre 60 y 90 cm³/s (medidos a presión atmosférica). La presión óptima de trabajo depende, por ejemplo, de las condiciones de humedad ambiente, por lo que se debe ajustar diariamente.

Sistema de aire comprimido

El control de la presión del gas que ingresa a las llaves rápidas es de suma importancia para su buen funcionamiento. Si la presión en el interior de las llaves es excesivamente elevada, puede ocurrir que la descarga del banco de capacitores se realice a través de cualquier camino alternativo que le sea favorable, en lugar de hacerlo entre los electrodos principales.

El sistema de aire comprimido se compone de un compresor de aire que se conecta a un regulador de presión con filtro. A la salida de este regulador, se conecta un regulador de flujo y luego se acopla en paralelo, un manómetro de aguja y la entrada de aire de cada una de las llaves rápidas. Finalmente, la salida de aire de las llaves rápidas se conecta a una válvula de paso fino. Las conexiones entre todas las piezas se realizaron mediante tubos plásticos de 1/4" de diámetro.

La operación del sistema consiste, en primer lugar, en determinar la presión del aire comprimido. Luego, se establece el flujo que ingresa a la llave rápida para, finalmente,

regular la presión interna con la válvula de paso fino. La presión en las llaves se monitorea con el manómetro de aguja.

Para determinar los parámetros de trabajo óptimos, se verificó para qué valores de presión y flujo mínimos se logra la mayor tensión de carga en el banco sin que la llave rápida se cierre espontáneamente. Es importante remarcar que el flujo continuo de aire seco resulta esencial para mantener la limpieza y el buen funcionamiento de las llaves. Durante las descargas se generan impurezas que son removidas y se evita así, la necesidad de mantenimiento de la llave después de varios centenares de disparos.

Sistema de disparo

El sistema de disparo se compone de un arreglo de capacitores en paralelo cuya capacidad total es de $2 \mu\text{F}$ y que se conecta, mediante un pulsador (ubicado en en la zona del operador), al bobinado primario de una bobina de ignición de automóvil con bobinado secundario eléctricamente desacoplado del primario. El bobinado secundario, en cambio, se conecta a un par de capacitores de alta tensión (Sprage, $1 \text{ nF} - 40 \text{ kV}$). Este par de capacitores actúa como filtro pasa altos, aislando el sistema de disparo de las tensiones continuas y las bajas frecuencias presentes durante la carga del banco de capacitores. Se utiliza este tipo de bobina porque el bobinado primario y secundario no están conectados eléctricamente, lo que permite desacoplar el circuito primario (de baja tensión) del secundario (de alta tensión).

Cuando se acciona el pulsador, se descarga el conjunto de capacitores en el bobinado primario y se genera en el secundario un pulso de alta tensión que produce la ruptura dieléctrica del gas alojado en una llave rápida auxiliar. Dicha ruptura genera la descarga de una línea de transmisión auxiliar de 12 m de longitud, que se encuentra cargada a la mitad de la tensión del banco, sobre el electrodo de disparo de cada llave rápida. De esta manera se logra la sincronización de los módulos que conforman el banco de capacitores.

2.1.3. Sistema de vacío y mezcla de gases

El sistema de vacío utilizado en el presente trabajo está compuesto por una bomba mecánica marca Varian modelo SD-700, que permite realizar bajo vacío en la cámara de descargas alcanzando presiones del orden de 10^{-3} mbar. Por otro lado, para lograr presiones en la zona de alto vacío, se emplea una bomba difusora de aceite marca Varian VHS-6

con la que se accede, en su entrada, a presiones del orden de 10^{-8} mbar. En el esquema que se muestra en la figura 2.4, se distinguen las bombas mecánica y difusora, las válvulas que posibilitan la operación del equipo, los sensores de presión, los tubos de gases comprimidos y la cámara mezcladora cuyo detalle será expuesto más adelante.

Para monitorear la presión en el sistema, se emplean distintos manómetros según el rango de las presiones involucradas. En el rango que abarca 10^{-3} - 10^{-1} mbar se utiliza un manómetro tipo termocupla y para presiones comprendidas entre 10^{-8} y 10^{-3} mbar, la medición se realiza con un manómetro de ionización. Un manómetro capacitivo Edwards Barocel 600AB de 10^{-2} mbar de sensibilidad, registra las presiones en el intervalo 0 a 10 mbar y se lo utiliza para monitorear las presiones de llenado de la cámara de descargas.

Cámara mezcladora

Habitualmente, la mezcla de gases se realiza manualmente y en la misma cámara de descargas. Este procedimiento trae consigo el inconveniente que por cada serie de disparos

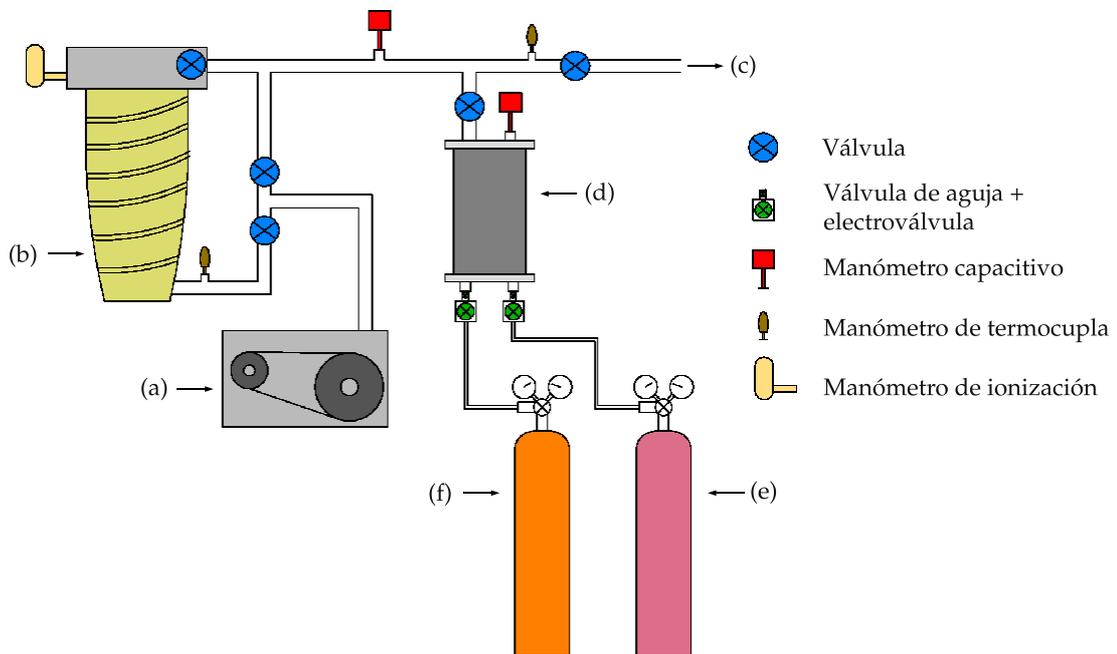


Figura 2.4: Esquema del sistema de vacío y cámara mezcladora. Ref.: (a) Bomba mecánica; (b) Bomba difusora; (c) Conexión a la cámara de descargas; (d) Cámara mezcladora; (e) Tubo de gas comprimido: deuterio; (f) Tubo de gas comprimido: argón.

se deba realizar una nueva mezcla y esperar cierto tiempo hasta que la mezcla sea homogénea. Para disminuir el intervalo entre series de disparo y asegurar que la mezcla tenga las mismas características a lo largo de las series, se diseñó y construyó una cámara mezcladora con un sistema de control vía PC para la carga automática de gases.

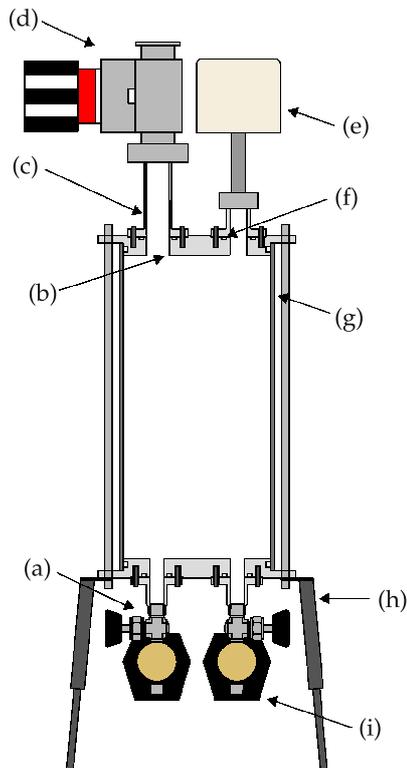


Figura 2.5: Esquema de la cámara mezcladora. Ref.: (a) Válvula de aguja; (b) Tapa de aluminio; (c) Extensión de aluminio; (d) Válvula pulmón; (e) Manómetro; (f) Sede de o-ring; (g) Tubo de acero inoxidable; (h) Soporte; (i) Electroválvula.

La cámara mezcladora (ver esquema en la figura 2.5) se compone de un tubo de acero inoxidable de (134.1 ± 0.02) mm de diámetro interno, (2.7 ± 0.02) mm de espesor y (297 ± 1) mm de longitud, que determina un volumen de (4.2 ± 0.1) dm³. En los extremos del tubo se ubican las tapas de aluminio que poseen orificios para conectar las distintas piezas del dispositivo. En la tapa superior se coloca una válvula pulmonón NW-25 que se conecta al sistema de vacío y un manómetro capacitivo Edwards Barocel 600AB cuyo rango de medición es 0–100 mbar. En la tapa inferior, en cambio, se ubican dos conjuntos de válvulas de aguja marca Hoke y electroválvulas marca Jefferson (normalmente cerradas) conectados a los tubos de deuterio y argón.

El sistema de control y carga automática de gases se compone de dos módulos: uno

que se conecta a la PC mediante el puerto paralelo y otro que se encarga de entregar la tensión a las electroválvulas cuando recibe una señal proveniente del módulo acoplado a la PC. El primer módulo monitorea la señal de tensión, proporcional a la presión, que entrega el manómetro. Dicha señal se adquiere con un conversor analógico-digital de 8 bits, con un error de 60 mV. Este módulo, además, es el encargado de enviar la señal TTL para la apertura de las electroválvulas cuando se alcanza la presión deseada en la cámara mezcladora. La señal TTL acciona en el segundo módulo, los correspondientes relés para activar las electroválvulas. El módulo acoplado a la PC es controlado por un programa en el que se ingresa la presión final y la proporción de la mezcla que se desea realizar.

2.2. Sensores y detectores utilizados

2.2.1. Bobina de Rogowski

Para monitorear el funcionamiento general de la descarga del dispositivo GN1, se emplea una bobina de Rogowski que sensa la derivada temporal de la corriente que circula durante la descarga. La bobina se coloca rodeando el ánodo y por fuera de las piezas de nylon que forman la base de la cámara. Por su principio de funcionamiento, este sensor no necesita estar en contacto eléctrico con el circuito por donde circula la corriente, lo que lo hace un instrumento ideal para dispositivos de descargas de alta potencia. La teoría y los detalles sobre la construcción y funcionamiento de estos sensores se discuten en Pellinen and Spence (1971), Bruzzone *et ál.* (1973), Pellinen *et ál.* (1980) y Stygar and Gerdin (1982), entre otros.

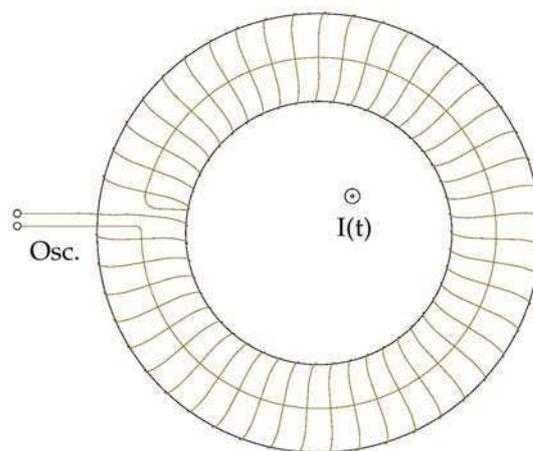


Figura 2.6: Esquema de la bobina de Rogowski.

En la figura 2.6 se muestra el esquema simplificado de una bobina de Rogowski. El sensor consiste en un bobinado toroidal de 47 espiras, equiespaciadas 1 cm, dispuestas sobre el dieléctrico central de un cable microcoaxial RFA 174 NU FACETyT (50 Ω) y donde el dieléctrico central contiene el conductor de retorno. El bobinado se recubre con un tubo de cobre conectado a tierra, para proteger la señal obtenida por la bobina de las perturbaciones causadas por el intenso ruido electromagnético generado durante la descarga. Además, para reducir la inducción de corrientes parásitas en el tubo, se le realiza un corte longitudinal. Para aislar eléctricamente la bobina de los otros componentes del equipo, se la recubre externamente con una manguera plástica.

La tensión de salida en la bobina de Rogowski (V_R) y la variación temporal de la corriente de descarga se relacionan de modo que

$$V_R = k_R \frac{dI}{dt} \quad (2.1)$$

donde I es la corriente concatenada por el toroide y k_R es la denominada constante de calibración de la bobina, cuya expresión (Bruzzone *et ál.*, 1973) es

$$k_R \approx \mu_0 \pi n a^2 \quad (2.2)$$

donde n denota la densidad lineal de espiras, a el radio de las espiras y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío. La elección de los parámetros (radio de las espiras y número de vueltas por unidad de longitud) para la construcción de la bobina, radica en la necesidad de obtener una resolución temporal adecuada para medir $\frac{dI}{dt}$, además de tener una relación señal-ruido adecuada.

Reemplazando los valores geométricos de la bobina utilizada en la ec. (2.2), se desprende que el valor de la constante k_R es $(8.1 \pm 0.6) 10^{-10} \text{ VsA}^{-1}$. Cabe aclarar que la incerteza obtenida se debe puramente a los valores geométricos de la bobina y no a las aproximaciones que se realizaron para obtener la expresión 2.2. A continuación, se discutirán dichas aproximaciones relacionándolas con el dispositivo GN1.

Una primera condición que se debe tener en cuenta es que la ec. (2.2) es válida si la distancia típica de variación del campo magnético es mayor que la separación entre espiras. Es decir, si se toma la variación a lo largo del eje de las espiras, se debe tener una alta densidad de espiras para que se satisfaga dicho requerimiento. La simetría cilíndrica del juego de electrodos y la ubicación de la bobina respecto de ellos, resulta en que el campo magnético generado por la corriente de descarga, en la posición de la bobina de Rogowski, es azimutal y por lo tanto coaxial respecto del eje de la bobina. Luego, la hipótesis de alta

densidad de espiras por unidad de longitud se satisface puesto que el módulo del campo magnético es prácticamente constante a lo largo del eje de la bobina.

Otro punto que debe considerarse es que el conductor de retorno de la bobina se encuentre lo más cercano posible al centro geométrico del bobinado (Bruzzone *et ál.*, 1973). Como se desprende del esquema de la figura 2.6, esta condición se satisface ya que las espiras se enrollaron en torno del conductor central del cable microcoaxial que cumple la función, a su vez, de conductor de retorno.

Una tercera condición a tener en cuenta para la validez de la ec. (2.2) es que la tensión entregada por la bobina a la impedancia de carga resulte proporcional a la derivada temporal de la corriente de la descarga. Por un lado, si la impedancia de carga es del orden o menor que la de la bobina, la tensión de salida no es proporcional a la derivada de la corriente. En cambio, si la impedancia de carga es mucho menor que la impedancia de la bobina, la tensión registrada es proporcional a la corriente.

En particular, para la bobina de Rogowski utilizada, la impedancia de carga es $Z_0 = 50 \Omega$, correspondiente al cable coaxial que transporta la señal hasta el osciloscopio, cuya impedancia de entrada tiene el mismo valor. Considerando que la impedancia de la bobina es básicamente inductiva y con un valor del orden de $L_{BR} = 10 \text{ nH}$, la condición $\omega L_{BR} \ll Z_0$ se satisface para tiempos característicos del orden de 10 ns o mayores si ω corresponde a la frecuencia de la corriente inducida sobre la bobina.

Las tensiones inducidas en la bobina de Rogowski durante los instantes iniciales de la descarga son del orden de los 300 V y durante la focalización pueden llegar a los -700 V. Para registrar estas señales, se coloca un atenuador $\times 200$ a la entrada del osciloscopio.

2.2.2. Fototubo

Para sensar la radiación x dura y los neutrones emitidos por el Plasma Focus, se utiliza un plástico centellador acoplado ópticamente a un fotomultiplicador. El dispositivo se coloca adentro de un tubo de bronce de aproximadamente 3 mm de pared que cumple la función de blindarlo electromagnéticamente y proveerle rigidez mecánica al conjunto. El cilindro se ubica, a su vez, dentro de una jaula de Faraday a una distancia de 3.9 m de la cámara de descargas.

El centellador que se utiliza es un cilindro de material plástico NE102A de 5 cm de longitud y 5 cm de diámetro. La radiación que incide en el plástico centellador excita los

niveles electrónicos moleculares de las componentes que lo forman, y en el decaimiento de dichos niveles, cuya vida media es de ~ 3 ns, se emiten fotones visibles en un espectro dominado por un máximo en los 423 nm, correspondiente al color violeta (Knoll, 1989). Si bien este material es primordialmente sensible a los rayos x, también lo es, en menor medida, a los neutrones.

Parte de los fotones producidos en el centellador son detectados por un fotomultiplicador RCA 6342 A que posee 10 etapas de amplificación. Los fotones que inciden sobre el fotocátodo generan, por efecto fotoeléctrico, electrones que son acelerados y multiplicados en las distintas etapas de amplificación y luego recolectados por un electrodo (ánodo). La corriente que se genera, circula por una resistencia sobre la cual el osciloscopio adquiere una señal de tensión. Para polarizar el fotomultiplicador se utiliza una fuente de alta tensión Altatec (0 - 2 kV, 50 mA) con la que se aplica una tensión continua de +800 V entre el electrodo colector y el fotocátodo que se encuentra conectado a tierra.

2.2.3. Películas radiográficas

El sistema película-pantalla utilizado para la detección de los rayos x se compone de una película Kodak T-Mat/G y una pantalla intensificadora de oxisulfato de gadolinio dopado con terbio ($\text{GdO}_2\text{S:Tb}$). La mencionada sustancia es un transductor de rayos x a fotones con longitudes de onda en el rango del visible, responsable de imprimir la película.

La película se coloca en el interior de un casete radiográfico de 13×18 cm² de superficie y estanco a la luz visible. Las paredes internas del recinto se encuentran cubiertas de la sustancia transductora referida anteriormente. En la figura 2.7 se muestra un esquema del detector donde se pueden apreciar las tapas del casete y la ubicación de las pantallas intensificadoras y la película radiográfica.

La radiación x que incide en la pantalla intensificadora es convertida en radiación en el espectro visible con la eficiencia que se presenta en la figura 2.8. Dicha figura muestra la eficiencia normalizada al máximo, $\eta(E)$, en función de la energía del fotón incidente y fue calculada considerando los procesos, que debido a la interacción con el material, depositan su energía en la pantalla intensificadora. Para los cálculos se asumió, además, la linealidad entre la energía que deposita el fotón en la pantalla y la energía que arriba a la película. Los resultados de la figura 2.8 concuerdan con la bibliografía publicada sobre el tema (Illerhaus, 2004).

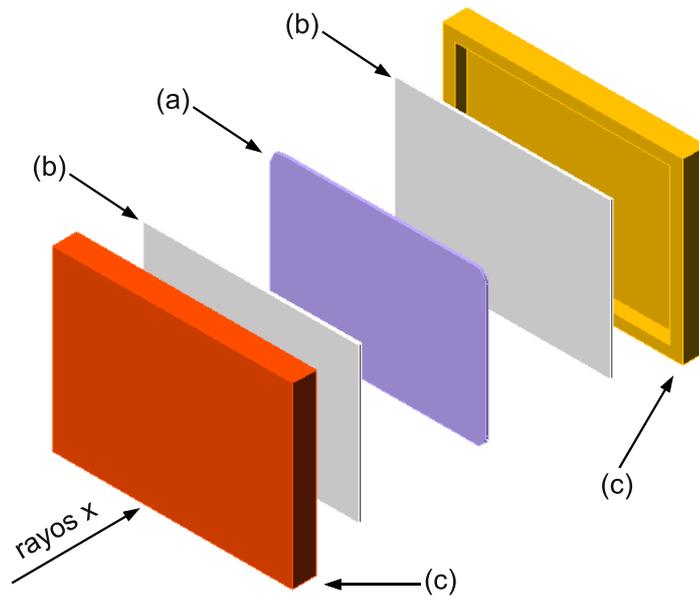


Figura 2.7: Esquema del detector de radiación x de alta energía utilizado. Ref.: (a) Película radiográfica; (b) Pantalla intensificadora; (c) Casete radiográfico. Ilustración tomada de Raspa and Moreno (2009).

La distribución espectral de la luz emitida por las pantallas se muestra en la figura 2.9-(a). Puede observarse un máximo que se ubica en la longitud de onda de 540 nm, correspondiente a la región del verde. Cerca del máximo hay dos picos, uno en 480 nm y otro en 580 nm, cuyas intensidades relativas son aproximadamente 65% menores que la del pico antes citado. Por último, y de intensidades relativas menores al 20%, pueden

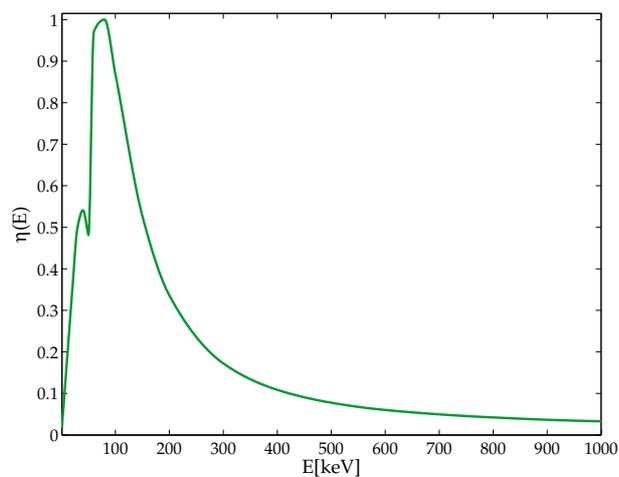


Figura 2.8: Eficiencia normalizada de la conversión de rayos x de la pantalla intensificadora en función del fotón incidente.

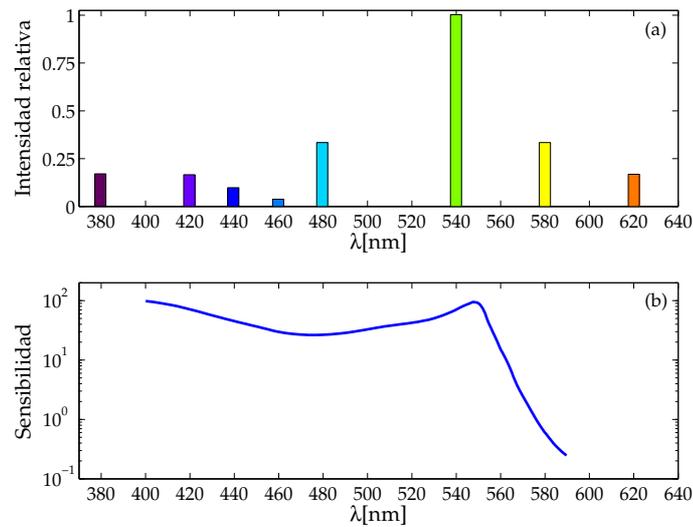


Figura 2.9: (a) Distribución espectral de la luz emitida por la pantalla intensificadora. (b) Sensibilidad espectral de la película radiográfica.

notarse varios picos principalmente en la zona de longitudes de onda menores a 480 nm (Duclos, 1998). Por otro lado, en la figura 2.9-(b) se presenta la sensibilidad espectral de la película radiográfica utilizada. Como se desprende del gráfico, la sensibilidad de detección posee un rango espectral entre los 400 y 590 nm y una zona de poca variabilidad entre los 400 y 550 nm (Eastman Kodak Co., 1994). Considerando ambas figuras, resulta que la sensibilidad de la película es compatible con la emisión de la pantalla intensificadora, con lo cual, el sistema película-pantalla es adecuado para detectar la radiación x.

Para finalizar la descripción del sistema película-pantalla, en la figura 2.10 se muestra la curva sensitométrica de la película radiográfica (Eastman Kodak Co., 1994). El gráfico presenta la respuesta de la emulsión de la película frente a la energía radiante que incide sobre ella. En otras palabras, es la relación entre la exposición relativa (E_{rel}) a la que fue sometida, con su correspondiente densidad óptica (DO), que es la cuantificación del oscurecimiento que se produce en la película.

La curva ilustrada en la figura 2.10 presenta 3 regiones según la energía del fotón visible incidente. La región con $E_{rel} < 10^{-2}$ se la denomina de baja exposición con un valor de aproximadamente 0.2. Esta zona se la conoce como “velo” y se refiere a la densidad óptica del material donde se deposita la emulsión, que en otras palabras no es más que la zona donde la película no fue irradiada. Por otra parte, exposiciones relativas mayores a 1 involucran densidades ópticas cercanas a 3.5, que es la zona donde la película presenta “saturación”. La zona intermedia muestra una respuesta aproximadamente lineal entre la exposición relativa y la DO sensada.

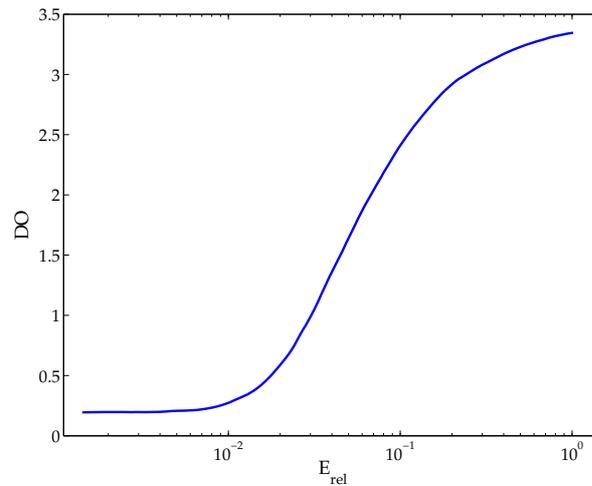


Figura 2.10: Curva sensitométrica de la película radiográfica.

Obtención de radiografías

Las imágenes radiográficas que se obtuvieron durante el trabajo doctoral, se realizaron ubicando el sistema película–pantalla a una distancia de 53.5 cm de la tapa frontal de la cámara de descargas y alineado con el eje de simetría de los electrodos. La elección de dicha distancia permite lograr imágenes que con una sola exposición a la radiación, resultan de buena calidad, con buen contraste y sin zonas de penumbra, con lo cual la aproximación de fuente puntual se satisface para este parámetro.

Para determinar si una película se revela, se empleó el criterio, basado en la amplitud del fotopico, que establece un umbral para una impresión clara y con buen contraste. Por ejemplo, cuando se registra un fotopico cuya amplitud es de -1.0 V, es suficiente para imprimir una imagen radiográfica nítida. En cambio, la superposición de dos emisiones con amplitudes de -0.5 y -0.7 V, no lo es. Las imágenes radiográficas tomadas durante las series, corresponden a disparos individuales con una amplitud de fotopico que supera el umbral; en caso de no satisfacerse esta condición, se reemplaza la película por una nueva (Raspa, 2009).

Una vez irradiada la película, se procede al revelado manual de la misma. Para ello, primero se sumerge la película en un líquido revelador marca Kodak GBH. Luego se la enjuaga en agua y posteriormente se la introduce en un líquido fijador del mismo fabricante. Por último, se la vuelve a enjuagar en agua y se la deja secar. La duración de los procesos de revelado y fijación, que dependen de la temperatura, se determina según las tablas y recomendaciones del fabricante. Típicamente, los tiempos rondan entre 1 y 3 minutos.

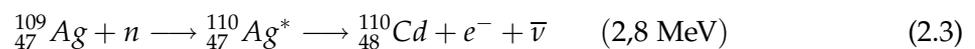
Durante el revelado, puede realizarse un ajuste fino de los tiempos examinando la película con una luz roja tenue. Esto es posible ya que, como puede observarse en la figura 2.9, la película es muy poco sensible a la longitud de onda de dicha luz.

Cuando el equipo se encuentra en régimen de operación, se emiten rayos x y neutrones de fusión. Con el objetivo de estudiar la sensibilidad del detector a la radiación neutrónica, Raspa (2009) realizó un experimento que consistió en ubicar una pieza plástica detrás de una pared de 32 mm de hierro e inmediatamente después el detector. Los objetos se dispusieron de manera tal de blindar con la pared metálica la pieza y sólo una porción del detector a la radiación x. Los resultados mostraron que en la región del detector que fue blindada no se obtuvo registro alguno, ya que la densidad óptica de esta zona corresponde al velo de la película. Este resultado permite afirmar que el sistema película-pantalla, en las condiciones de operación del equipo, no es sensible a la radiación neutrónica emitida por el Plasma Focus.

2.2.4. Detectores de neutrones por activación de plata

Dentro de los distintos métodos que usualmente se emplean para la detección de neutrones, se utilizó el de activación de plata. El método consiste en detectar con tubos Geiger-Müller, la partícula cargada que se emite al decaer la plata que fue activada por neutrones (Lanter and Bannerman, 1968).

Cuando un neutrón es capturado por la plata, dicho material se activa y decae según la siguiente reacción nuclear



El proceso de la ec. (2.3) describe la absorción de un neutrón por parte de la plata, que se activa y luego decae con un tiempo de semidesintegración de 24.6 seg. Producto del decaimiento se obtiene cadmio además de la emisión de una partícula β y un antineutrino.

Si se observa la figura 2.11, que muestra la sección eficaz de captura neutrónica de la plata en función de la energía del neutrón incidente, puede notarse que la reacción nuclear ocurre con mayor probabilidad cuando el neutrón incidente posee una energía de ~ 5 eV. Por esta razón, es conveniente disminuir la energía de los neutrones que inciden utilizando sustancias con alto contenido de hidrógeno, como por ejemplo plásticos o parafina. A este proceso de frenado de neutrones se lo conoce como termalización.

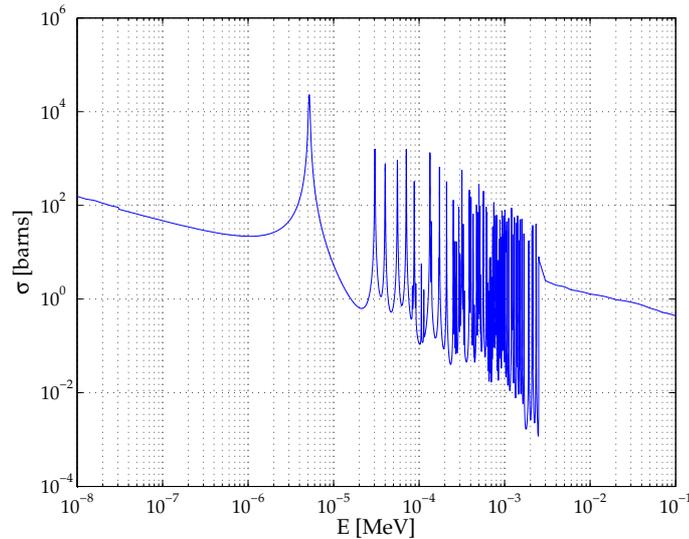


Figura 2.11: Sección eficaz de captura neutrónica en función de la energía del neutrón incidente para la plata.

Características geométricas

Durante la presente tesis, la medición de neutrones se realizó con dos detectores idénticos construidos en el laboratorio. Los detectores se componen de un bloque de parafina de 32 x 26 x 12 cm, al cual se le practicaron 4 orificios de 2 cm de diámetro y 9 cm de profundidad, ubicados en los vértices de un rectángulo imaginario de 10 cm por 16 cm y centrado en una de las caras de la parafina. En el interior de cada orificio se coloca un tubo Geiger Victoreen 1B85 rodeado de una lámina de plata de 0.3 mm de espesor.

El bloque de parafina se ubica en el interior de una caja de madera con paredes de 1 cm de espesor. La cara donde se ubican los tubos Geiger, se reemplazó por una placa de aluminio de 0.5 cm de espesor que provee la tierra común a los mismos. La tensión necesaria para polarizar los Geiger, se provee mediante un conector BNC que se conecta a los electrodos centrales de cada tubo y se halla ubicado en el centro de la cara de aluminio. En la figura 2.12 se puede apreciar un esquema del detector de neutrones y de un tubo Geiger.

Para polarizar los tubos Geiger a 850 V, se emplea un escalímetro Alfanuclear modelo S.T.P que se conecta a cada detector a través de una resistencia de 1 MΩ. Este instrumento dispone de 2 canales de medición con su correspondiente electrónica de procesamiento. La señal que proviene de cada detector ingresa en una plaqueta denominada “analizadora”, que se encarga de amplificar y discriminar por amplitud los pulsos de los tubos Geiger. Luego, el pulso se conforma en una señal TTL que es enviada a otra plaqueta, denominada

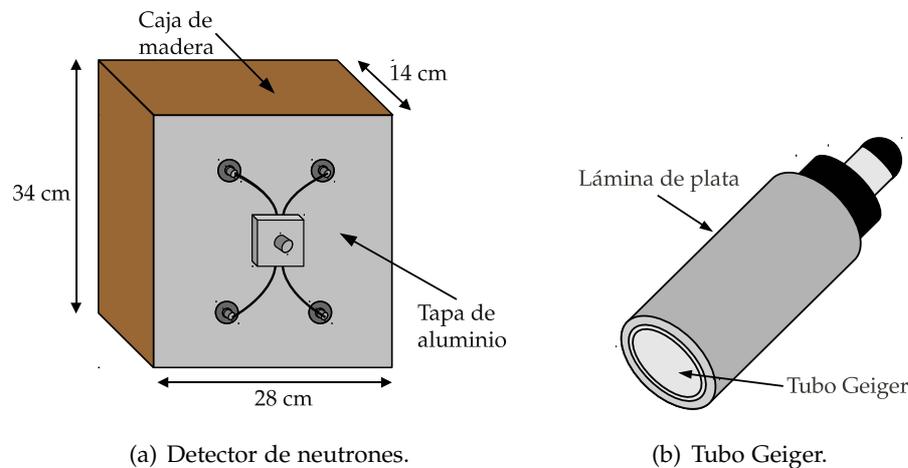


Figura 2.12: Esquemas del detector de neutrones y de un tubo Geiger rodeado por la lámina de plata.

“contadora”, cuya función consiste en registrar acumulativamente los pulsos digitales y mostrarlos en una pantalla.

La constante de calibración del detector de neutrones es $K = 10^5$ neutrones/cuenta. Dicha constante se obtiene a partir de la calibración propuesta por Lanter and Bannerman (1968), donde el valor hallado depende de la distancia de la fuente al detector y de la tensión de polarización de los Geigers.

2.3. Metodología de operación y medición

Los procedimientos de carga y descarga del banco de capacitores, la limpieza del sistema de vacío y la realización de la mezcla, que son fundamentales a la hora de repetir las mismas condiciones experimentales en una serie de disparos, serán descriptas a continuación.

2.3.1. Limpieza de la cámara de descargas y sistema mezclador

Previamente a la realización de los experimentos con el Plasma Focus, se evacúan la cámara de descargas y el sistema mezclador. El primer paso consiste en la limpieza del sistema mezclador y la cámara de descargas con la bomba mecánica. A continuación y una vez que la bomba difusora se encuentra en régimen, se bombea el sistema mezclador y

luego la cámara de descargas. Finalizado el bombeo en el sistema mezclador, se realiza la mezcla de gases que se utilizará durante las series de disparos.

2.3.2. Operación del equipo

La operación del GN1 se divide en dos etapas. La primera consiste en la verificación de los sistemas de monitoreo de la descarga y de los sistemas de disparo y gas comprimido para las llaves rápidas. La segunda, en cambio, consta de la carga y posterior descarga del banco de capacitores.

Durante la primera etapa se comprueba que los cables de los sensores que monitorean la descarga se encuentren en condiciones adecuadas para su empleo. Asimismo, se verifica la conexión a tierra de la jabalina que se emplea para descargar el banco una vez completada la serie de disparos. Otro punto importante consiste en la revisión del sistema de disparo. Para ello y con la cámara de descargas a la presión de trabajo, se oprime el pulsador del sistema de disparo pero conectado en cortocircuito. Además, se utiliza esta instancia para limpiar los conductos de aire comprimido, aumentando provisoriamente la presión del gas que proviene del compresor.

En la segunda etapa se define, en el panel frontal de la fuente de alta tensión, el valor del voltaje máximo al que se cargará el banco. Luego, se activa la fuente y una vez que se alcanza la tensión máxima de carga, se desconecta la fuente y se oprime el pulsador del sistema de disparo. Luego de la descarga, se verifica el aumento de la presión en la cámara y se restituye la presión de trabajo eliminando el excedente con la bomba mecánica. Por último, se archiva la señal adquirida con el osciloscopio.

Finalizada la serie de disparos, se procede a cortocircuitar el banco de capacitores y evacuar la cámara de descargas. Cabe aclarar que los dos primeros disparos del día se efectúan a una tensión menor que la de trabajo y con los sensores desconectados del osciloscopio. De esta manera se verifica el estado general del equipo y se evitan eventuales picos de tensión en el osciloscopio.

2.3.3. Sistema de adquisición

La señales de la bobina de Rogowski y del fototubo se adquieren con un osciloscopio digitalizador Tektronix TDS3034B de 4 canales, un ancho de banda de 300 MHz y una

frecuencia máxima de muestreo de 1 GS/s. El osciloscopio cuenta con una conexión a red Ethernet lo que facilita la transferencia de las señales adquiridas a una PC.

Por otra parte, como se describió en la sección 2.2.4, las señales provenientes de los detectores de neutrones son adquiridas por una plaqueta que se encarga de mostrar el correspondiente valor de cuentas detectadas en el panel frontal del escalímetro.

Las señales eléctricas de los sensores llegan a una jaula de Faraday mediante cables coaxiales RG58 de 50Ω de impedancia característica. Los cables cuentan, además, con un mallado extra que favorece la aislación electromagnética.

2.3.4. Señales típicas de los sensores

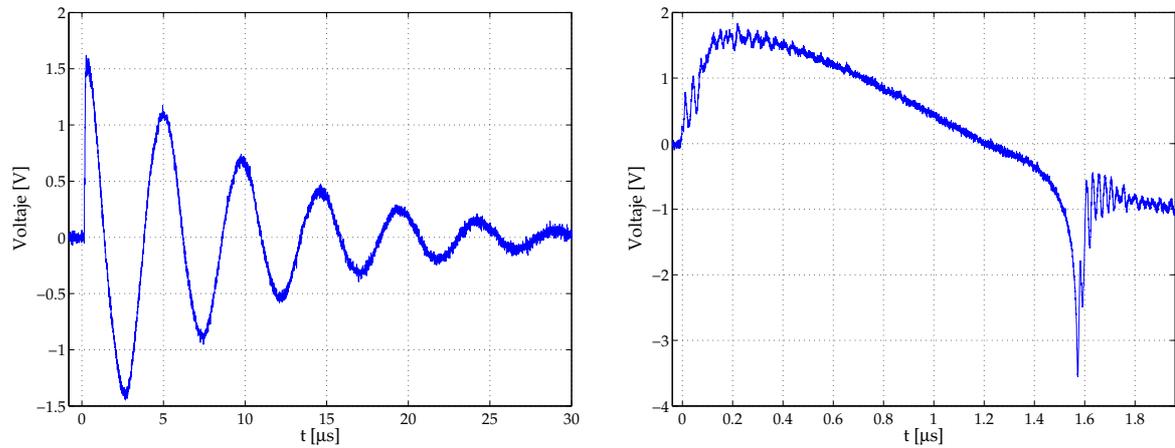
Bobina de Rogowski

Las figuras 2.13-(a) y 2.13-(b) muestran la señal sensada por la bobina de Rogowski. En la figura 2.13-(a) se observa el comportamiento general de la descarga que corresponde al de un circuito RLC subamortiguado. Por otro lado, en la figura 2.13-(b) puede apreciarse un pico agudo negativo que ocurre por efecto de una variación abrupta de la inductancia del circuito, producto de la violenta compresión del plasma. El instante en que dicho pico adopta su valor mínimo recibe el nombre de "instante de focalización". Las oscilaciones que pueden apreciarse luego de la focalización, se deben a oscilaciones del circuito eléctrico y de la dinámica del plasma luego de la focalización (Bruzzone, 1990).

En general, se busca que el instante de focalización se produzca en el momento en que circula la máxima corriente para favorecer la compresión del plasma. Esto equivale a pedir que la focalización ocurra cuando la derivada temporal de la corriente cruza por primera vez el nivel de cero, luego de haber alcanzado el máximo inicial. Durante la descarga, la corriente máxima que circula por el equipo puede alcanzar valores de aproximadamente 300 kA.

Fototubo

Para ilustrar la detección de los rayos x y neutrones durante una descarga del Plasma Focus, en la figura 2.14 se muestran, en la parte superior, la tensión proporcional a la



(a) Señal que muestra las oscilaciones subamortiguadas del equipo GN1 con D_2 a una presión de 9.8 mbar y una tensión de 30 kV.

(b) Señal que muestra el instante de focalización de una descarga a 4 mbar con D_2 dosificado con 5 % Ar.

Figura 2.13: Señales registradas con la bobina de Rogowski.

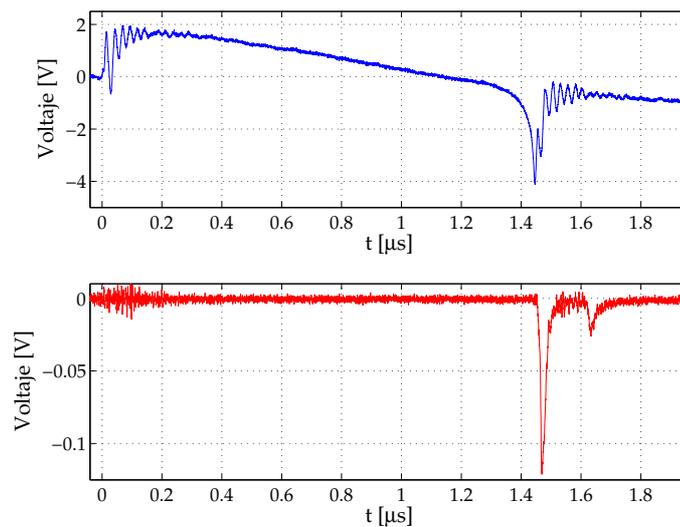


Figura 2.14: Señal medida con la bobina de Rogowski y con el fototubo a una presión de 3.5 mbar y con una mezcla de D_2 y 2.5 % Ar.

derivada temporal de la corriente de la descarga y en el panel inferior la señal sensada por el fototubo.

El primer pico que se observa en el registro del fototubo está asociado con la emisión de rayos x producto del frenado, en la base del ánodo, de los electrones acelerados durante la focalización. El pulso presenta una forma triangular de aproximadamente 20 ns de ancho

(medido a la mitad de altura del pico). El segundo pico, en cambio, corresponde a los neutrones emitidos en la compresión del foco. Esta distinción se basa en el hecho que la velocidad de los neutrones es menor a la velocidad de la luz y que en los disparos sin producción neutrónica, la señal del fototubo no presenta un segundo pico.

Corresponde mencionar que no todas las señales tienen la misma amplitud ya que la emisión de rayos x depende de la dinámica de la focalización. Por otra parte, el valor de la amplitud del fotopico se emplea, en cada disparo, como parámetro de la eficiencia relativa en la producción de rayos x, comentado anteriormente.

Las señales correspondientes a la bobina de Rogowski y al fototubo son registradas simultáneamente con el osciloscopio, pero la longitud de los cables coaxiales que se utilizan para transportar dichas señales, introducen cierto desfase que es necesario considerar. Además, cuando se tienen en cuenta las radiaciones x y neutrónica, deben considerarse el tiempo de vuelo entre la cámara y el detector, como así también, el retraso intrínseco del fotomultiplicador que es de 46 ns (Grondona, 1989). Por lo tanto, para la correcta interpretación de las señales registradas, es necesario considerar los tiempos de retraso antes mencionados, cuyos valores se encuentran especificados en la tabla 2.2. Dichos tiempos se estiman teniendo en cuenta que las señales eléctricas se propagan por los cables coaxiales a una tasa de 5 ns/m, que los neutrones de fusión se emiten con una energía de 2.45 MeV y que la radiación x viaja por el aire a la velocidad de la luz.

Señal de monitoreo	Tiempo de retardo [ns]
Bobina de Rogowski	37 ± 2
Rayos x (fototubo)	65 ± 2
Neutrones (fototubo)	243 ± 2

Tabla 2.2: Tiempos de tránsito de las señales de monitoreo medidos desde su lugar de generación hasta el osciloscopio.

A partir de los datos consignados en la tabla 2.2, se realizaron las correcciones a las señales registradas con el osciloscopio, arrojando resultados que permiten asegurar, con una incerteza de 10 ns, que la focalización y la producción de rayos x ocurren simultáneamente en todo el rango de presiones y mezclas exploradas. Asimismo, puede afirmarse lo mismo para el caso de la emisión neutrónica.

3

Estudio de la emisión y producción neutrónica

Los neutrones de fusión que emite un Plasma Focus cuando se lo opera con deuterio o mezclas de deuterio y argón, son de gran interés para realizar aplicaciones de distinta naturaleza. Por esta razón, es importante caracterizar experimentalmente la producción y emisión neutrónica del dispositivo. Asimismo, es conveniente extraer información a partir de modelos numéricos, validados experimentalmente, que permitan predecir la producción de neutrones y optimizar los parámetros de operación del equipo.

En las próximas secciones del presente capítulo, se exhibirán los estudios realizados para caracterizar los detectores y los resultados experimentales correspondientes a la anisotropía de emisión y producción neutrónica medidos para el Plasma Focus GN1. Se mostrarán, además, las simulaciones numéricas basadas en el método de Monte Carlo, que se llevaron a cabo para modelar el Plasma Focus y su entorno. Por último, se presenta un modelo numérico de la producción neutrónica teniendo en cuenta el tipo de mezcla utilizado durante la operación del dispositivo.

3.1. Caracterización de los detectores de neutrones

3.1.1. Diseño de los detectores

La determinación del espesor de la lámina de plata como así también de la cantidad de material termalizador, son dos parámetros de suma importancia para optimizar la eficiencia de detección de los neutrones. Con el fin de verificar los parámetros constructivos de los detectores presentados en la Sección 2.2.4, se estudiaron mediante simulaciones de Monte Carlo, la captura de neutrones y la emisión beta de las láminas de plata que rodean a los tubos Geiger.

El código MCNP

El código MCNP (Monte Carlo N-Particle), desarrollado y mantenido por “Los Alamos National Laboratory”, es un código que permite estudiar y analizar en sistemas físicos tridimensionales, el transporte de neutrones, fotones y/o electrones mediante el método de Monte Carlo. El programa modela las interacciones en forma individual o combinada en los siguientes rangos de energías: para neutrones, de 10^{-11} MeV a 20 MeV; para fotones, de 1 keV hasta 100 GeV; y para electrones, de 1 keV hasta 1 GeV.

Para realizar una simulación, el usuario genera un archivo de entrada (*input*) que es interpretado por el código MCNP y que contiene toda la información relacionada con el problema que se desea simular. En el archivo se introducen la geometría y se definen las celdas que corresponden a los volúmenes de los objetos generados. Se ingresa, además, la descripción de los materiales y se seleccionan las librerías que el programa utilizará para el cálculo. Por último, se introduce la ubicación y las características de la fuente de partículas y el tipo de registro (*tally*) que se desea realizar del problema.

El primer paso para generar el archivo de entrada consiste en especificar la geometría del problema, utilizando las instrucciones predeterminadas por el programa para definir las superficies y/o volúmenes. A partir de estos, se construyen las celdas mediante la unión, intersección o complemento de las superficies y/o volúmenes definidos y se establece el material que compone la celda. El material se especifica mediante su densidad e ingresando la fracción atómica (si se conoce la fórmula molecular) o la fracción de masa de cada elemento en el material, como así también las librerías de cada elemento que se usarán para el cálculo. Las longitudes y densidades se expresan en cm y g/cm^3 , respectivamente.

Con respecto a la fuente de partículas, cuya energía se expresa en MeV, el MCNP posee la versatilidad de utilizar una fuente predeterminada o que el usuario la defina según las necesidades del problema. Por otro lado, los datos requeridos por el usuario (*tally*) se especifican, también, en el archivo de entrada. Algunos de ellos pueden ser flujo de partículas que atraviesan una superficie o energía depositada en una celda, entre otros.

El método de cálculo consiste en registrar las interacciones de cada una de las partículas que se generaron en la fuente hasta que finaliza su camino ya sea porque fue absorbida, escapó de los límites del recinto, o por algún otro proceso. A cada uno de los registros individuales se lo denomina historia. Cuando una partícula incide sobre algún material, se selecciona un número al azar que determina qué tipo y dónde se produce la interacción, fundado en las leyes físicas y las probabilidades que describen los procesos y los materiales involucrados.

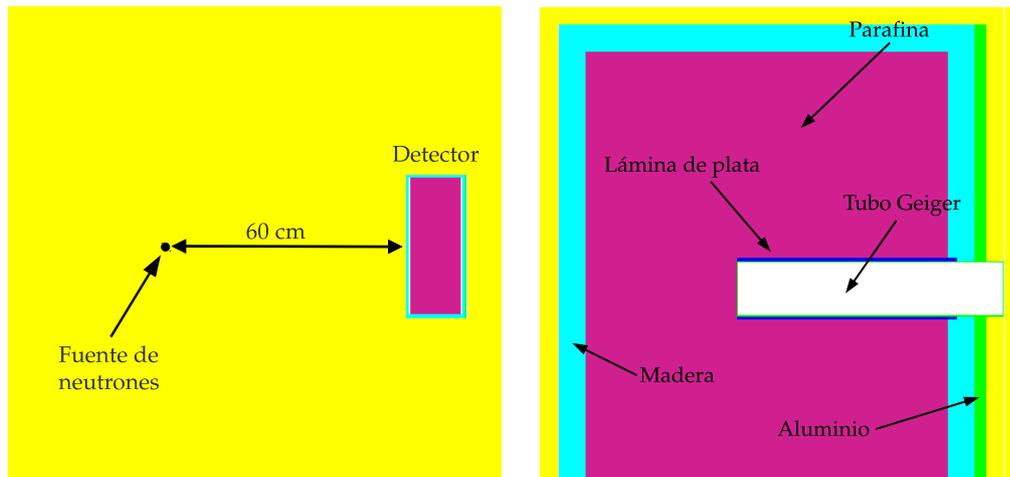
Al finalizar la simulación, el programa realiza diversos tests estadísticos que permiten establecer la calidad y confianza del cálculo. Si alguno de los tests no es superado, se puede aumentar la cantidad de historias o aplicar técnicas de reducción de varianza. Los resultados que entrega el MCNP son el valor medio del *tally* requerido, normalizado por el número total de partículas generadas por la fuente y su error relativo. Es de destacar que el intervalo de confianza que se extrae del error relativo se refiere a la precisión del cálculo de Monte Carlo y no a la exactitud del mismo en lo que se refiere al problema físico.

Cálculos

La determinación del espesor del material termalizador se realizó a partir del cálculo del camino libre medio de un neutrón de 2.45 MeV en cera de parafina, cuya fórmula es $C_{25}H_{52}$. Como se detalla en Delellis (1976), el valor que resulta para el camino libre medio es $\lambda = 3.7$ cm. Como se puede apreciar de los parámetros de construcción de los detectores, esta dimensión se cumple satisfactoriamente.

Para calcular el espesor óptimo de la lámina de plata, se realizaron simulaciones numéricas empleando el código MCNP. Se exploraron varios espesores de láminas de plata con el objetivo de maximizar la eficiencia de captura de neutrones y la emisión de partículas beta.

En la figura 3.1 se muestran dos vistas del problema a simular obtenidas con el visor de la geometría introducida en el MCNP. Para estudiar la activación de núcleos de plata, se



(a) Disposición del detector de neutrones y la fuente.

(b) Vista interna parcial del detector.

Figura 3.1: Vistas de la geometría introducida para los cálculos con MCNP.

ubicó a 60 cm del detector y por delante de la cara opuesta a los tubos Geiger, una fuente de neutrones puntual, isótropa y monoenergética de 2.45 MeV. Los resultados del cálculo muestran que la activación de núcleos de plata aumenta a medida que se incrementa el espesor de la plata.

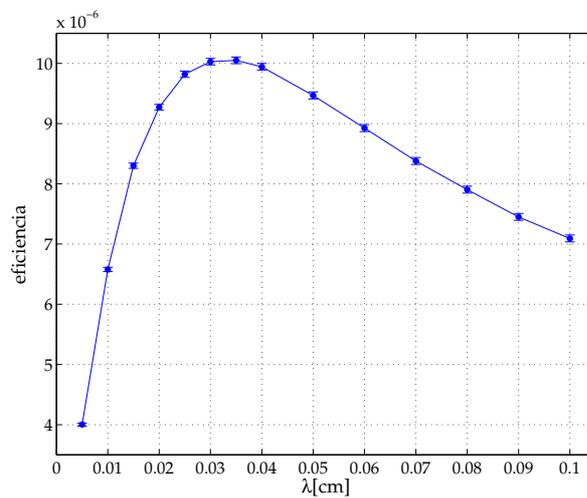


Figura 3.2: Eficiencia de detección de neutrones provenientes de la reacción D-D.

Para completar el estudio, se analizó el número de electrones que alcanzan el interior del tubo Geiger. En este caso, se definió en una de las láminas de plata del detector, una fuente de electrones con una distribución de energías correspondiente al decaimiento β

de la reacción detallada en la ec. (2.3) (Eckerman *et ál.*, 1994). Como la lámina tiene cierto espesor, se impuso la condición de que la generación de cada electrón se produzca, con distribución uniforme, en cualquier posición dentro de ella. En esta situación el número de electrones que ingresan al interior del tubo Geiger, disminuye con el espesor de la lámina.

Vinculando los resultados anteriores, en la figura 3.2 se muestran los datos correspondientes al producto de los núcleos de plata activados y las partículas beta que ingresaron al tubo Geiger. En otras palabras, es la eficiencia, en función del espesor de la lámina de plata, de ingreso de un electrón al tubo Geiger debido al decaimiento de un núcleo activado por cada neutrón. Se puede apreciar un máximo alrededor de 0.03 cm que corresponde al espesor de la lámina que se utiliza en dichos detectores.

Suponiendo que todos los electrones son detectados por los tubos Geiger, es posible notar que si la fuente emite 10^8 neutrones por disparo, la cantidad de electrones que ingresan a los tubos Geiger es de ~ 1000 , con lo cual se registrarían ~ 1000 pulsos (o cuentas).

3.1.2. Medición de la radiación de fondo

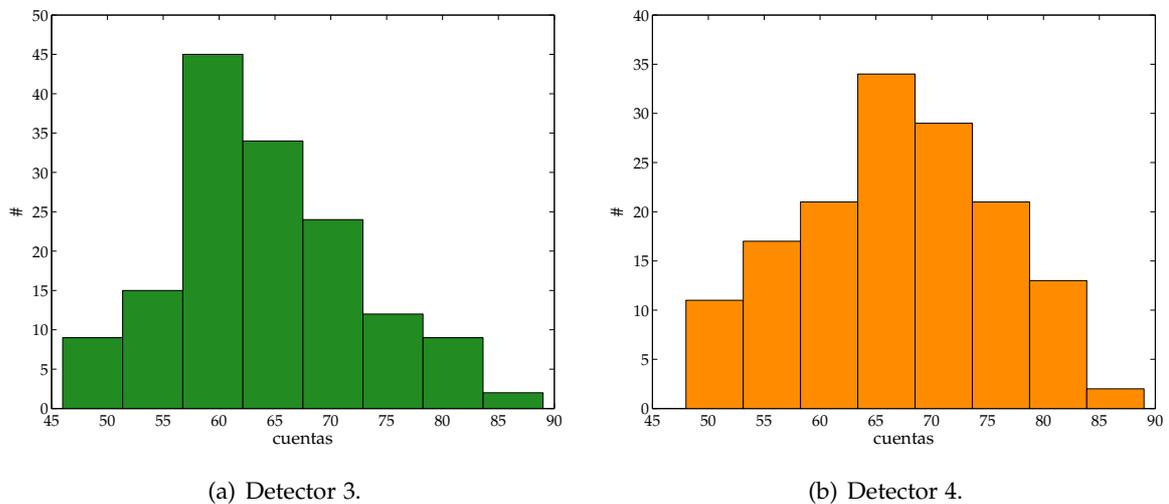


Figura 3.3: Radiación de fondo medida con los detectores de neutrones utilizados.

Para determinar el número de cuentas que detectan los detectores 3 y 4 debido a la radiación de fondo (F_i), se registraron con el escalímetro 150 mediciones de 20 seg. cada una, sin la operación del Plasma Focus. La figura 3.3 muestra el histograma de los datos registrados con los detectores 3 y 4. El valor medio y la desviación estándar para cada detector resulta

$$\text{detector 3: } F_3 = 64 \pm 9$$

$$\text{detector 4: } F_4 = 67 \pm 9$$

3.2. Anisotropía de emisión

La anisotropía de emisión del Plasma Focus es una característica importante para las aplicaciones con neutrones. Para medirla se utilizaron dos detectores de plata construidos con las mismas dimensiones y características detalladas en la sección 2.2.4. Uno de los detectores se colocó a 60 cm del lugar estimado para el foco de plasma, que es a 7 cm de la tapa frontal de la cámara y el otro a 90° con respecto al eje de simetría de los electrodos. En la figura 3.4 se muestra un esquema de la disposición de los detectores.

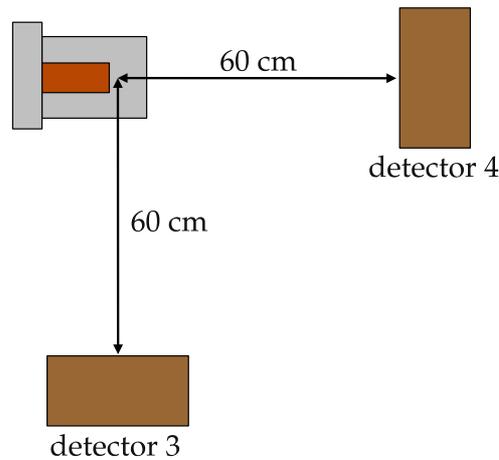


Figura 3.4: Esquema de la disposición de los detectores para la medición de la anisotropía.

La anisotropía de emisión, A , se define como

$$A = \frac{N_{0^\circ}}{N_{90^\circ}} \quad (3.1)$$

donde N_{0° y N_{90° corresponden a los neutrones detectados sobre el eje de simetría de los electrodos y a 90° , respectivamente. Para cada detector, el valor de N^i se obtiene mediante $N^i = K_i(C_i - F_i)$ donde C_i son las cuentas medidas con el escalímetro, F_i es el valor del fondo medido y K_i es la constante de calibración del detector i . A partir de estas expresiones y reemplazando los índices para los detectores 3 y 4, la anisotropía resulta

$$A = \frac{K_4(C_4 - F_4)}{K_3(C_3 - F_3)}. \quad (3.2)$$

Por otro lado, la calibración relativa de los detectores se obtiene definiendo la sensibilidad relativa, SR , como

$$SR = \frac{K_4}{K_3} \quad (3.3)$$

cuyo procedimiento para medirla, como así también, para hallar la anisotropía de emisión del Plasma Focus, se detalla a continuación.

3.2.1. Calibración relativa de los detectores

El método para medir la sensibilidad relativa de los detectores consiste en registrar las cuentas con el escalímetro cuando el flujo neutrónico que reciben es similar. En esas condiciones se puede afirmar que

$$\frac{K_4 (C_4 - F_4)}{K_3 (C_3 - F_3)} = 1 \quad (3.4)$$

de donde se desprende que es posible determinar el valor de SR a partir de los datos del fondo y las cuentas medidas para cada detector.

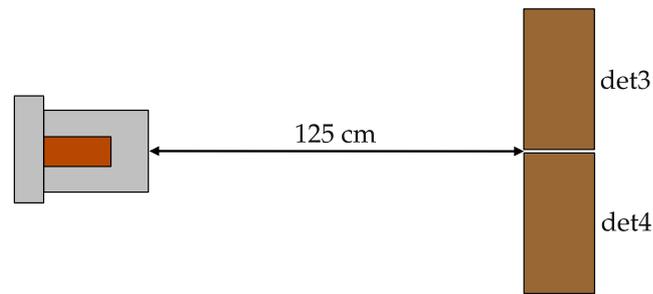


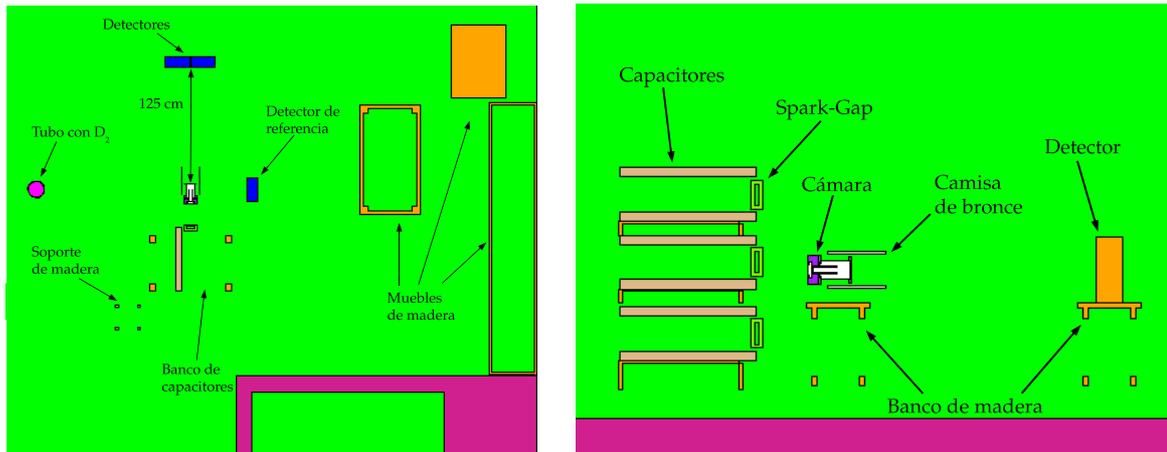
Figura 3.5: Esquema de la disposición de los detectores para la calibración relativa.

En la figura 3.5 se muestra el esquema del arreglo experimental montado para medir SR . Se ubicaron los detectores a 125 cm de la tapa frontal de la cámara y dispuestos perpendicularmente al eje de simetría de los electrodos. La distancia entre la cámara y los detectores es lo suficientemente amplia como para que el flujo de neutrones que reciben pueda considerarse similar. Por otro lado, la distancia no es excesivamente grande como para que no se registren neutrones en el escalímetro. Adicionalmente, se colocó un detector de referencia paralelo al eje de simetría y a 60 cm de la fuente de neutrones. De la ec. (3.4) se desprende que graficando las cuentas sin el fondo del detector 4 en función de las del detector 3, la pendiente del ajuste de los datos determina la sensibilidad relativa.

Se realizaron 30 mediciones con los detectores en la configuración de la figura 3.5, procurando que las cuentas registradas por ambos detectores fuera mayor a 200. Esta selección permite asegurar que las cuentas registradas y luego restado el fondo, provienen exclusivamente de la emisión de neutrones del Plasma Focus. El ajuste por cuadrados mínimos con errores en ambas variables de la ec. (3.4), se efectuó empleando la propuesta detallada en Moreno (1996), obteniéndose un valor de sensibilidad relativa de 1.04 ± 0.04 . Para descartar efectos del entorno, se repitió el procedimiento intercambiando de lugar los detectores 3 y 4. El valor de SR obtenido es similar al reportado en la anterior situación. Los

resultados indican que el detector 4 registra aproximadamente un 4% más de neutrones que el detector 3.

Cálculos con MCNP



(a) Imagen general de la geometría ingresada en el MCNP. Plano de corte $Z = 77$ cm.

(b) Plano de corte $X = 0$ cm

Figura 3.6: Vistas de la geometría introducida para los cálculos con MCNP.

Otra forma de obtener la sensibilidad relativa es calcularla mediante el código MCNP. Una de las características de esta metodología es que el tiempo involucrado en el cálculo es mucho menor que el que se utiliza para realizar las mediciones. Pero por otro lado, tiene la limitación que si la modelización de los materiales y del entorno es incorrecta, los resultados pueden presentar efectos no deseados. Por esta razón, se realizaron los cálculos mediante Monte Carlo, con el fin de contrastar numéricamente el valor obtenido experimentalmente.

Para llevar a cabo las simulaciones, se introdujo la geometría correspondiente a la cámara de descargas con el banco de capacitores, los detectores de neutrones y aquellos objetos que se ubican alrededor del Plasma Focus. La figura 3.6 muestra una vista superior de la disposición de los objetos a simular y una vista lateral del banco de capacitores, la cámara de descargas y uno de los detectores a calibrar relativamente. La composición de los materiales que conforman los objetos que se simularán, se tomó de la base de datos de NIST y Williams *et ál.* (2006). La fuente de neutrones se definió isótropa y puntual sobre el eje de simetría de los electrodos y ubicada a 7 cm de la tapa.

Al momento de realizar los cálculos, el MCNP genera una serie de números aleatorios a partir de un número raíz o *seed* que posee por defecto. Para verificar la convergencia

del cálculo, es posible modificar este número para generar un nuevo conjunto de números aleatorios. Para ello se utilizó el comando \$RANDOM, disponible en el sistema operativo Linux, para generar un número cuyo período es de $16[2^{31} - 1]$. Teniendo en cuenta esta posibilidad, el cálculo consistió en 15 simulaciones con distintos números raíz y con un *tally* en cada detector que entrega la cantidad de núcleos activados por cada neutrón emitido por la fuente. En este caso no es necesario calcular la emisión de las partículas beta ya que es un factor de proporcionalidad fijo para una lámina de 0.03 cm de espesor.

Los resultados de las simulaciones arrojaron un valor para la sensibilidad relativa de 1.02 ± 0.07 , que proviene de calcular el valor medio y la desviación estándar del cociente de núcleos activados entre el detector 4 y el detector 3. Se puede apreciar que el valor experimental y el numérico coinciden dentro del error reportado en cada caso. Cabe aclarar que el valor obtenido con el código MCNP permite dar un indicio aproximado del valor de la sensibilidad relativa como se comentó anteriormente.

3.2.2. Resultado de la medición de anisotropía

La figura 3.7 presenta los resultados de la anisotropía de emisión del Plasma Focus GN1 en función de la presión y la mezcla de gases. La medición se realizó disponiendo los detectores como se detalla en la figura 3.4 y registrando 10 mediciones cuyo valor de cuentas en ambos detectores sea mayor a 2 veces el valor de fondo de cada uno de ellos. Considerando la ec. (3.2), la anisotropía se determinó como la pendiente de la recta que ajusta a los datos experimentales con errores en ambas variables.

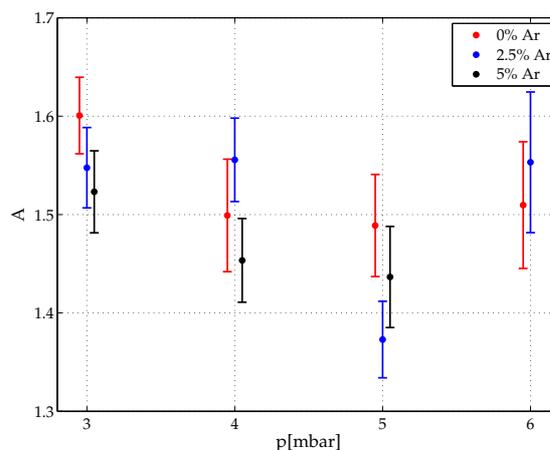


Figura 3.7: Anisotropía de emisión del dispositivo GN1 en función de la presión y la mezcla de gases.

Cuando se utiliza deuterio puro como gas de llenado, la anisotropía posee un valor máximo de 1.6 a una presión de 3 mbar, sin embargo para las restantes presiones, el valor se estabiliza alrededor de 1.5. Por otro lado, si la mezcla se compone de deuterio con 2.5% de argón, la anisotropía presenta valores máximos en 3 y 4 mbar, pero a 5 mbar disminuye apreciablemente y vuelve a aumentar a 6 mbar. Por último, si la mezcla contiene 5% de argón, la anisotropía decrece levemente a medida que aumenta la presión y a 6 mbar no es posible medirla ya que el equipo no focaliza.

La anisotropía medida no solo corresponde a la producida por el foco de plasma, sino que los neutrones que interactúan con los objetos del ambiente afectan dicha medición. Por esta razón, para estudiar el efecto del entorno en la detección de neutrones, se modeló y simuló con el código MCNP, la geometría del problema y una fuente con anisotropía correspondiente a la presentada en esta sección.

Cálculos con MCNP

Para realizar el estudio de la anisotropía con el programa MCNP, se modificó la geometría que se utilizó en el cálculo de la sensibilidad relativa entre detectores, presentada en la sección 3.2.1. Se colocaron los detectores a 60 cm de la fuente, uno sobre el eje de simetría del juego de electrodos y el otro a 90°.

El código MCNP permite especificar fuentes anisótropas mediante dos variables que definen una dirección de referencia y el conjunto discreto de ángulos polares. Por requerimiento del programa, se ingresa el coseno del ángulo, y por defecto, la emisión de partículas es azimutalmente isótropa. Teniendo en cuenta estas facilidades, se propuso modelar la probabilidad de emisión anisótropa con una función de la forma

$$f(\theta) = a \cos^2(\theta) + b \sin^2(\theta) \quad (3.5)$$

donde a y b son constantes. En particular, se fijó $b = 1$ y se exploraron valores para a entre 1 y 1.6. De esta manera, la anisotropía de la fuente se define como $A_f = a/b$.

En la figura 3.8 se muestra la anisotropía medida con los detectores de plata en función de la anisotropía de la fuente. Cada punto del gráfico se obtuvo como el promedio de 10 cocientes entre detectores que fueron obtenidos con distintos números aleatorios, como se detalló en la sección 3.2.1. Se puede apreciar que la anisotropía aumenta pero que no lo hace con pendiente unitaria. Además, es posible notar que la anisotropía detectada es distinta de la unidad cuando $a = 1$ y $b = 1$. Por otro lado, si se toma el promedio de todas las

anisotropías medidas experimentalmente, se obtiene $A_{\text{exp}} = 1.51 \pm 0.02$ que es compatible con una fuente de anisotropía $A_f = 1.4$.

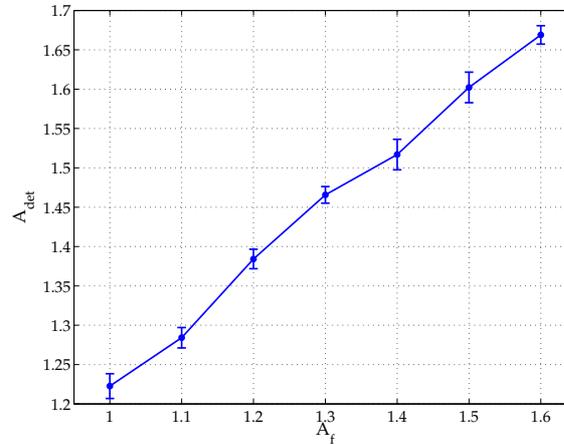


Figura 3.8: Anisotropía detectada (A_{det}) en función de la anisotropía de la fuente (A_f).

Los resultados presentados en la figura 3.8 permiten concluir que el efecto del entorno de la fuente no es despreciable a la hora de determinar la anisotropía de emisión del dispositivo Plasma Focus, ya que si la fuente es isótropa, se obtiene una anisotropía de $A = 1.22 \pm 0.01$. Con el fin de estudiar qué componentes influyen principalmente en la medición de la anisotropía, se estudiaron, adicionalmente, tres variantes de la geometría completa del problema. Se la modificó de manera que en un caso no se halle presente el banco de capacitores, en otro caso no se encuentre la cámara de descargas, y por último, no se hallen ni la cámara ni el banco de capacitores.

Geometría	$A_f = 1.0$	$A_f = 1.4$
completa	1.22 ± 0.01	1.52 ± 0.02
sin banco de capacitores	1.21 ± 0.01	1.52 ± 0.01
sin cámara de descargas	0.99 ± 0.01	1.35 ± 0.01
sin banco y sin cámara	0.99 ± 0.01	1.37 ± 0.01

Tabla 3.1: Resultados de la anisotropía calculada con MCNP para distintas configuraciones.

Con el mismo procedimiento de cálculo que se empleó para obtener los resultados que se muestran en la figura 3.8, en la tabla 3.1 se consignan los datos de la anisotropía detectada con los detectores por activación de plata para los casos enumerados anteriormente. De la tabla se desprende que no hay diferencias en la anisotropía calculada cuando la fuente se

fija en $A_f = 1.0$ o $A_f = 1.4$ y se tiene la configuración completa o se retira solamente el banco de capacitores. Por otro lado, si se remueve únicamente la cámara o en conjunto la cámara y el banco de capacitores, si $A_f = 1.0$, la anisotropía detectada es igual a la de la fuente. En cambio, si $A_f = 1.4$, en ambos casos el resultado es levemente menor. Esto se debe a que el ángulo que subtende el detector, medido desde la fuente, es tal que en promedio la anisotropía introducida en el MCNP, es aproximadamente la misma que fue detectada.

Los resultados presentados en la figura 3.8 y en la tabla 3.1, permiten concluir que la base de la cámara de descargas, que está compuesta por nylon (nombre comercial del polímero sintético denominado poliamida 6), cumple un papel importante en la anisotropía de emisión del dispositivo Plasma Focus.

3.3. Producción neutrónica

La caracterización de la producción neutrónica se realizó utilizando la disposición de detectores que se muestra en la figura 3.4. Las cuentas registradas con el escalímetro se analizaron considerando únicamente aquellos valores de cuentas que, sin el correspondiente fondo del detector, superen 2 veces el fondo de dicho detector.

En la figura 3.9 se muestra la producción de neutrones para deuterio puro y mezclas de deuterio con 2.5% y 5% de argón. Las figuras 3.9-(a) y 3.9-(b) presentan un máximo en 4 mbar con una disminución de la producción para presiones de 5 y 6 mbar. Además, se puede apreciar que la emisión de neutrones es mayor en el caso de una mezcla de deuterio y 2.5% de argón. Por otro lado, la figura 3.9-(c) muestra que la producción tiene un valor máximo en 3 mbar y luego disminuye a medida que aumenta presión. En este caso, el intervalo de presiones explorados se ve reducido ya que la focalización del equipo no se produce regularmente.

Si bien la producción neutrónica medida para deuterio puro y dosificado con 2.5% y 5% de argón es similar, para establecer la proporción adecuada para operar el equipo, se estudió el porcentaje de disparos para cada mezcla cuya producción de neutrones supera un valor determinado de neutrones. Para ello, se confeccionó un gráfico combinando todos los datos obtenidos para cada presión y a la misma mezcla de trabajo, considerando solamente deuterio puro y dosificado con 2.5% de argón.

La figura 3.10 muestra el gráfico del porcentaje de disparos en los que se detectó, con el detector 4, una producción neutrónica igual o mayor a valores comprendidos entre 300 y

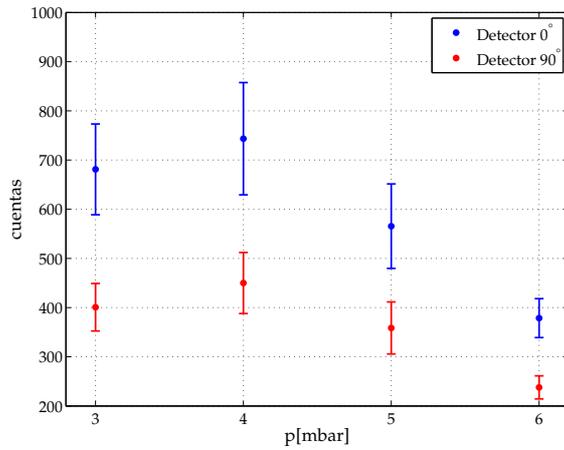
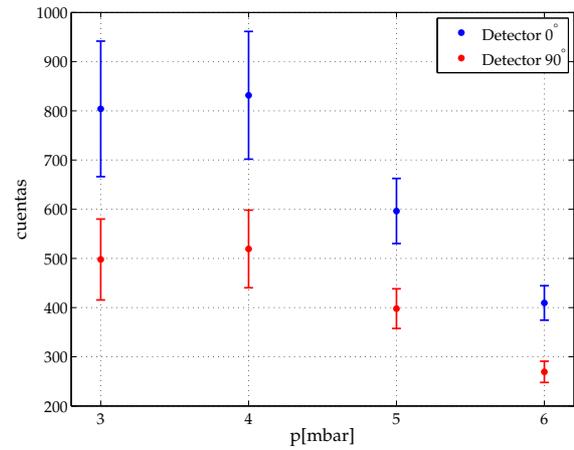
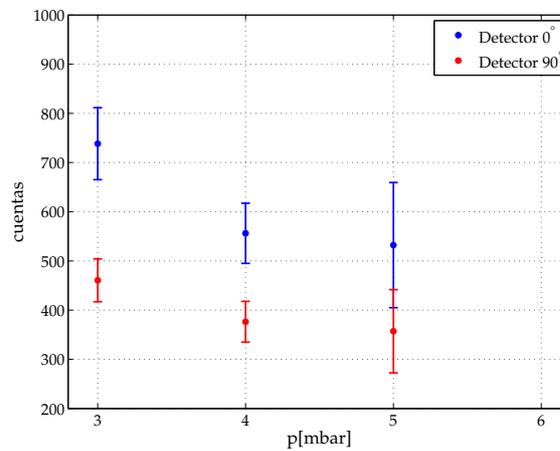
(a) Gas: D₂.(b) Gas: mezcla de D₂ y 2.5% de Ar.(c) Gas: mezcla de D₂ y 5% de Ar.

Figura 3.9: Producción de neutrones medida con un detector colocado sobre el eje de simetría de los electrodos y otro ubicado a 90° respecto del anterior.

1300 cuentas. Como se puede apreciar, a medida que aumenta la producción de neutrones, disminuye la proporción de disparos con una alta producción de neutrones. Asimismo, es posible notar que la proporción de disparos con producción neutrónica es mayor cuando se utiliza una mezcla con 2.5% de argón comparado con el caso de deuterio puro.

3.3.1. Modelo de producción neutrónica

Para interpretar los resultados de la producción neutrónica en mezclas de deuterio y argón, se desarrolló e implementó una extensión del modelo de Moreno *et ál.* (2000), que

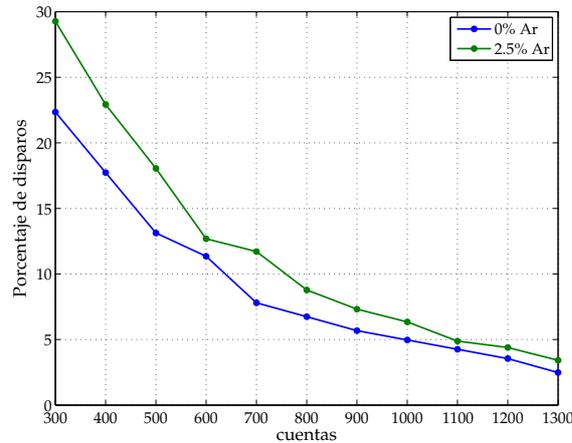


Figura 3.10: Porcentaje de disparos cuya producción neutrónica supere un cierto número de cuentas. Por ejemplo: aprox. el 10 % de los disparos con 2.5 % de argón tiene una producción neutrónica mayor o igual a 800 cuentas.

se aplica en el caso de descargas en deuterio puro. Las hipótesis fundamentales del modelo son:

1. La lámina se modela como un pistón plano con la aproximación de barredora de nieve. La solución analítica para el tiempo al foco se obtiene mediante perturbaciones a primer orden.
2. El foco se modela como un cilindro de longitud igual al radio del ánodo. Se supone, además, que el estado termodinámico durante la compresión es aproximadamente igual al equilibrio de Bennett. Esta aproximación arrojó buenos resultados en descargas empleando deuterio puro (Moreno *et ál.*, 2000).
3. Se consideran sólo los neutrones provenientes de reacciones termonucleares. Debido a esto, los resultados teóricos se comparan con las mediciones tomadas con el detector a 90° respecto al eje de simetría de la cámara, dirección en la cual la mayoría de los neutrones son producto de este mecanismo.

Bajo estas hipótesis, el número de neutrones producidos en el foco es

$$Y = \frac{1}{2} \int_{\Delta t} n^2 \langle \sigma v \rangle V dt \quad (3.6)$$

donde n es la densidad de deuterones, $\langle \sigma v \rangle$ es la sección eficaz termonuclear, V es el volumen del pinch y Δt su duración. Asumiendo que durante las reacciones las variables

se mantienen constantes y cercanas al equilibrio de Bennett, la ec. (3.6) se aproxima como

$$Y \approx \frac{N^2 \langle \sigma v \rangle_B \Delta t}{2V_B} \quad (3.7)$$

donde el subíndice corresponde a las variables evaluadas en el equilibrio de Bennett y N es el número de deuterones involucrados en la reacción.

Para hallar la producción neutrónica se deben calcular las variables que conforman la ec. (3.7). A continuación, se desarrollan las ecuaciones que describen el circuito eléctrico y aquellas que relacionan el número de deuterones con la masa de la columna de plasma. Además, se incluyen las expresiones y consideraciones requeridas para calcular las restantes variables.

Circuito eléctrico

Suponiendo el modelo de barredora de nieve y una lámina de corriente representada por un pistón plano, en la zona delimitada por el cátodo y el ánodo, acoplado con un circuito eléctrico externo cuyos componentes principales son un banco de capacitores y la inductancia del dispositivo, las ecuaciones que describen el sistema son

$$\frac{d}{dt} \left[mx \frac{dx}{dt} \right] = \frac{1}{2} l \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 \quad (3.8)$$

$$\frac{d}{dt} \left[(L_{ext} + lx) \frac{dQ}{dt} \right] + \frac{Q}{C} = 0 \quad (3.9)$$

donde m es la masa por unidad de longitud, Q la carga del banco de capacitores, l la inductancia por unidad de longitud asociada a los electrodos, L_{ext} es la inductancia asociada al banco capacitores y las conexiones, C es la capacidad del banco y x es la coordenada axial a lo largo del ánodo. Considerando una carga inicial Q_0 y asumiendo que la ruptura dieléctrica del gas es instantánea, la solución a primer orden de las ecs. (3.8) y (3.9) es

$$Q = Q_0 \cos(\omega t) \quad (3.10)$$

$$x^2 = \frac{lQ_0^2}{4m} [(\omega t)^2 - \text{sen}^2(\omega t)] \quad (3.11)$$

Suponiendo, además, que el tiempo del colapso radial es mucho menor que el tiempo de desplazamiento axial, el tiempo (t_f) y la corriente (I_f) al momento de la focalización se pueden estimar como

$$z^2 = \frac{lQ_0^2}{4m} [(\omega t_f)^2 - \text{sen}^2(\omega t_f)] \quad (3.12)$$

$$I_f = Q_0 \omega \text{sen}(\omega t_f) \quad (3.13)$$

donde en este caso se evaluó $x = z$ como la longitud efectiva del ánodo más su propio radio.

Mezcla de gases

La presión de una mezcla de deuterio y argón en un volumen V , se puede escribir como la suma de las presiones parciales de dichos gases, es decir

$$p_0 = p_{D_2} + p_{Ar} = \frac{N_D}{2} \frac{kT_0}{V} + N_{Ar} \frac{kT_0}{V} \quad (3.14)$$

donde p_0 corresponde a la presión total, N_i es la cantidad de núcleos de la especie i , T_0 es la temperatura ambiente y k la constante de Boltzmann. La proporción en presión de argón en la mezcla se obtiene como

$$a = \frac{p_{Ar}}{p_{D_2} + p_{Ar}} = \frac{N_{Ar} \frac{kT_0}{V}}{\frac{N_D}{2} \frac{kT_0}{V} + N_{Ar} \frac{kT_0}{V}} = \frac{N_{Ar}}{\frac{N_D}{2} + N_{Ar}} \quad (3.15)$$

de la cual se puede obtener el cociente entre N_D y N_{Ar} , siendo

$$\epsilon = \frac{N_D}{N_{Ar}} = 2 \left(\frac{1}{a} - 1 \right) \quad (3.16)$$

Despreciando la masa de los electrones, la masa total contenida en el volumen V se puede escribir en función del número de núcleos de deuterio y argón como $V\rho_0 = N_D m_D + N_{Ar} m_{Ar}$, donde m_D y m_{Ar} corresponden a las masas de los núcleos de deuterio y argón, respectivamente. Combinando esta última expresión con la ec. (3.14), se obtiene

$$p_0 = kT_0 \rho_0 \left(\frac{\frac{N_D}{2} + N_{Ar}}{N_D m_D + N_{Ar} m_{Ar}} \right) = kT_0 \rho_0 \frac{2 + \epsilon}{2(\epsilon m_D + m_{Ar})} \quad (3.17)$$

En el caso que se trabaje con deuterio puro, la ec. (3.17) se simplifica reemplazando $N_{Ar} = 0$. Por último, la densidad del gas de carga en reposo se relaciona con la masa por unidad de longitud, m , como

$$\rho_0 = \frac{m}{\pi(r_c^2 - r_a^2)\zeta_A} \quad (3.18)$$

donde r_c y r_a son el radio interno del cátodo y el radio externo del ánodo, respectivamente, y ζ_A es un parámetro que da cuenta de la eficiencia de barrido de la lámina en la etapa axial del Plasma Focus. Mediante este parámetro se ajustan los tiempos de focalización del equipo.

Producción neutrónica

El número de deuterones que contiene el foco se calcula a partir de su propia masa. Para ello, se estima la masa como la fracción contenida inicialmente en un doble cono cuya base es la boca del ánodo y la altura es la mitad de la longitud del foco, es decir

$$M_f = \zeta_R \rho_0 \frac{h\pi r_a^2}{3} = m_D N_D + m_{Ar} N_{Ar} = N_{Ar} (m_{Ar} + \epsilon m_D) \quad (3.19)$$

donde h es la longitud del foco y ζ_R es un parámetro de eficiencia de barrido radial. A partir de esta última ecuación, es posible obtener el número de núcleos de deuterio y argón en el foco como

$$N_D = \frac{\epsilon M_f}{\epsilon m_D + m_{Ar}} \quad (3.20)$$

$$N_{Ar} = \frac{M_f}{\epsilon m_D + m_{Ar}} \quad (3.21)$$

Cuando se satisface el equilibrio de Bennett, se cumple que

$$2\pi p_B r_B^2 = \frac{\mu_0}{4\pi} I_f^2 \quad (3.22)$$

teniendo en cuenta que el volumen en el equilibrio de Bennett es $V_B = \pi h r_B^2$, se obtiene

$$\frac{\mu_0}{8\pi} h I_f^2 = p_B V_B = (N_e + N_D + N_{Ar}) k T_B \quad (3.23)$$

y la expresión para T_B es

$$T_B = \frac{\mu_0 h I_f^2}{8\pi k (N_e + N_D + N_{Ar})} \quad (3.24)$$

con lo cual, la temperatura de Bennett, T_B , se determina con I_f , la corriente al momento del foco; h , la longitud del foco; y la suma de la cantidad de electrones y núcleos de argón y deuterio en equilibrio.

A partir de la temperatura en el equilibrio de Bennett, es posible calcular la sección eficaz efectiva de reacción termonuclear, $\langle \sigma v \rangle$, mediante la expresión

$$\langle \sigma v \rangle_B = \langle \sigma v \rangle^* \left(\frac{T_B}{T^*} \right)^{-\frac{2}{3}} \exp \left(-\frac{T_B}{T^*} \right) \quad (3.25)$$

donde $\langle \sigma v \rangle^* = 3.31 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{seg}$ y $T^* = 7.65 \times 10^{10} \text{ K}$.

El tiempo característico del foco, Δt , se puede estimar a partir de la ecuación de parámetros concentrados de un foco cilíndrico isoentrópico de longitud h y masa M_f constantes (Moreno *et ál.*, 2000) como

$$\Delta t = \frac{\pi r_B}{4} \sqrt{\frac{3m_D}{kT_B}} \quad (3.26)$$

que corresponde a linealizar la ecuación de parámetros concentrados alrededor de r_B y de la expresión que se obtiene, que corresponde a un oscilador armónico, se toma el cuarto de período como estimación para Δt . Por último, el radio de Bennett, r_B , se relaciona con la temperatura por medio de la hipótesis isoentrópica

$$r_B = r_s \left(\frac{T_B}{T^*} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (3.27)$$

donde r_s es una referencia isoentrópica apropiada.

El número de electrones N_e intervinientes en la ec. (3.24), corresponde a electrones libres en equilibrio térmico con los iones. Esta cantidad es difícil de estimar dado que puede haber ionización parcial (con lo cual habrá electrones confinados) y los electrones libres pueden no estar en equilibrio térmico con los iones (dado que el tiempo de duración del foco es muy corto). La energía de ionización del deuterón (13.603 eV) es comparable con las energías de ionización del primer y segundo electrón externo del argón (15.76 eV y 27.63 eV, respectivamente). Considerando estos valores de energía, para estimar el número de electrones presentes en el foco, se supuso que se ioniza y termaliza una fracción κ de los electrones de los deuterones y del primer nivel externo del argón, y una fracción $\kappa/2$ del segundo nivel, es decir,

$$N_e = \kappa N_D + \frac{3}{2} \kappa N_{Ar} \quad (3.28)$$

Para estimar la influencia de la presencia de argón en el parámetro κ , se considera que la energía de los electrones libres en equilibrio térmico con los iones en el caso de deuterio puro (proporcional a $\kappa_0 N_D$), es igual a la energía de los electrones libres en equilibrio en la mezcla con argón más un término adicional que da cuenta de la energía de excitación de los átomos de argón, es decir,

$$\kappa_0 N_D = \kappa N_D + \frac{3}{2} \kappa N_{Ar} + \zeta \kappa N_{Ar} \quad (3.29)$$

donde ζ puede estimarse como la energía promedio de excitación absorbida por átomo de argón ionizado en unidades de energía de ionización del deuterio puro. De la ec. (3.29) se puede despejar κ en función de ζ resultando

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{1 + \left(\frac{3}{2} + \zeta \right) \frac{N_{Ar}}{N_D}} \quad (3.30)$$

Para estimar ζ se consideraron las energías de ionización del argón. Si se ioniza dos veces el argón, la excitación máxima se logra cuando los electrones más ligados ocupan los niveles que fueron desocupados por la ionización. En este caso, la energía de excitación se calcula como $E^* = E_{18} + E_{17} - E_1 - E_2$, donde E_i corresponde a la energía de ionización del

electrón del nivel i . Pero en el modelo propuesto, se supone que la probabilidad de ionización del electrón de la segunda capa es la mitad que el de la primera, entonces la excitación máxima se ve modificada resultando $E_{exc} = E^*/2 + (E_{18} - E_1)/2$, donde el primer término corresponde a que en la mitad de los casos ocurre la excitación de dos electrones, y el segundo a que sólo suceda la excitación del electrón más interno hasta el nivel más externo. Finalmente, el valor de ζ se obtiene calculando el cociente entre la energía de excitación E_{exc} y la energía de ionización del deuterio, cuyo valor es $\zeta = E_{exc}/E_D = 475$.

Resumiendo, los parámetros del modelo que se deben ajustar son ζ_A , ζ_R , r_s y κ_0 . Estos parámetros se ajustaron por cuadrados mínimos empleando todos los datos experimentales para minimizar las expresiones

$$S_{t_f} = \sum_i \frac{(t_i^{exp} - t_i^{mod})^2}{(\sigma_{t_f}^{exp})_i^2} \quad (3.31)$$

$$S_Y = \sum_i \frac{(Y_i^{exp} - Y_i^{mod})^2}{(\sigma_Y^{exp})_i^2} \quad (3.32)$$

donde *exp* y *mod* hacen referencia a los datos experimentales y a los calculados con el modelo, respectivamente. Mediante la ec. (3.31), que corresponde a los tiempos al momento del foco, se ajusta el parámetro ζ_A . Por otro lado, con los datos de la emisión neutrónica, se minimiza la ec. (3.32) para hallar los valores de ζ_R , r_s y κ_0 .

Resultados

En la figura 3.11 se presentan los tiempos al foco para las distintas mezclas estudiadas y el correspondiente ajuste numérico de los datos experimentales, con un coeficiente de barrido axial $\zeta_A = 0.6062$. Es posible notar cómo los tiempos al foco se ven modificados por el agregado de argón, respecto del caso de deuterio puro.

Con el valor obtenido de ζ_A , se ajustaron las producciones neutrónicas medidas con el detector ubicado a 90° con respecto al eje de simetría de la cámara de descargas. Como se mencionó párrafos atrás, se fijó el valor de $\zeta = 475$ y se ajustaron los datos experimentales obteniéndose $\zeta_R = 0.0377$, $r_s = 8.4757 \cdot 10^{-6}$ m y $\kappa_0 = 0.1629$. La figura 3.12 muestra los datos experimentales junto con las curvas que ajustan los valores medidos. Puede apreciarse que el modelo propuesto predice adecuadamente el incremento de la producción neutrónica en la mezcla con 2.5% de argón con respecto al deuterio puro. A su vez, en el caso de 5% de argón, la producción disminuye si se la compara con la mezcla de deuterio con 2.5% de

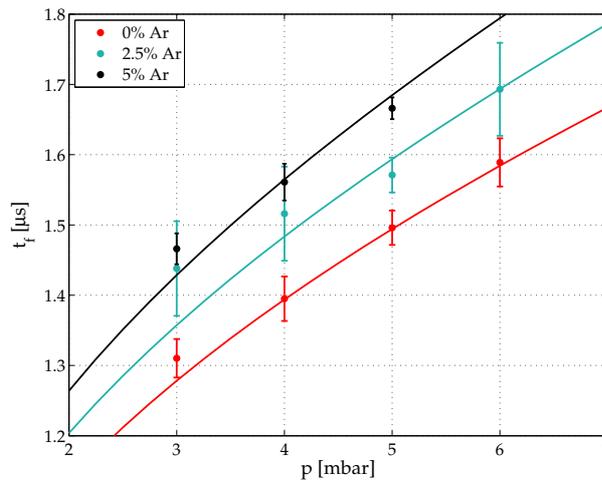


Figura 3.11: Tiempos al foco y su ajuste en función de la presión. Parámetro de ajuste: $\zeta_A = 0.6062$.

argón. Además, se puede observar que el máximo de la producción se desplaza levemente hacia presiones bajas al aumentar la proporción de argón.

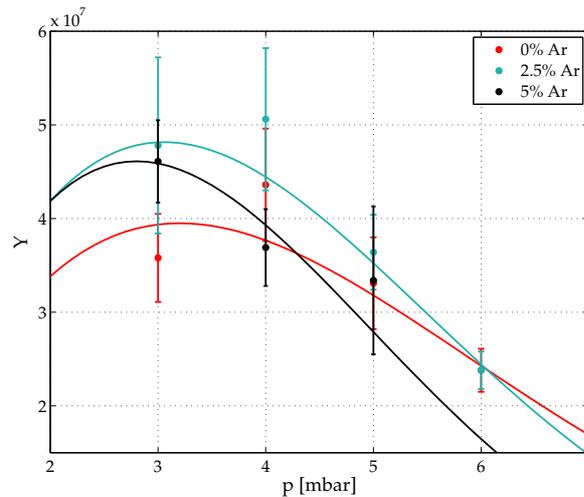


Figura 3.12: Producción neutrónica medida con el detector ubicado a 90° del eje de simetría. Parámetros del ajuste: $\zeta_R = 0.0377$, $r_s = 8.4757 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $\kappa_0 = 0.1629$.

Asumiendo que los parámetros hallados a partir de los ajustes no se modifican apreciablemente cuando se agrega argón al deuterio, se estudió la variación de la producción de neutrones para distintas proporciones de argón. En la figura 3.13-(a) se muestran las curvas de la producción neutrónica en función de la presión y para distintas mezclas de deuterio y argón. Se puede observar que a medida que se agrega argón, la producción aumenta llegando a su máximo cuando la proporción es del 2%. Además, el máximo se

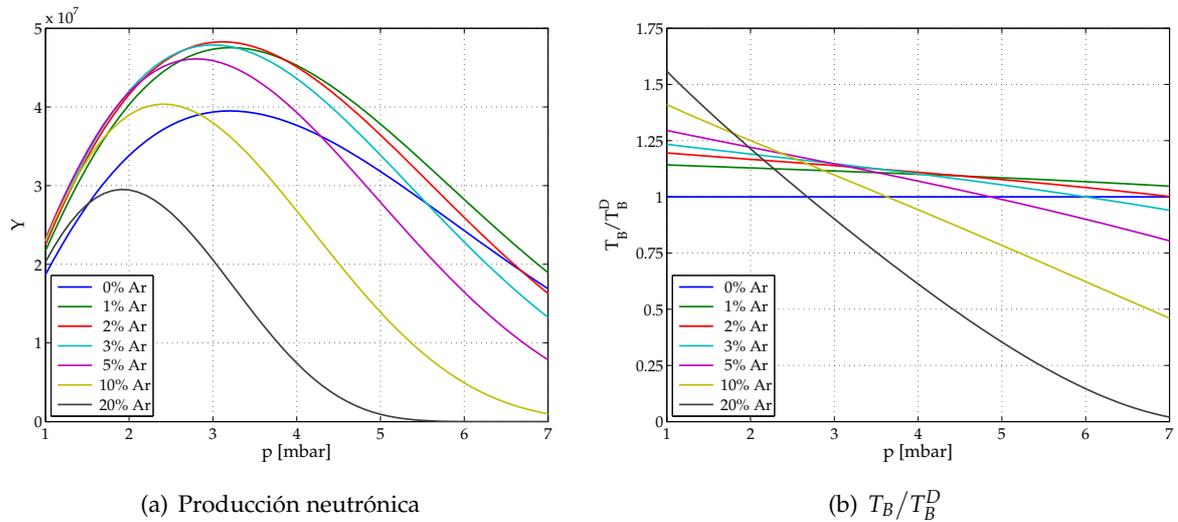


Figura 3.13: Producción neutrónica y cociente entre T_B y T_B^D para varias proporciones de argón.

desplaza a hacia bajas presiones pero con una disminución considerable de la producción, especialmente con 20 % de argón en mezcla, donde se reduce aproximadamente un 40 % con respecto al caso de mayor producción neutrónica.

El agregado de argón al deuterio se ve reflejado en la cantidad de partículas que se consideran al momento de calcular la temperatura de Bennett, como se detalla en la ec. (3.23). Para mostrar este efecto, se graficó en la figura 3.13-(b) el cociente entre las temperaturas de Bennett, T_B , para las distintas mezclas consideradas y la que se obtiene en el caso de emplear únicamente deuterio, T_B^D . Es posible notar que al agregar argón al deuterio, el cociente de temperatura decrece a medida que aumenta la presión. Para bajas proporciones de argón, 1 % y 2 %, y en el rango de presiones comprendido entre 1 y 7 mbar, la temperatura de Bennett es mayor con respecto al caso con deuterio puro, alcanzando aumentos de aproximadamente un 20 % a una presión de 1 mbar. En cambio, a medida que se incorpora argón a partir del 3 % en la mezcla, la temperatura de Bennett puede ser menor que la T_B^D según la presión que se considere. Sin embargo, si la temperatura se incrementa, por ejemplo un 50 % para 20 % de argón en mezcla, en estos casos la producción neutrónica es baja.

4

Análisis espectral de la radiación x de alta energía: formulación del método

La caracterización espectral de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, es de una enorme complejidad experimental ya que la emisión es pulsada, de alta intensidad y con longitudes de onda inferiores a 0.1 nm. La complejidad de la determinación radica en que los métodos espectroscópicos de uso habitual no son aplicables a este tipo de radiación. Los instrumentos espectroscópicos que se emplean en la región de bajas longitudes de onda, utilizan, como elemento dispersor, un cristal que permite alcanzar longitudes de onda de hasta 0.1 nm. Por otro lado, si bien los métodos basados en espectroscopía γ , que se utilizan, por ejemplo en física nuclear, son adecuados para estudiar la radiación emitida por los Plasma Focus, presentan el inconveniente que los eventos que arriban al detector deben ser simples, es decir, los instrumentos sólo pueden procesar un fotón por vez. El pulso de radiación x que emite el Plasma Focus en un disparo, tiene una duración de aproximadamente 50 ns, con lo cual todos los fotones llegan al detector en un lapso de tiempo muy breve. Esta situación presenta un problema tecnológico ya que el tiempo de procesamiento de los equipos comerciales es de alrededor de 500 ns, es decir, un orden de magnitud mayor que la duración del pulso de radiación.

Por otra parte, se podría detectar un fotón por vez si se aumenta la distancia entre el equipo y el detector. De esta manera, el detector recibe un fotón proveniente del primer disparo, y para que luego se registre otro, es necesario volver a operar el Plasma Focus. Como se desprende de este procedimiento, para poder obtener suficiente información que permita adquirir un espectro representativo, habría que operar el Plasma Focus una cantidad de veces que resulta impracticable. Aún si fuera posible, las superficies de los electrodos y de la cámara se deteriorarían con los sucesivos disparos, en detrimento de la reproducibilidad de la descarga.

Con el fin de estudiar el espectro de la radiación emitida por el Plasma Focus, se implementó un método para determinar la componente del espectro a partir de la radiación atenuada en placas metálicas de distintos materiales y espesores. Asimismo, la metodología expuesta en la presente tesis, incorpora el efecto de la radiación que fue dispersada por las muestras metálicas y que imprime además, la película radiográfica que se utiliza como detector.

4.1. Metodología propuesta y su modelización

4.1.1. Idea general del método

La idea general del método para determinar el espectro de rayos x emitido por el Plasma Focus, consiste en considerar la atenuación de la radiación x debida a diversos materiales de distinto espesor. Como estos materiales tienen cierto espesor, el efecto dispersivo de cada muestra no es despreciable con lo cual se modifica el espectro de fotones incidente.

Cuando el espesor del material es pequeño, la atenuación de la radiación se describe mediante la ecuación

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad (4.1)$$

donde I_0 y I corresponden a la intensidad de la radiación antes y después de atravesar la muestra, respectivamente, μ es el coeficiente de atenuación másico y x es el espesor másico de la muestra. El coeficiente μ engloba las secciones eficaces de interacción del fotón con el material y depende, además, de la energía con que incide. La ec. (4.1) describe, entonces, la proporción de fotones de una cierta energía que atravesaron la muestra y que no vieron modificada su energía.

Para muestras con espesor finito, los fotones que la atraviesan son dispersados por el material. En este caso, el espectro saliente se ve modificado, con lo cual la expresión presentada en la ec. (4.1) subestima la cantidad de fotones que se detectan a la salida de la muestra.

4.1.2. Formalización

Cuando la radiación policromática de espectro S incide sobre un filtro m de material i y espesor j , como se ilustra en la figura 4.1, la radiación saliente presenta un espectro ζ que es distinto al anterior dado que las componentes incidentes interactúan con el filtro de diferente manera. La señal que registra el detector detrás de un filtro es

$$I = \int_0^{\infty} A \eta(E) C \zeta(E) dE \quad (4.2)$$

siendo A la cantidad de fotones por unidad de área que llegan al detector, $\eta(E)$ la eficiencia de conversión de x a visible del detector presentado en la sección 2.2.3 y C es un factor de acoplamiento óptico entre la película radiográfica y la pantalla convertora (independiente de la energía del fotón incidente). En el caso que la radiación no atraviese ninguna muestra, ζ es igual a S .

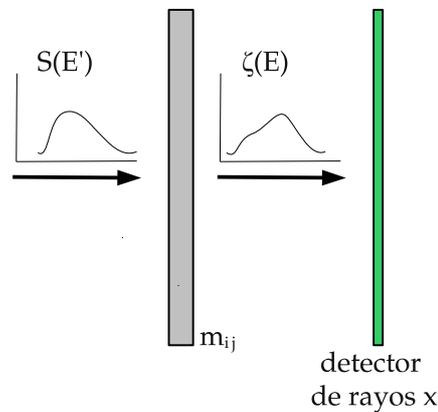


Figura 4.1: Esquema ilustrativo de la situación planteada para determinar el espectro de la radiación x de alta energía. El espectro emitido por el Plasma Focus, $S(E')$, atraviesa una muestra m_{ij} , cuyo espectro por detrás, $\zeta(E)$, es registrado por el detector.

La cantidad de fotones con energía comprendida entre E y $E + dE$ que se tienen detrás de un filtro, puede escribirse como

$$\zeta(E) dE = \int_{E'=0}^{\infty} f(E, E', \mathbf{p}) dE S(E') dE' \quad (4.3)$$

siendo:

- $S(E') dE'$ la cantidad de fotones incidentes con energía comprendida entre E' y $E' + dE'$
- $f(E, E', \mathbf{p}) dE$ la cantidad de fotones emergentes con energía comprendida entre E y $E + dE$, por cada fotón incidente con energía comprendida entre E' y $E' + dE'$
- \mathbf{p} el vector de parámetros que especifican el filtro (material, densidad, y espesor)

Reemplazando la ec. (4.3) en la (4.2) se obtiene

$$I(\mathbf{p}) = AC \int_0^\infty \eta(E) \int_{E'=0}^\infty f(E, E', \mathbf{p}) dE S(E') dE' \quad (4.4)$$

$$= AC \int_0^\infty \int_{E'=0}^\infty \eta(E) f(E, E', \mathbf{p}) dE S(E') dE' \quad (4.5)$$

e intercambiando el orden de integración resulta

$$I(\mathbf{p}) = AC \int_{E'=0}^\infty \int_0^\infty \eta(E) f(E, E', \mathbf{p}) dE S(E') dE' \quad (4.6)$$

$$= AC \int_{E'=0}^\infty S(E') \int_0^\infty \eta(E) f(E, E', \mathbf{p}) dE dE' \quad (4.7)$$

$$= AC \int_{E'=0}^\infty S(E') \Psi(E', \mathbf{p}) dE' \quad (4.8)$$

donde se definió

$$\Psi(E', \mathbf{p}) = \int_0^\infty \eta(E) f(E, E', \mathbf{p}) dE \quad (4.9)$$

que se corresponde con la señal registrada por el detector como consecuencia de un fotón incidente, con energía comprendida entre E' y $E' + dE'$, sobre un filtro de parámetro \mathbf{p} .

Los factores de proporcionalidad A y C , que son desconocidos, pueden eliminarse del desarrollo si se considera el coeficiente de transmisión T . Teniendo en cuenta las ecs. (4.2) y (4.8) se obtiene

$$T(\mathbf{p}) = \frac{I(\mathbf{p})}{I_0} = \frac{\int_0^\infty S(E') \Psi(E', \mathbf{p}) dE'}{\int_0^\infty \eta(E') S(E') dE'} \quad (4.10)$$

donde I_0 corresponde a la señal que recibe el detector y que no fue atenuada por ningún filtro.

El coeficiente $T(\mathbf{p})$, que se obtiene para cada material y espesor, compara el número de fotones visibles que imprimieron la película luego de atravesar un filtro de cierto material y espesor, con aquellos que llegan directamente al detector sin ser atenuados. En otras palabras, es la exposición relativa de la película para cada filtro de material i y espesor j .

Como se desprende de la ec. (4.10), para calcular el espectro de rayos x emitido por el Plasma Focus, se debe medir el coeficiente de transmisión para un conjunto de materiales

adecuados y además, calcular la integral $\Psi(E', \mathbf{p})$. En las próximas secciones del presente capítulo, se expondrán los procedimientos necesarios para implementar experimentalmente el método y calcular la integral antes mencionada.

4.2. Implementación experimental del método

Como fue descrito en la sección anterior, el método para analizar las componentes espectrales de la radiación x , consiste en medir los coeficientes de transmisión, $T^{exp}(\mathbf{p})$, para un set de filtros empleando el detector de rayos x presentado en la sección 2.2.3. A continuación, se describe el montaje realizado y el correspondiente análisis de las imágenes radiográficas.

4.2.1. Preparación del detector de rayos x

El sistema película–pantalla que fue presentado en la sección 2.2.3, no provee directamente la información sobre los coeficientes $T^{exp}(\mathbf{p})$ que son requeridos para obtener $S(E')$, como se detalla en la ec. (4.10). La información suministrada corresponde a una imagen radiográfica con diferentes densidades ópticas, que están relacionadas con la mayor o menor atenuación que producen distintos materiales interpuestos entre la fuente y el sistema película–pantalla. Por esta razón, se colocaron entre la película y la pantalla intensificadora, un conjunto de filtros grises calibrados para la luz emitida por dicha pantalla, como se esquematiza en la figura 4.2.

A partir de las densidades ópticas medidas para cada filtro gris, es posible calibrar el sistema con las transmisiones absolutas del conjunto de filtros. De esta manera, la radiografía tendrá su propia calibración y los resultados serán independientes de las posibles e ineludibles diferencias que se producen durante el revelado y fijado manual de la película.

El conjunto de filtros grises calibrados es de marca AGFA, modelo Structurix Denstep 30, que se utiliza en dosimetría de radiografías de aplicaciones industriales. Las dimensiones del film son de 3.5 cm de alto y 20 cm de longitud, abarcando un rango de densidades ópticas de 0.152 a 4.230 en 15 pasos. La relación entre la densidad óptica, DO , y la transmisividad, T , se establece como

$$DO = -\log(T) \quad (4.11)$$

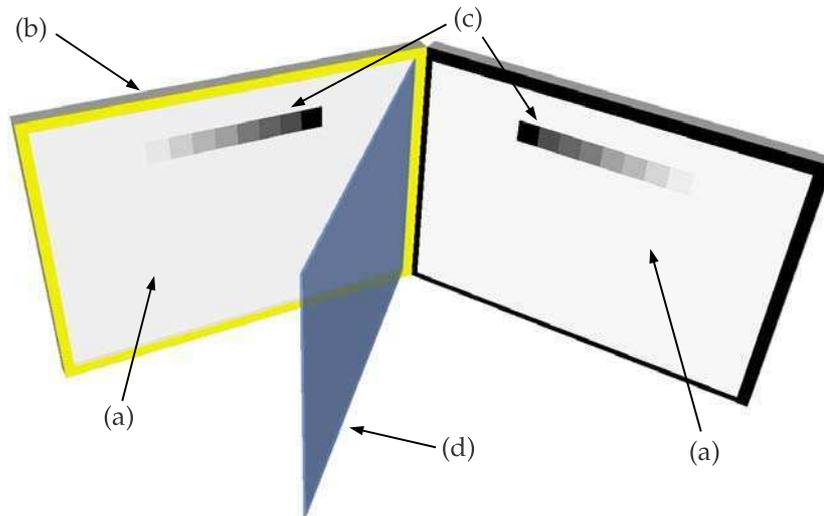


Figura 4.2: Disposición de los filtros grises calibrados en el interior del casete radiográfico. Ref.: (a) Pantalla intensificadora; (b) Casete radiográfico; (c) Filtros grises calibrados; (d) Película radiográfica.

Los resultados que se obtuvieron durante el presente trabajo, se obtuvieron utilizando los primeros 8 filtros que corresponden a un intervalo de transmisiones absolutas de 0.074 a 0.7.

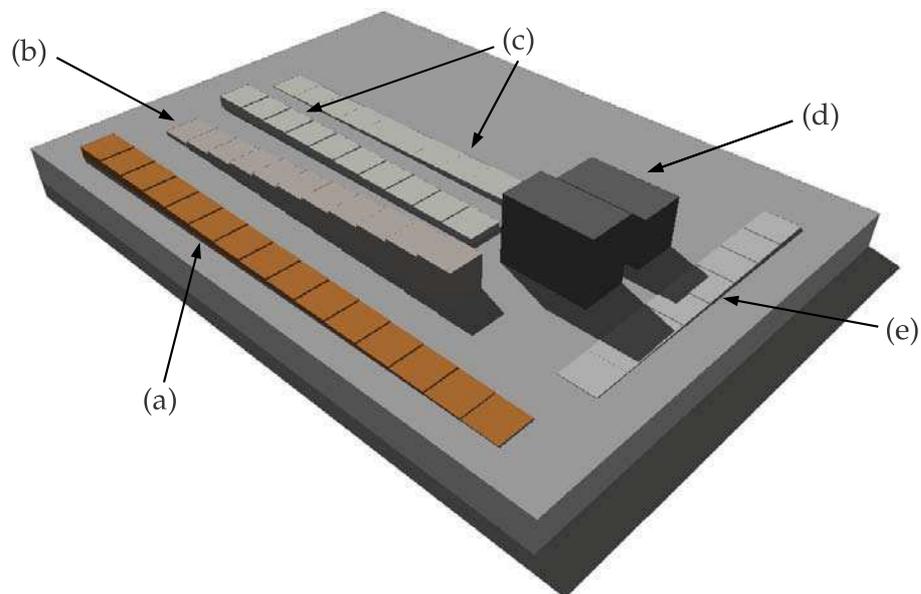


Figura 4.3: Esquema de la ubicación de los filtros metálicos sobre el casete radiográfico. Ref.: (a) cobre; (b) titanio; (c) níquel; (d) plomo; (e) plata.

Sobre el exterior de una de las caras del detector de rayos x, se colocó un conjunto de filtros consistente en láminas de plata, cobre, níquel y titanio de calidad analítica y diferentes espesores, y dos muestras de plomo. En la figura 4.3 se ilustra el conjunto de filtros metálicos ubicados sobre una de las caras del casete. Para la fabricación de las muestras, se consideraron los materiales y espesores disponibles en el mercado cuyos valores e intervalos de espesores se presentan en la tabla 4.1. El conjunto de filtros fue construido buscando, en sucesivas pruebas, que la radiación al ser atenuada por los materiales, permita obtener radiografías claras y con muy buen contraste en cada una de las piezas que lo conforman.

Metal	Rango [cm]	Paso [cm]	No. de pasos
plata	0.01 - 0.08	0.01	8
cobre	0.02 - 0.30	0.02	15
níquel	0.015 - 0.300	0.015	20
titanio	0.089 - 0.979	0.089	11
plomo	1.40 - 1.88	0.48	1

Tabla 4.1: Espesores de los metales empleados para el conjunto de filtros. Se detalla el rango de espesores como así también la cantidad de pasos y el correspondiente paso para cada metal.

4.2.2. Análisis de las radiografías

En la figura 4.4 se muestra la imagen radiográfica del conjunto de filtros metálicos, obtenida operando el dispositivo Plasma Focus a 30 kV con una mezcla de deuterio y 2.5 % de argón y a una presión de 4 mbar. El sistema película-pantalla junto con los filtros, se colocó a 53.5 cm de la tapa de la cámara de descargas. Esta distancia permite obtener imágenes radiográficas claras y con alto contraste.

Abarcando una gran parte de la superficie de la radiografía, se pueden apreciar las diferentes tonalidades correspondientes a la atenuación de cada una de las muestras metálicas. Las zonas oscuras o de alta densidad óptica, corresponden a sectores donde la película recibió más radiación con respecto a las regiones más claras. Estas zonas se corresponden con filtros de reducido espesor, materiales poco atenuantes o con el fondo de la película. Por otro lado, en la zona superior de la película se observa la imagen radiográfica correspondiente al grupo de filtros grises que se utilizan para la calibración de la radiografía.

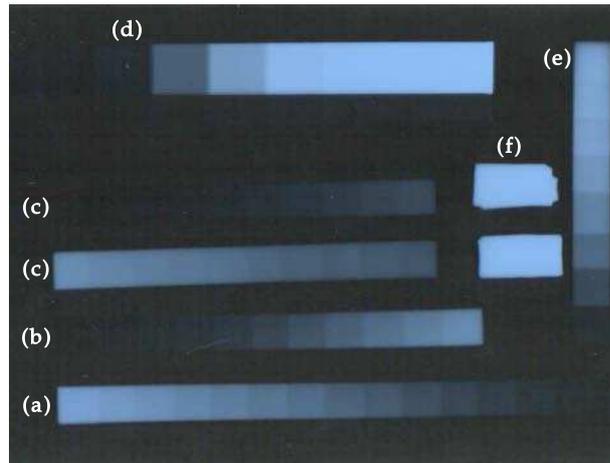


Figura 4.4: Radiografía de los filtros metálicos y del patrón de calibración.
Ref.: (a) cobre; (b) titanio; (c) níquel; (d) filtro patrón; (e) plata; (f) plomo.

Análisis densitométrico de las películas

El análisis densitométrico de las radiografías se realizó con un densitómetro óptico de transmisión marca Tobias TBX. Las películas seleccionadas para obtener el cálculo del espectro de alta energía, satisfacen que los valores de densidad óptica medidos se ubican por sobre el velo y por debajo del nivel de saturación, como se indica en la curva sensitométrica mostrada en la sección 2.2.3.

Durante el proceso de revelado y fijado es posible que se generen inhomogeneidades que afecten la impresión de la película. Por esta razón, se consideró medir la densidad óptica normalizada, $DON(\mathbf{p})$, expresada como

$$DON(\mathbf{p}) = \frac{DO(\mathbf{p})}{DO_{ED}(\mathbf{p})} \quad (4.12)$$

siendo $DO(\mathbf{p})$ la densidad óptica medida en la película para cada filtro y $DO_{ED}(\mathbf{p})$ es la correspondiente a la densidad óptica medida cuando la exposición es directa, es decir, en la zona adyacente al filtro considerado.

En la figura 4.5 se muestran las densidades ópticas normalizadas para la radiografía presentada en la figura 4.4. Las densidades ópticas presentan valores que disminuyen a medida que aumenta el espesor del filtro. Es de destacar que el cobre y el níquel presentan valores similares para los mismos espesores, lo cual es consistente con que ambos materiales tengan un coeficiente de atenuación similar. Por otro lado, la atenuación en la plata es mayor que para los otros materiales ya que la densidad óptica disminuye apreciablemente

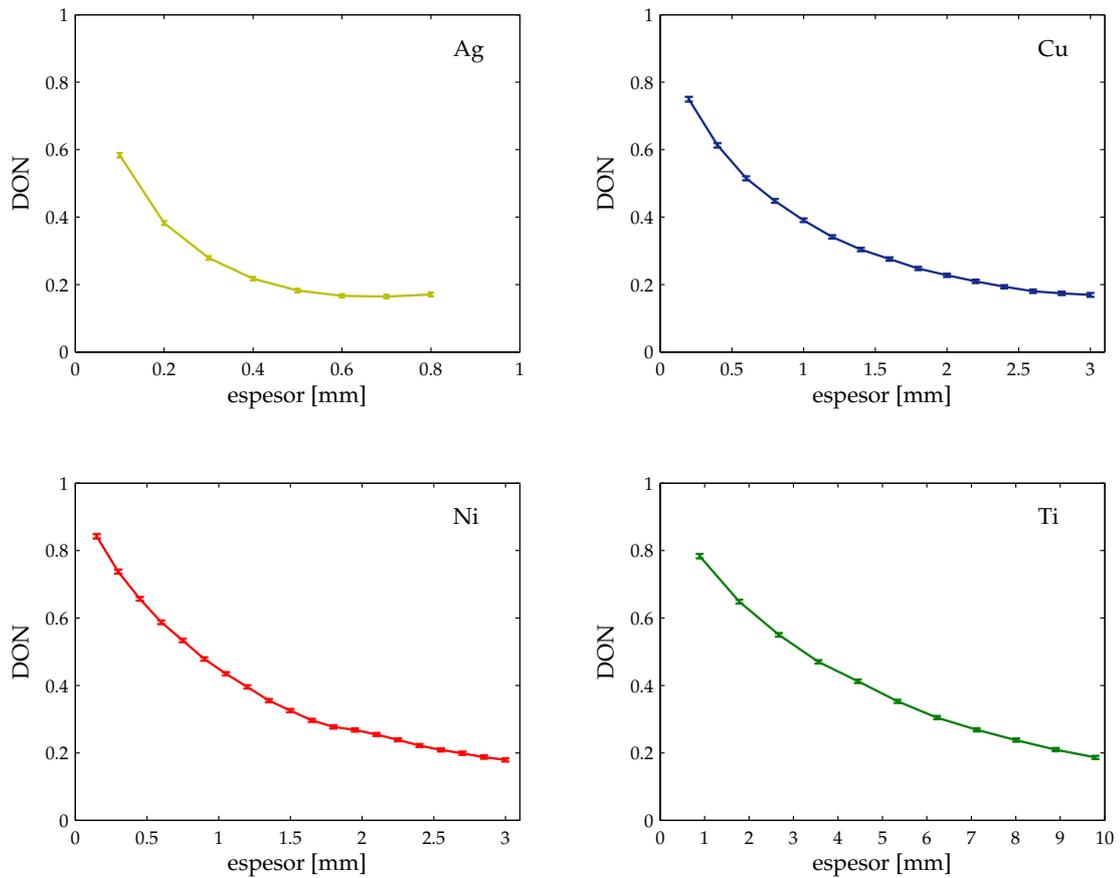


Figura 4.5: Densidades ópticas medidas en la radiografía presentada en la figura 4.4

en espesores pequeños comparados con los demás filtros. Con respecto a las muestras de plomo, cabe destacar que se utilizaron para determinar la densidad óptica de la porción de película que no fue irradiada y cuyos valores, en todas las radiografías, concuerdan con el velo de la película.

Determinación de los coeficientes de transmisión

Cada radiografía contiene la imagen del conjunto calibrado de filtros grises que permiten relacionar la densidad óptica de cada película con las transmisiones del patrón. En la figura 4.6 se presenta el gráfico de las densidades ópticas normalizadas para cada uno de los filtros del patrón, en función de su correspondiente transmisión calibrada. Los valores obtenidos son consistentes con que pequeñas densidades ópticas se corresponden con bajas transmisiones. Con respecto al rango de la calibración, éste se encuentra limitado, esencialmente, por las mediciones de las densidades ópticas normalizadas que se encuentren por

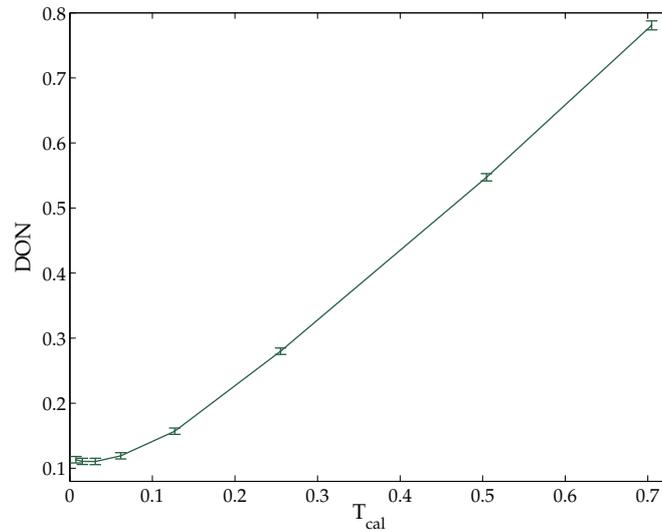


Figura 4.6: Curva de calibración que se obtiene del análisis densitométrico de la imagen del patrón de calibración en la radiografía de la figura 4.4.

sobre el velo de la película. Es por esto, que los valores típicos de transmisión se encuentran en el rango de 0.1 a 0.8.

En la figura 4.7 se exhiben los coeficientes de transmisión correspondientes a la radiografía presentada anteriormente. Los coeficientes de transmisión se obtienen interpolando los valores de densidades ópticas normalizadas que fueron medidos para cada filtro metálico, en la curva presentada en la figura 4.6. Las muestras cuyas densidades ópticas normalizadas se encuentran fuera del rango de calibración, fueron descartadas del análisis de la radiografía.

4.3. Cálculo de $\Psi(E', \mathbf{p})$

Para resolver la ecuación integral (4.10), es necesario calcular previamente la integral $\Psi(E', \mathbf{p})$. Para ello, se calcularon los coeficientes $f(E, E', \mathbf{p})$ mediante simulaciones de Monte Carlo, empleando el código MCNP. En esencia, el cálculo consiste en determinar la proporción de fotones que modifican su energía al atravesar una placa de metal de cierto espesor.

La figura 4.8 muestra el esquema de la situación que se desea simular. Se ubicó delante de una placa de metal de espesor d , una fuente monocromática puntual que emite fotones

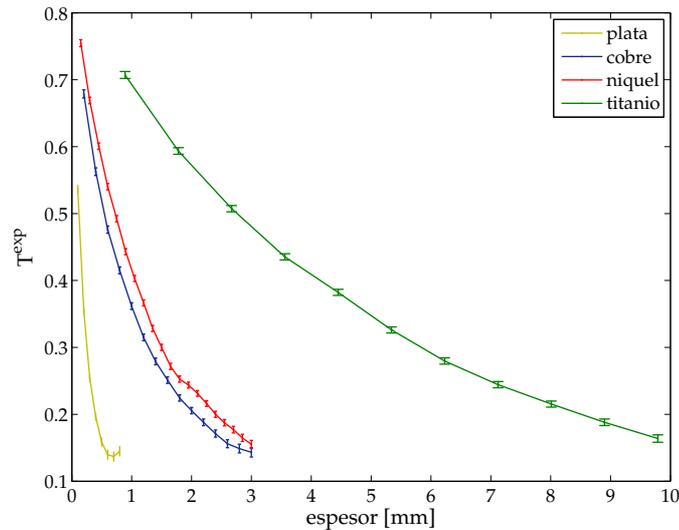


Figura 4.7: Coeficientes de transmisión correspondientes al análisis de la radiografía de la figura 4.4.

de energía E' y que inciden normalmente a la superficie metálica. Los fotones que emergen en la cara opuesta a la fuente, lo hacen con energías iguales o menores que la de la fuente. Para registrar los fotones que fueron dispersados, se incluyó en la simulación el *tally* correspondiente al cálculo del flujo de partículas a través de una superficie, especificando los intervalos de energía de clasificación de los fotones que la atraviesan.

Las simulaciones numéricas se realizaron utilizando el “tratamiento físico detallado”. Esta opción se recomienda para la mayoría de los problemas, en particular para problemas

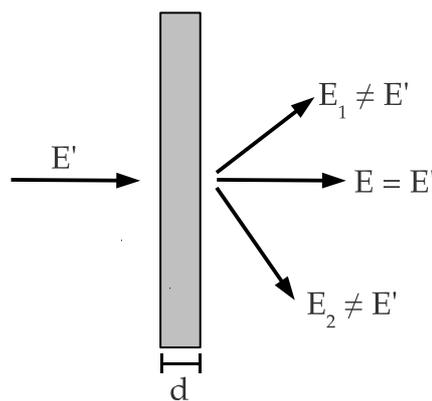


Figura 4.8: Esquema de la configuración para las simulaciones con MCNP. Un fotón de energía E' incide sobre una cara de una muestra de metal de espesor d . Los fotones que la atraviesan lo hacen con energía igual o distinta a la incidente.

con alto Z o de penetración profunda en la materia. Es conveniente destacar, que se incorporó al cálculo la posibilidad de considerar los electrones que se puedan producir de las interacciones de los fotones con los átomos del material.

Por otro parte, los intervalos de energía para la clasificación de los fotones se definieron de manera tal que el ancho sea lo suficientemente reducido, sin que por ello sea necesario realizar una mayor cantidad de cálculos para asegurar que el error relativo sea pequeño, típicamente menor al 10%.

Teniendo en cuenta los materiales y espesores empleados para el conjunto de filtros presentado en la sección 4.2, para realizar las simulaciones se seleccionaron, para cada material, 5 espesores de manera que se abarque todo el rango que fue definido en la tabla 4.1. En la tabla 4.2 se detallan los metales y espesores para los cuales se realizaron los cálculos con MCNP.

Metal	Espesores [cm]
plata	0.01 - 0.03 - 0.05 - 0.07 - 0.08
cobre	0.02 - 0.08 - 0.16 - 0.24 - 0.30
níquel	0.015 - 0.090 - 0.165 - 0.240 - 0.300
titanio	0.089 - 0.267 - 0.534 - 0.712 - 0.979

Tabla 4.2: Espesores de los metales empleados para las simulaciones con MCNP.

Las energías de la fuente monocromática se fijaron entre 20 keV y 600 keV. El tiempo de cálculo de cada uno de los casos considerados es sensible a la energía de la fuente y al espesor del material. Típicamente, la duración de las simulaciones para las muestras más gruesas y energías entre 20 keV y 190 keV, oscila entre 10 y 18 hs. cada una. En cambio, para las muestras más finas y energías mayores a 250 keV, el tiempo transcurrido para cada simulación no supera las 2 hs.

Para ilustrar los resultados obtenidos, en la figura 4.9 se presentan los coeficiente $f(E', E)$, que resultaron de simulaciones realizadas con el código MCNP para una placa de cobre de 0.160 cm de espesor y fuentes monocromáticas de 60 keV, 100 keV y 250 keV. La figura presenta un intervalo de energías para el cual se obtiene un máximo correspondiente a la energía de los fotones incidentes. A medida que la energía de los fotones dispersados disminuye, $f(E', E)$ se mantiene aproximadamente constante y luego disminuye alrededor de 7 órdenes de magnitud por debajo del valor máximo. Para los demás materiales, espe-

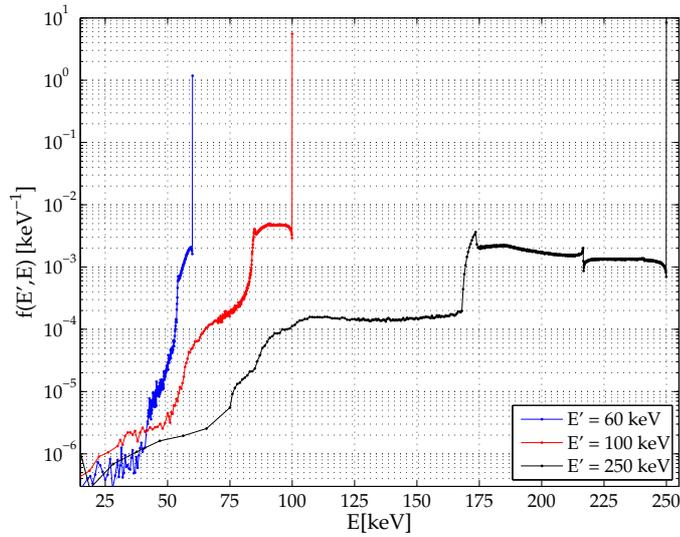
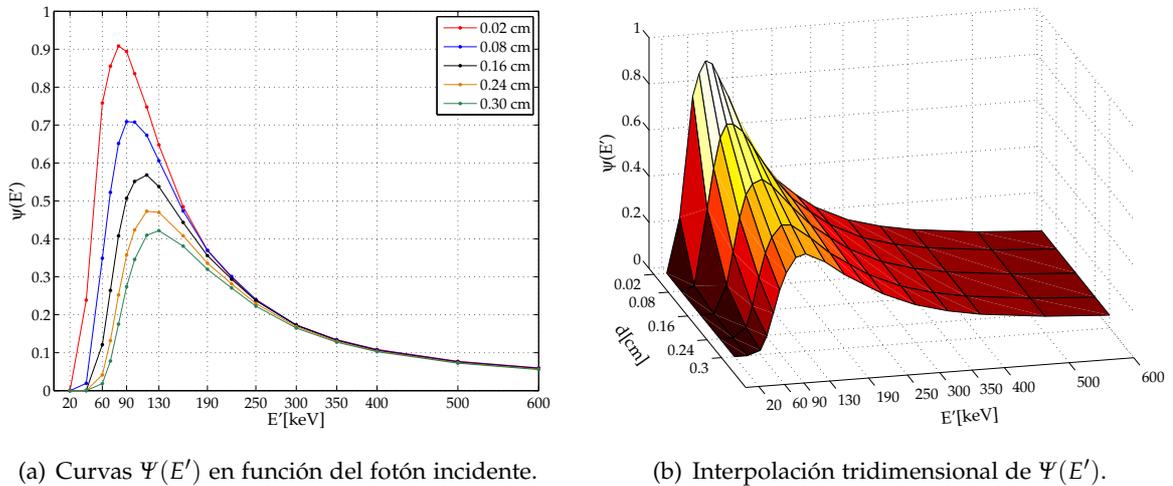


Figura 4.9: Coeficientes $f(E', E)$ para una placa de cobre de 0.160 mm de espesor.

sores y energías incidentes consideradas, los resultados son similares a los mostrados en la figura 4.9.



(a) Curvas $\Psi(E')$ en función del fotón incidente.

(b) Interpolación tridimensional de $\Psi(E')$.

Figura 4.10: Resultados del cálculo de $\Psi(E', \mathbf{p})$ para cobre.

A partir de los coeficientes $f(E', E, \mathbf{p})$, se calculó la expresión definida en la ec. (4.9). Las figuras 4.10–(a) y 4.10–(b) muestran la forma funcional de $\Psi(E', \mathbf{p})$ para los espesores calculados de cobre y energías incidentes en el rango de 20 keV hasta 600 keV. Como se puede apreciar, la curva presenta un máximo que se desplaza y disminuye su amplitud a medida que aumenta el espesor de la lámina que fue simulada. Por otro lado, para energías incidentes mayores a 300 keV, las curvas no presentan diferencias apreciables para los es-

pesores simulados. Las curvas $\Psi(E', \mathbf{p})$ para los restantes materiales y espesores simulados se exhiben en la figura 4.11.

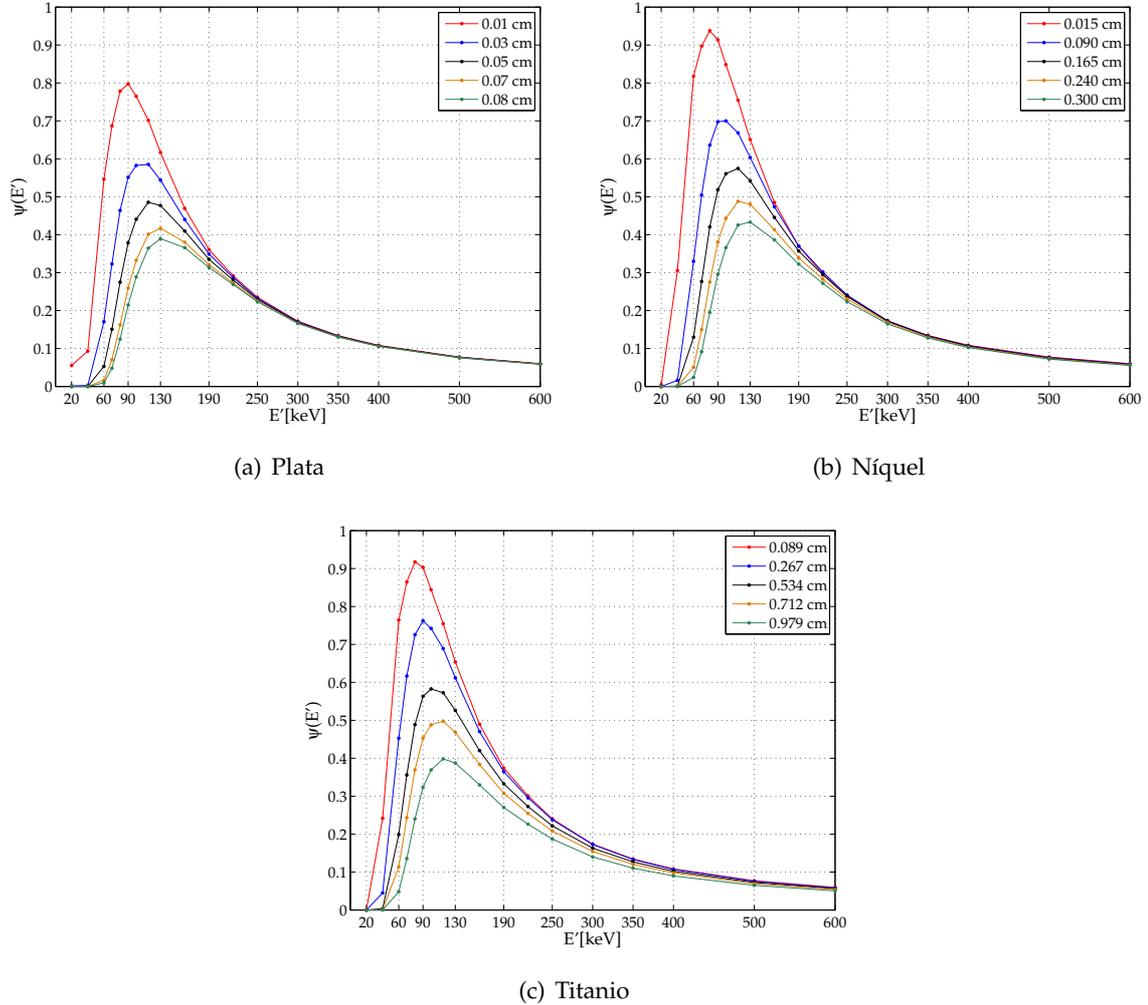


Figura 4.11: Resultados del cálculo de $\Psi(E', \mathbf{p})$ para los restantes materiales considerados.

Las curvas que resultan de calcular la integral de la ec. (4.9) presentan un comportamiento suave dentro del intervalo de energías simuladas. Este resultado permite que sean fácilmente interpolables para obtener valores de $\Psi(E', \mathbf{p})$ para espesores y energías distintas a las consideradas durante el cálculo con el código MCNP.

5

Resolución numérica del método propuesto

En el capítulo 4 se formuló un método para obtener el espectro que emite un dispositivo Plasma Focus teniendo en cuenta el efecto dispersor de un conjunto de filtros metálicos. Debido a las características propias del detector de rayos x, la información que se extrae de los coeficientes $T^{exp}(\mathbf{p})$ no permite inferir las componentes espectrales, con lo cual, no hay un único $S(E')$ que satisfaga el conjunto de datos experimentales. Esta imprecisión a la hora de recuperar el espectro de la radiación, hace que el problema que se desea resolver pertenezca a la familia de los llamados *ill-posed* o "mal planteado".

Para resolver la ec. (4.10), es necesario incorporar información adicional que permita seleccionar una solución compatible con los datos experimentales y además con sentido físico. Una técnica para resolver problemas de este tipo consiste en emplear métodos de regularización. El objetivo de esta metodología radica en minimizar la funcional $F^2(S(E'))$ definida como

$$F^2(S(E')) = \| T^{exp}(\mathbf{p}) - T(\mathbf{p}) \|_2^2 + \alpha_0 \| S(E') \|_2^2 + \sum_i \alpha_i \| L_i(S(E')) \|_2^2. \quad (5.1)$$

El primer término evalúa la diferencia cuadrática entre los coeficientes de transmisión experimentales y los calculados a partir del espectro que se desea obtener. El 2do. y 3er. término

corresponden a la regularización, donde L_i es una aproximación discreta del operador derivada de orden i , y α_0 y α_i son los denominados parámetros de regularización.

Los términos de regularización actúan sobre el esquema habitual de los cuadrados mínimos, agregando una restricción sobre la norma cuadrado de la solución o imponiendo que algunas de sus derivadas sean pequeñas. En otras palabras, el objetivo del esquema consiste en encontrar soluciones cuyos componentes no crezcan repentinamente o que las curvas oscilen. Con respecto a α_0 y α_i , dichos parámetros conviene elegirlos de manera que los términos de la ec. (5.1) se encuentren equilibrados, es decir, que los términos de regularización no sean más grandes que el término correspondiente a la diferencia por cuadrados mínimos.

Para obtener el espectro $S(E')$, se propuso minimizar la funcional $\chi^2(S(E'))$ determinada como

$$\chi^2(S(E')) = \| T^{exp}(\mathbf{p}) - T(\mathbf{p}) \|_2^2 + \alpha_2 \| L_2(S(E')) \|_2^2. \quad (5.2)$$

Para ello, fue desarrollado un programa en Matlab R2010a utilizando el paquete "fmincon" que pertenece al conjunto de herramientas de minimización de dicho programa. Esta función está enfocada a la minimización de funciones no lineales y de muchas variables a las que se les pueden agregar restricciones. Para realizar los cálculos, la rutina requiere que se ingrese una función de partida, que se fijó uniforme en todos los casos. Además, se impuso el requisito de que el espectro sea positivo para todo el intervalo de energías estudiado, calculando las integrales requeridas mediante la regla de Simpson.

Para obtener el espectro $S(E')$, se utilizan las transmisiones medidas para las muestras metálicas expuestas en la tabla 4.1. Asimismo, como lo expresa la ec. (4.10), se utiliza la curva de la pantalla intensificadora presentada en la sección 2.2.3 y las curvas $\Psi(E', \mathbf{p})$ correspondientes a la integral definida en la ec. (4.9). El resultado que se obtiene de la minimización corresponde a los valores de amplitud de $S(E')$ en los distintos puntos en que fue discretizado el intervalo de energía. Los valores característicos de las energías mínima y máxima de dicho intervalo son 1 keV y 300 keV, respectivamente.

La determinación del parámetro α_2 consistió en la inspección de los resultados entregados por la minimización cuando se varía, en un amplio rango de valores, dicho factor. El intervalo explorado comprende valores entre 10^{-8} y 10^3 . Como se mostrará más adelante, el análisis de los resultados permitió determinar un intervalo de valores de α_2 para el cual las soluciones halladas son consistentes entre sí, estables y no oscilantes cuando se modifican, dentro de su incerteza, los valores que de $\Psi(E', \mathbf{p})$ o de $T^{exp}(\mathbf{p})$.

Finalmente, para determinar la incerteza del espectro $S(E')$, se empleó el Método de Monte Carlo (Press *et ál*, 1992). El procedimiento consiste en obtener las soluciones correspondientes a la variación, dentro de su intervalo de incerteza, de $\Psi(E', \mathbf{p})$ o de $T^{exp}(\mathbf{p})$. A continuación, se grafican el conjunto de soluciones y se estima la banda de incerteza como las curvas que delimitan la región que contiene a todas las soluciones obtenidas.

5.1. Soluciones para espectros conocidos

Antes de aplicar la formulación para determinar el espectro de rayos x a los datos experimentales, se evaluó el método resolviendo casos teóricos simulados numéricamente a partir de espectros conocidos. Para ello, se modelaron espectros de prueba mediante la expresión $Sp(E') = E'^a \exp(-bE'^2)$ donde a y b son constantes. Como se puede observar en la figura 5.1, se definieron espectros de prueba cuyos componentes espectrales predominan en diferentes regiones del rango de energías explorado. En particular, las curvas Sp1 y Sp2, son similares en cuanto a las componentes que predominan, pero se diferencian a bajas energías, donde Sp1 no contiene valores de espectro por debajo de los 20 keV. Por otra parte, el espectro Sp3 abarca una porción del intervalo de energías donde predominan aquellas que se encuentran alrededor de 100 keV.

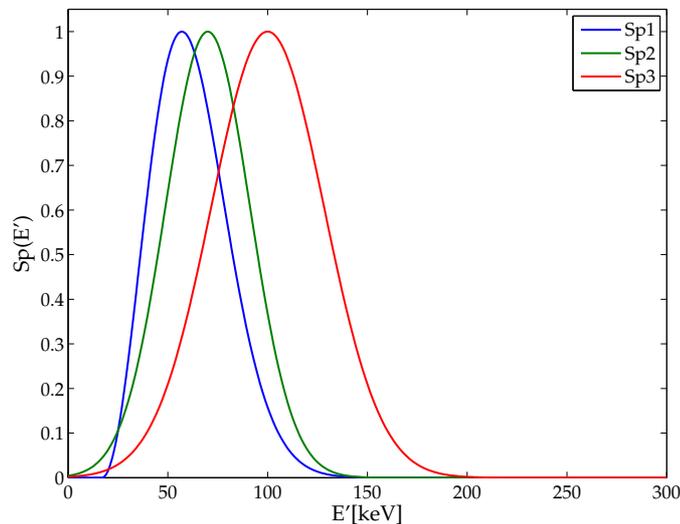


Figura 5.1: Espectros de prueba utilizados para la resolución numérica del método propuesto.

A partir de los espectros de prueba, se simularon los coeficientes $T^{exp}(\mathbf{p})$ para todos los filtros detallados en la tabla 4.1. Con esta información se resolvió la ec. (5.2) para dos

situaciones diferentes. En un caso, los coeficientes de transmisión que se utilizan para el cálculo, resultan de perturbar las curvas $\Psi(E', \mathbf{p})$ dentro del intervalo de incerteza que proviene de los cálculos con MCNP y que es, en promedio, del 0.02 %. En el otro caso, se perturbaron directamente los coeficientes $T(\mathbf{p})$ dentro del 1 % de error.

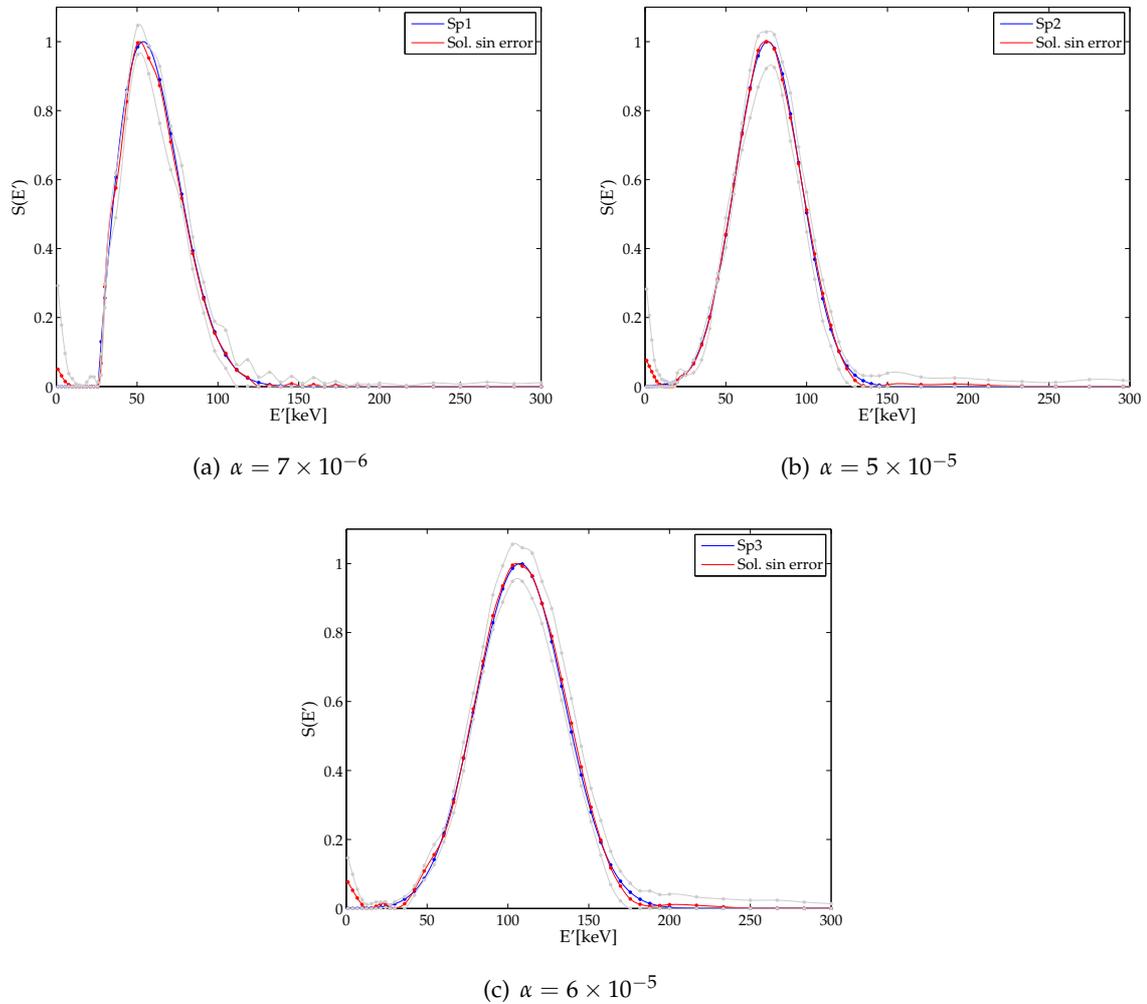


Figura 5.2: Espectros de prueba junto con la solución sin error y la incerteza cuando se tienen en cuenta los errores en $\Psi(E', \mathbf{p})$.

Las figuras 5.2 y 5.3 permiten apreciar los resultados del cálculo cuando se introducen las incertezas en $\Psi(E', \mathbf{p})$ y $T(\mathbf{p})$, respectivamente. Los gráficos muestran el espectro de prueba y la solución que se obtiene sin considerar los errores, normalizadas a su valor máximo. Se exhiben, además, las bandas de incerteza, normalizadas al máximo de la curva sin error, calculadas como se comentó en los párrafos iniciales del presente capítulo.

Los resultados expuestos en las figuras 5.2 y 5.3 muestran una adecuada reconstrucción de los espectros de prueba, tanto en la ubicación del máximo como en el rango de energías.

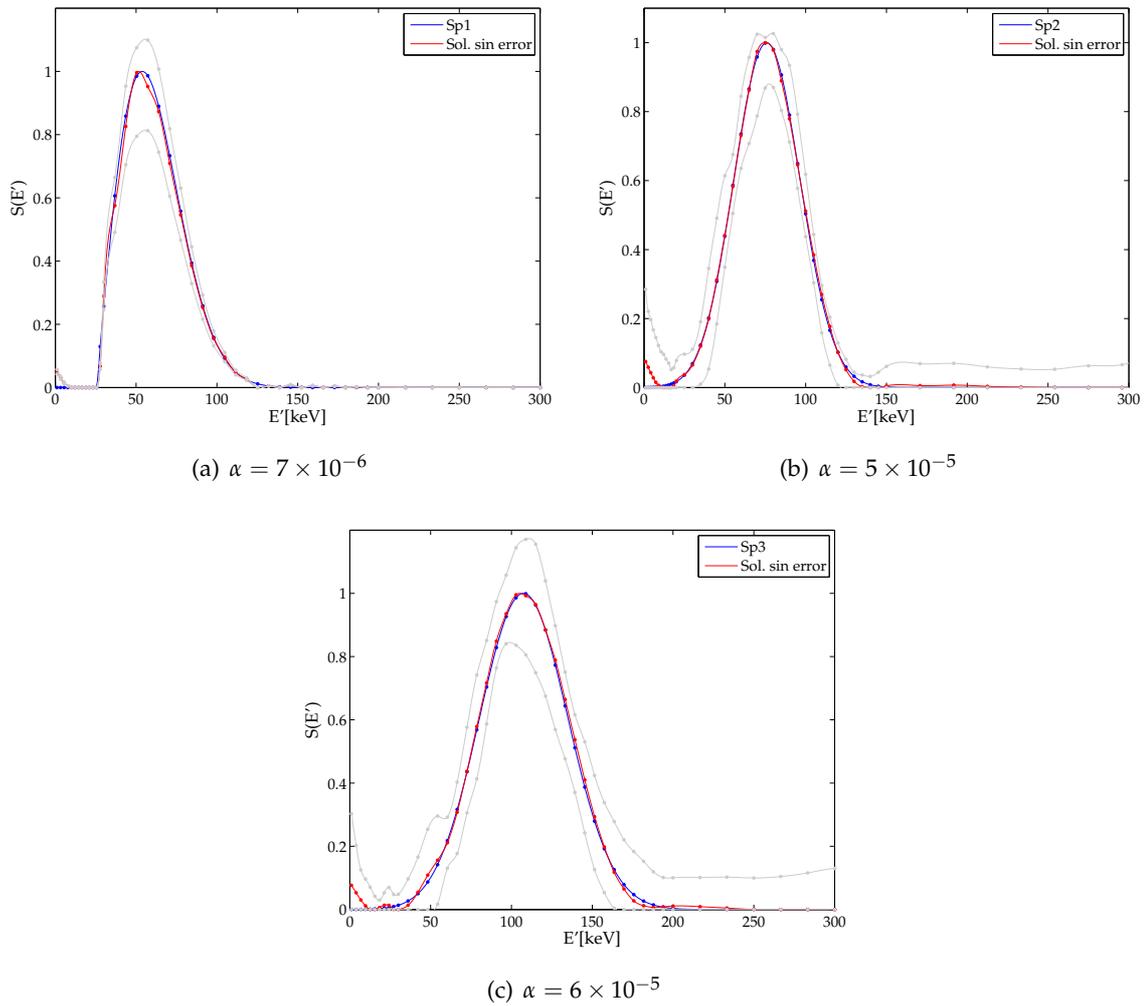


Figura 5.3: Espectros de prueba junto con la solución sin error y la incerteza cuando se tienen en cuenta los errores en los coeficientes $T(\mathbf{p})$.

Se puede observar, además, que las bandas de incerteza son menores en el caso de la variación de los coeficientes $\Psi(E', \mathbf{p})$. Si bien a bajas energías las soluciones crecen levemente, como se detallará más adelante, este efecto corresponde a un artificio numérico.

5.2. Estimadores de la convergencia de la incerteza de la solución

Como se expuso al inicio del presente capítulo, la incerteza presentada en las figuras 5.2 y 5.3, corresponde a la curva que envuelve todas las soluciones calculadas. A partir de las componentes espectrales para cada energía y para todo el conjunto de espectros, es decir,

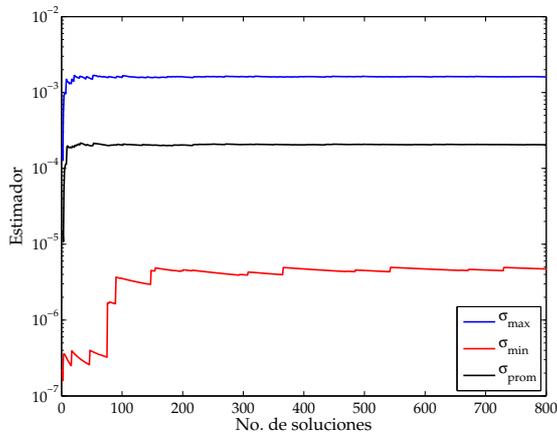
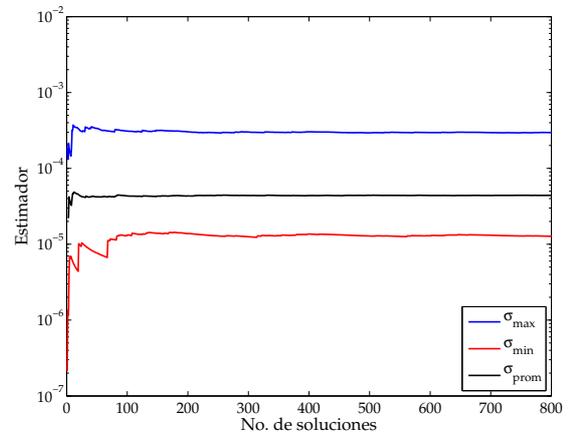
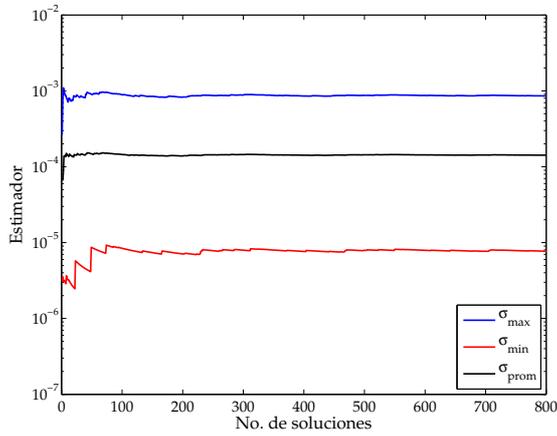
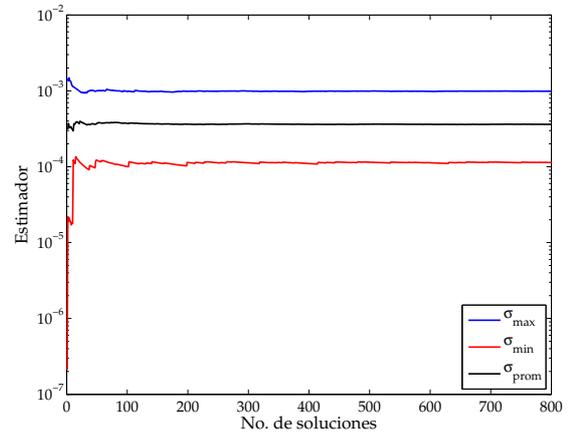
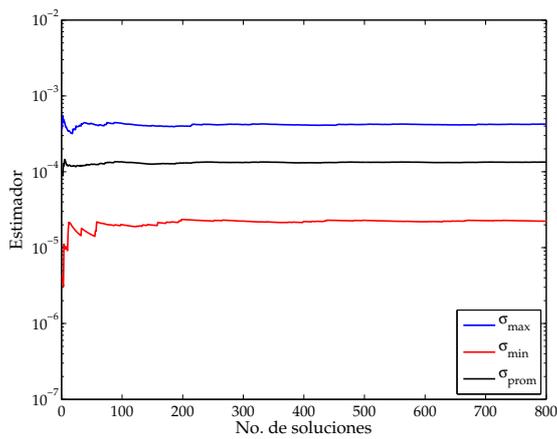
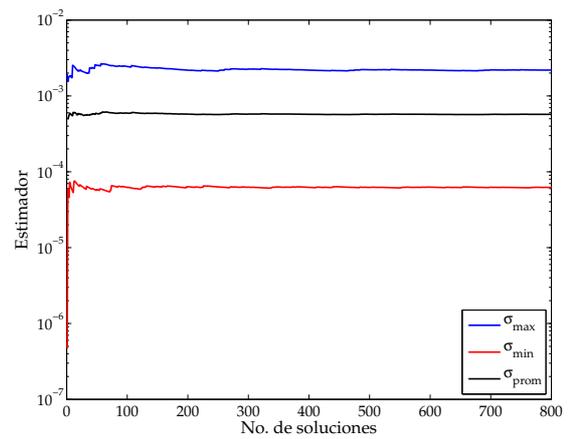
(a) Sp1 – error en $\Psi(E', \mathbf{p})$ (b) Sp1 – error en $T(\mathbf{p})$ (c) Sp2 – error en $\Psi(E', \mathbf{p})$ (d) Sp2 – error en $T(\mathbf{p})$ (e) Sp3 – error en $\Psi(E', \mathbf{p})$ (f) Sp3 – error en $T(\mathbf{p})$

Figura 5.4: Estimadores del cálculo de los espectros para los distintos casos estudiados.

$S_j(E'_i)$, se emplearon tres estimadores con el objetivo de estudiar la convergencia del cálculo (Raspa, 2009). Dichos estimadores se presentan a continuación:

$$\begin{aligned}\sigma_{min} &= \min\{\sigma_i\} \\ \sigma_{max} &= \max\{\sigma_i\} \\ \sigma_{prom} &= \sum_i \frac{\sigma_i}{N}\end{aligned}$$

Los estimadores σ_{min} y σ_{max} evalúan, respectivamente, la menor y mayor desviación estándar a medida que se incrementa la cantidad de soluciones. Por otro lado, σ_{prom} toma el promedio de las dispersiones cuando se aumenta el número de soluciones consideradas.

La figura 5.4 exhibe los gráficos de los estimadores introducidos más arriba en función de la cantidad de soluciones consideradas para dichos cálculos. Los gráficos muestran al inicio, oscilaciones que disminuyen, estabilizándose en valores constantes a medida que aumenta la cantidad de soluciones consideradas. Como se desprende de los gráficos, basta considerar un mínimo de 250 soluciones para verificar la convergencia de los estimadores propuestos, y por lo tanto, la convergencia de la estimación de la banda de incerteza.

5.3. Variación de la solución con el parámetro de regularización

Las soluciones que se obtienen al resolver la ec. 5.2, dependen, como se expuso anteriormente, de la elección del parámetro de regularización α . Con el objeto de mostrar el comportamiento de las soluciones cuando se modifica, en un amplio rango, el parámetro α , se calcularon los espectros sin errores tomando como función de prueba Sp3.

En la figura 5.5, se graficaron las soluciones para tres intervalos de la exploración de dicho parámetro. En primer lugar, en la figura 5.5–(a), se pueden apreciar soluciones para α pequeño, donde el máximo y el ancho medido a mitad de altura de los espectros no reproducen el espectro original. Por otro lado, la figura 5.5–(b) presenta un grupo de soluciones correspondientes al intervalo que abarca parámetros entre 10^{-7} y 8×10^{-3} , donde las soluciones son todas similares en amplitud y ancho a mitad de altura. Por último, para los casos con $\alpha \geq 9 \times 10^{-3}$, las soluciones no reproducen correctamente el espectro de prueba, además de observarse diferencias entre los mismo espectros reconstruidos.

El estudio que se expuso en el párrafo anterior, se realizó para los restantes espectros de prueba (Sp2 y Sp3). En la tabla 5.1 se presentan los intervalos del parámetro α para los cuales se obtienen soluciones que reproducen en ancho medido a mitad de altura y en amplitud el espectro de prueba utilizado.

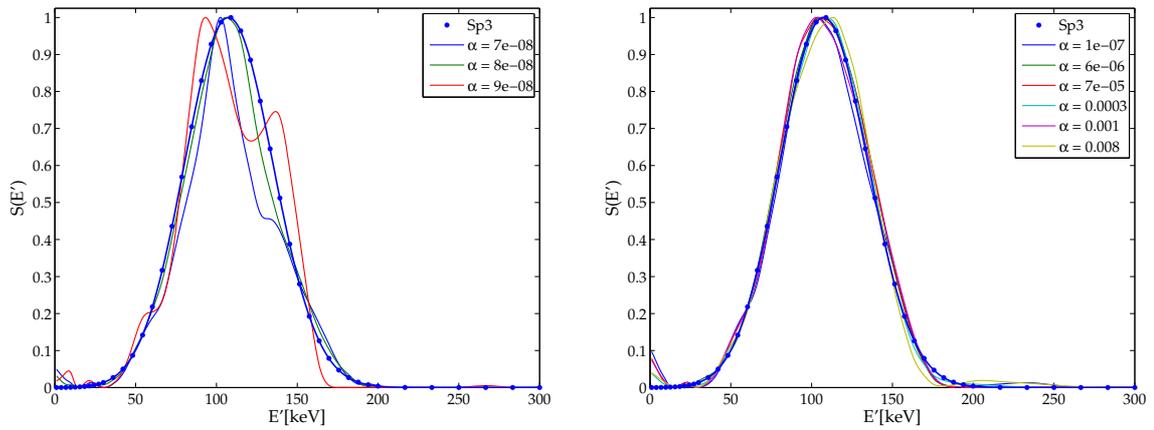
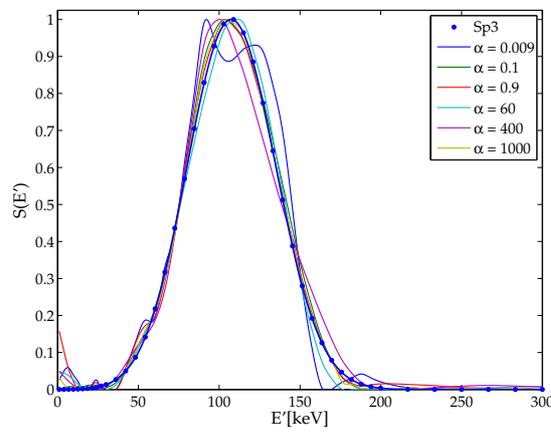
(a) $0 \leq \alpha \leq 9 \times 10^{-8}$ (b) $10^{-7} \leq \alpha \leq 8 \times 10^{-3}$ (c) $9 \times 10^{-3} \leq \alpha \leq 1000$

Figura 5.5: Espectros para distintos parámetros alfa empleando como espectro de prueba la función Sp3.

Sp	Rango de α
Sp1	$6 \times 10^{-6} \leq \alpha \leq 2 \times 10^{-2}$
Sp2	$1 \times 10^{-7} \leq \alpha \leq 2 \times 10^{-2}$
Sp3	$1 \times 10^{-7} \leq \alpha \leq 8 \times 10^{-3}$

Tabla 5.1: Rango de los parámetros α para los cuales se obtienen soluciones compatibles con los espectros de prueba Sp.

5.4. Espectros calculados variando el espectro de partida

Una de las condiciones que se puede modificar a la hora de realizar el cálculo para obtener el espectro $S(E')$, consiste en modificar el espectro de partida que emplea el algoritmo de minimización como “semilla” para iniciar los cálculos. Para ello, se utilizó como espectro de prueba la curva Sp3, presentada en la figura 5.1 y se definieron cuatro espectros de partida: (a) función uniforme; (b) parábola; (c) curva recostada a la izquierda; y (d) curva recostada a la derecha.

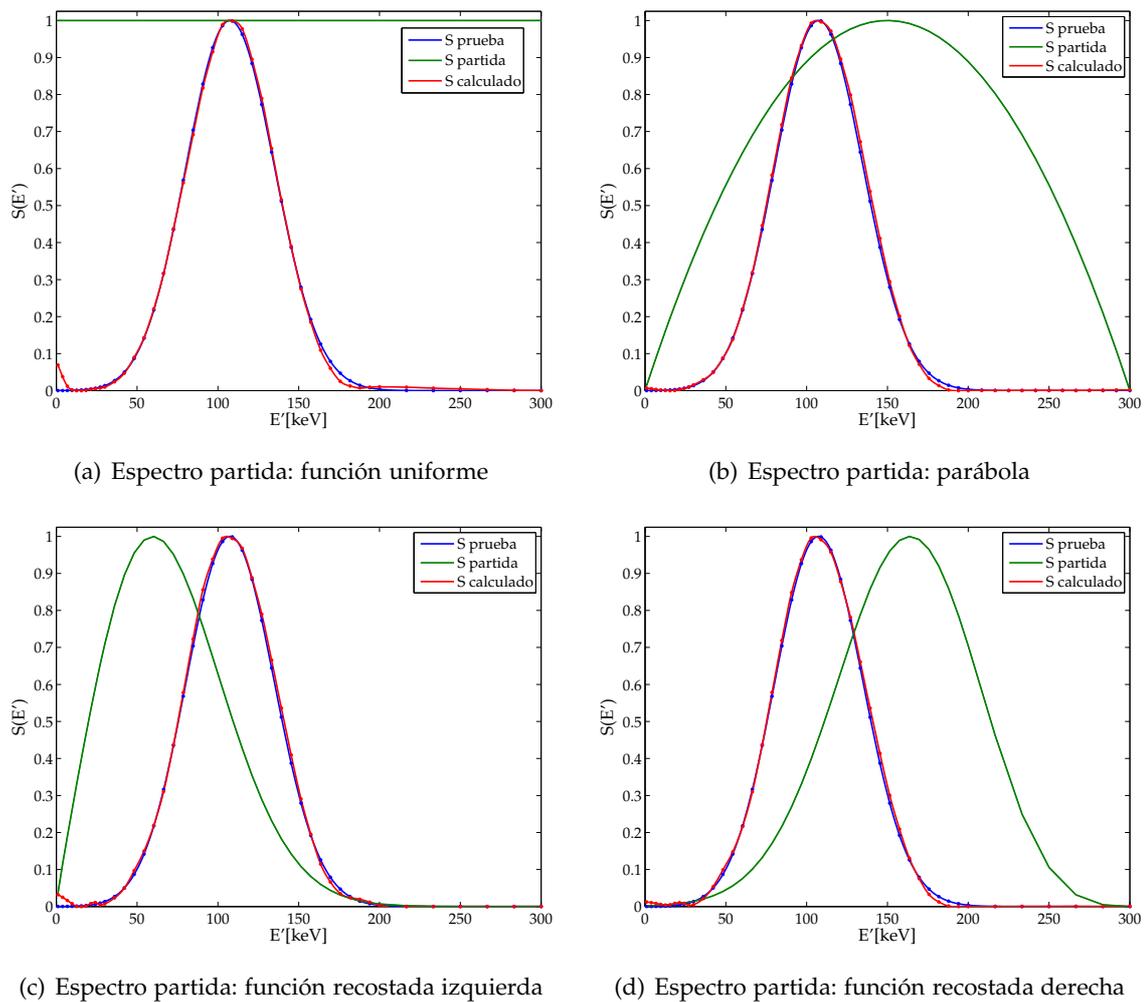


Figura 5.6: Espectros calculados para distintos espectros de partida.

Los cálculos se realizaron con $\alpha = 7 \times 10^{-6}$.

En la figura 5.6 se presentan los gráficos de los espectros de prueba, partida y calculados que fueron detallados en el párrafo anterior. Los gráficos muestran un muy buen acuerdo entre los espectros calculados y el de prueba para las distintas funciones de partida propuestas.

6

Resultados

En la sección 4.2 se presentó la metodología para obtener los coeficientes de transmisión de las radiografías obtenidas de la exposición del conjunto de filtros a un disparo del Plasma Focus GN1. Estos resultados, en conjunto con las curvas $\Psi(E', \mathbf{p})$ y la curva de eficiencia para la pantalla intensificadora, permiten, empleando la ec. (4.10), obtener el espectro de emisión del equipo teniendo en cuenta lo expuesto en los primeros párrafos del capítulo 5.

En las próximas secciones, se presentan los resultados y análisis de las soluciones obtenidas a partir de la información experimental recogida para distintas condiciones de operación del dispositivo GN1.

6.1. Espectro de rayos x de alta energía

El procedimiento para obtener el espectro de la radiación x emitida por el Plasma Focus consiste en calcular, en primera instancia y para un parámetro de regularización fijo, el espectro para el caso en que no se consideran los errores experimentales de los coeficientes de

transmisión. Luego, se repite esta metodología pero variando los coeficientes de transmisión dentro de su incerteza experimental. Como se detalló en el capítulo anterior, la banda de incerteza de la solución corresponde a la envolvente de todas las soluciones calculadas, que en este caso fueron 800.

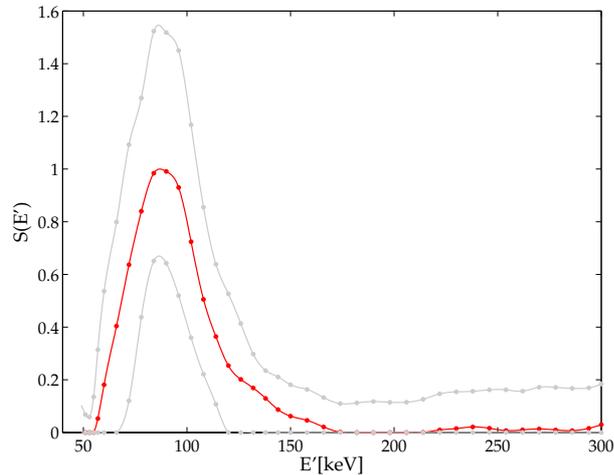


Figura 6.1: Espectro de radiación de alta energía con su banda de incerteza. El espectro corresponde a la operación del Plasma Focus a una presión de 4 mbar y una proporción de argón de 5 %.

En la figura 6.1 se presenta el espectro de rayos x de alta energía junto con su banda de incerteza, cuando se opera el Plasma Focus a una presión de 4 mbar y una proporción de argón del 5 %. Se puede apreciar que las componentes espectrales relevantes abarcan un rango de energías desde aproximadamente 55 hasta 175 keV, con un único máximo alrededor de 88 keV. Por otro lado, para energías mayores a 175 keV, el espectro exhibe valores cercanos a cero pero con considerable variabilidad de las soluciones. El parámetro de regularización que se utilizó para obtener dichas soluciones es $\alpha = 0.05$.

Para estimar la convergencia de la incerteza de la solución, se emplearon los estimadores definidos en la sección 5.2. La figura 6.2 muestra los valores de los estimadores en función del número de soluciones consideradas para el cálculo. Se puede apreciar que a partir de las 200 soluciones, los estimadores convergen a valores que se mantienen estables al aumentar el número de soluciones.

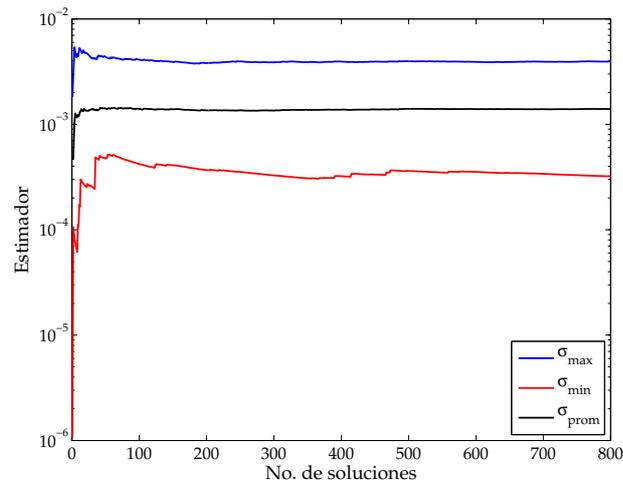


Figura 6.2: Estimadores de la convergencia de la incertezaza del cálculo del espectro de rayos x.

6.2. Análisis de la solución

6.2.1. Variación de la solución con el parámetro de regularización

De manera similar a lo realizado en el capítulo 5, se calcularon soluciones para distintos parámetros de regularización. El análisis de dichas soluciones permitió determinar tres intervalos de variación del parámetro α , agrupándolas según la estructura que presentan.

En la figura 6.3, se muestran las soluciones para los tres intervalos determinados, junto con la solución obtenida para $\alpha = 0.05$, que corresponde al caso estudiado en la sección anterior. La figura 6.3-(a) presenta soluciones que oscilan considerablemente cuando α es del orden o menor que 10^{-8} , pero que tienden a suavizarse a medida que se incrementa el valor de α . Estas soluciones, además, no tienden a cero y exhiben máximos alrededor de 60 keV. Por otro lado, en la figura 6.3-(b) se ilustran las soluciones obtenidas variando el parámetro α entre 0.02 y 2, intervalo que contiene el valor de α empleado para obtener el espectro analizado en la sección 6.1. Los espectros son esencialmente concordantes en cuanto a la posición del máximo, que se ubica entre 80 y 90 keV, como así también, al ancho medido a mitad de altura. Nótese sin embargo, que a medida que se incrementa el valor del parámetro de regularización, los espectros comienzan a diferenciarse especialmente en la zona de los 130-150 keV. Por último, la figura 6.3-(c) muestra los espectros para $\alpha \geq 3$, donde puede observarse que las soluciones se diferencian claramente entre sí, especialmente en el ancho a mitad de altura y levemente en la posición del máximo.

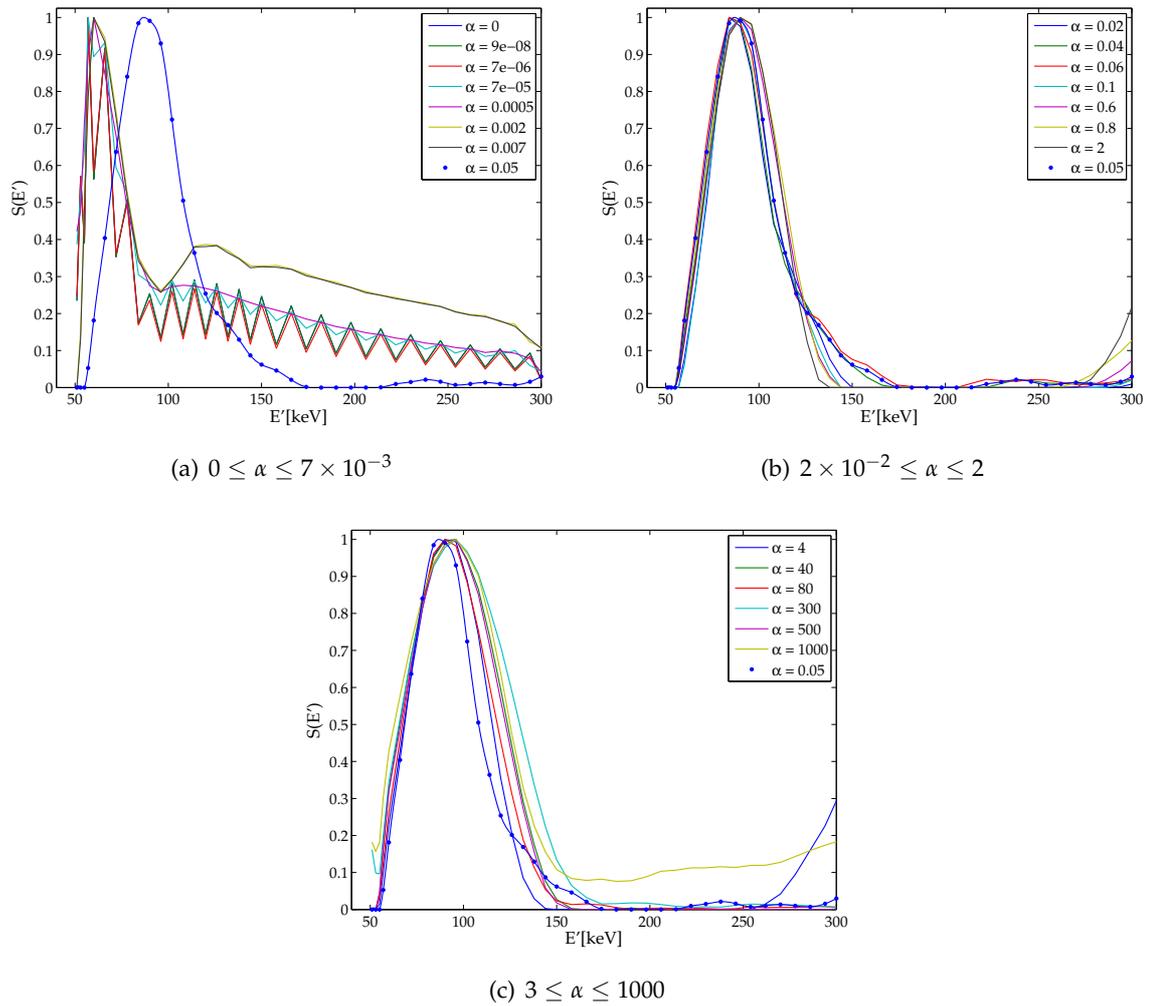


Figura 6.3: Espectros para distintos parámetros de regularización. Se muestra, además, la solución para el caso estudiado en la sección 6.1.

En suma, existe un amplio rango para la elección de α en que todos los resultados son consistentes en tendencia y orden de magnitud del ancho de banda y la posición del máximo.

6.2.2. Soluciones variando el espectro de partida

La figura 6.4 muestra los espectros de rayos x de alta energía obtenidos para las distintas funciones de partida definidas en la sección 5.4. Los resultados muestran que la posición del máximo siempre se encuentra en la región comprendida entre los 80 y 90 keV y que en todos los casos las soluciones contienen componentes espectrales principales relevantes entre 55

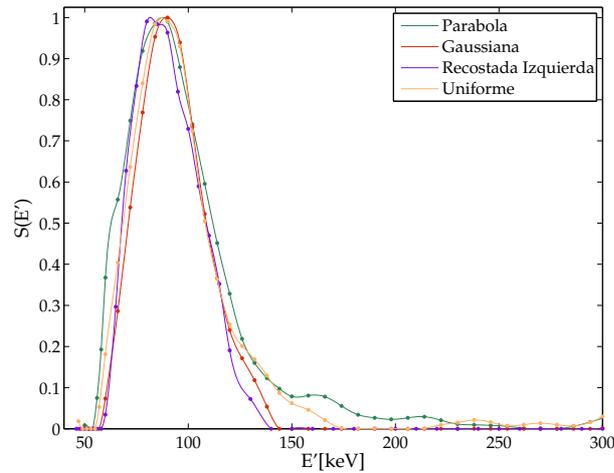


Figura 6.4: Espectros de la radiación x de alta energía calculados para distintos puntos de partida.

y 200 keV. La curva que se muestra para la función de partida uniforme, corresponde a la solución presentada en la figura 6.1.

6.2.3. Comportamiento de la solución cuando se varían los límites del rango de energía explorado

Se estudió el comportamiento de las soluciones respecto de la ampliación del intervalo de energía de interés en la resolución de la ec. (5.2). La figura 6.5–(a) muestra los resultados obtenidos considerando distintos valores para el límite inferior de dicho intervalo. Como se indica en la figura, se exploraron valores comprendidos entre 20 y 35 keV. Puede verse que todas las elecciones indican componentes espectrales no nulas más allá de los 55-60 keV y hasta los 175 keV y arrojan valores muy pequeños o nulos para las componentes espectrales en la zona entre 40 y 55 keV. Desde allí, las amplitudes espectrales crecen abruptamente hasta alcanzar un valor máximo en el borde inferior del intervalo considerado. Este comportamiento se repite cualquiera sea la energía mínima fijada y corresponde por ello, a un efecto de borde asociado con la resolución numérica de la ec. (5.2). Nótese que las soluciones obtenidas son esencialmente concordantes entre sí para $E' > 50\text{keV}$.

Por su parte, la figura 6.5–(b) presenta los resultados obtenidos modificando el extremo superior del intervalo de energías de interés. Se indica en cada caso, el valor adoptado para la energía máxima considerada. Debe destacarse que en todo el rango explorado para este parámetro, las soluciones obtenidas son consistentes en tendencia, orden de magnitud, posición del máximo y ancho de banda.

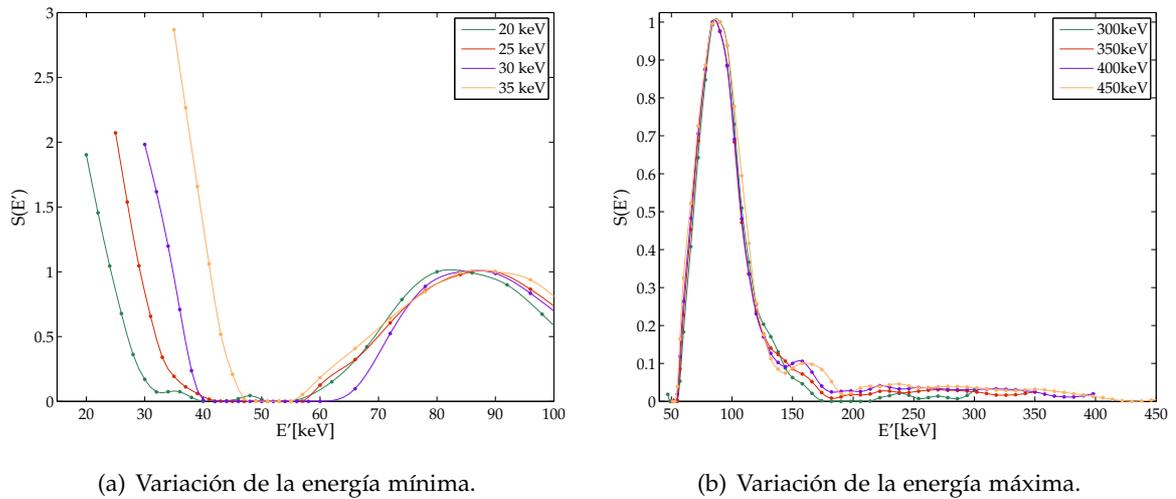


Figura 6.5: Resultados de los cálculos del espectro cuando se modifican los límites inferior y superior del intervalo de energía.

6.3. Espectros correspondientes a distintos parámetros de operación del GN1

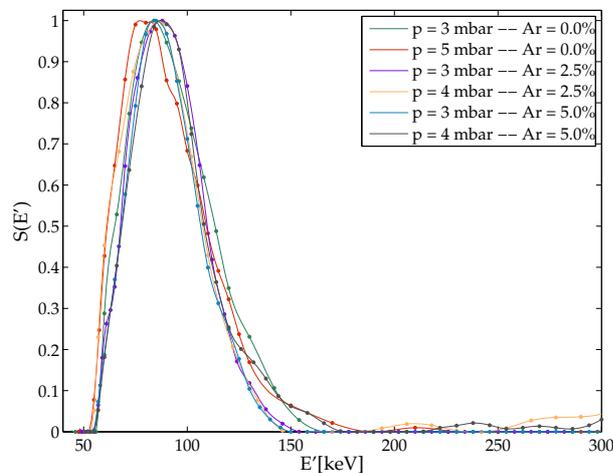


Figura 6.6: Espectros de la radiación x emitida por el dispositivo GN1 para distintas condiciones de operación.

Con el objetivo de estudiar el comportamiento del espectro x de alta energía emitido por el Plasma Focus GN1 frente a la modificación del gas de trabajo, se tomaron radiografías de los filtros metálicos para varias presiones totales de llenado y distintas proporciones de argón en deuterio.

La figura 6.6 muestra los espectros obtenidos para distintas condiciones de operación

del equipo. Todos los espectros exhibidos presentan componentes espectrales relevantes entre 55 keV y 175 keV. En todos los casos el máximo se ubica entre 80 y 90 keV, presentando un ancho, medido a mitad de altura, de alrededor de 50 keV. Puede notarse, además, que los espectros decrecen suavemente hasta llegar a valores cercanos a cero, extendiéndose hasta los 300 keV. Los resultados muestran que para presiones totales comprendidas entre 3 y 5 mbar y dosificaciones de hasta 5% de argón en deuterio, no se modifican esencialmente las propiedades espectrales de la radiación x emitida.

6.4. Espectro de rayos x: cálculos con MCNP

Los fotones x de alta energía emitidos por el Plasma Focus son generados por la desaceleración de un haz de electrones colimado creado durante la etapa de focalización, debida al impacto de dicho haz sobre un blanco de plomo ubicado en la base del ánodo. Para simular mediante MCNP el espectro de rayos x emitido, debe conocerse la distribución de energía del haz de electrones. Ante la imposibilidad de realizar dicha medición en nuestro dispositivo sin alterar su diseño optimizado para la generación de la radiación de interés y el desarrollo de sus aplicaciones, se propuso estudiar las propiedades del espectro de fotones producido por la interacción de electrones emitidos por fuentes puntuales monocromáticas con el blanco de plomo y compararlos con los obtenidos experimentalmente para la radiación x emitida.

Las simulaciones se realizaron sobre el modelo de cámara de descargas presentado en la sección 3.2.1, colocando por delante de la tapa de acero inoxidable y sobre el eje de simetría de los electrodos, una superficie de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ para registrar los fotones que emergen del recinto. Se considerarán intervalos de interés para discriminar la energía de los fotones que inciden sobre el detector. La fuente de electrones se ubicó sobre el eje de los electrodos, a 0.5 cm del extremo libre del ánodo con dirección de emisión hacia la base del mismo. La energía de la fuente se varió en el intervalo comprendido entre 100 y 400 keV. El tratamiento físico del problema coincide con el utilizado en la sección 4.3. La figura 6.7 muestra un esquema de la cámara de descargas y de la ubicación de la fuente de electrones y del detector de fotones.

En la figura 6.8 se presentan los resultados de simulaciones realizadas y las energías de las fuentes de electrones consideradas en cada caso. El eje horizontal indica, en keV, el borde superior de cada intervalo de interés considerado para la energía de los fotones incidentes sobre el detector. El eje vertical corresponde al número de fotones generado por cada

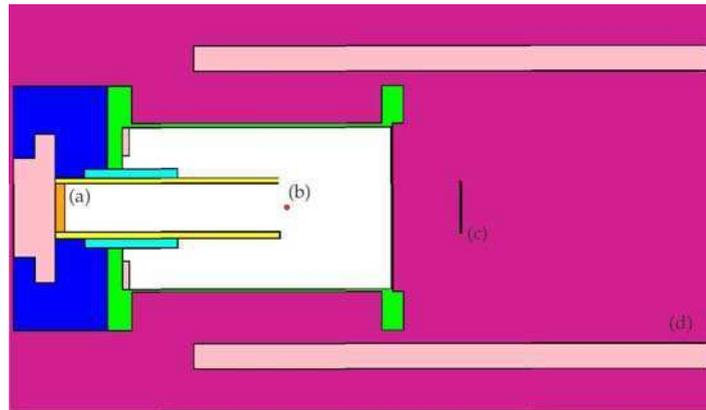


Figura 6.7: Esquema de la cámara de descargas y del detector modelados para las simulaciones de espectros de fotones con MCNP. Ref.: (a) blanco de plomo; (b) fuente de electrones; (c) detector; (d) camisa de bronce.

electrón emitido por la fuente. A medida que se incrementa la energía de los electrones considerados, comienza a aparecer un pico dominante en 80 keV indicando la generación preponderante de fotones con energías comprendidas entre 70 y 80 keV. Esta tendencia se agudiza para las energías electrónicas mayores, consistentemente con el aumento de la

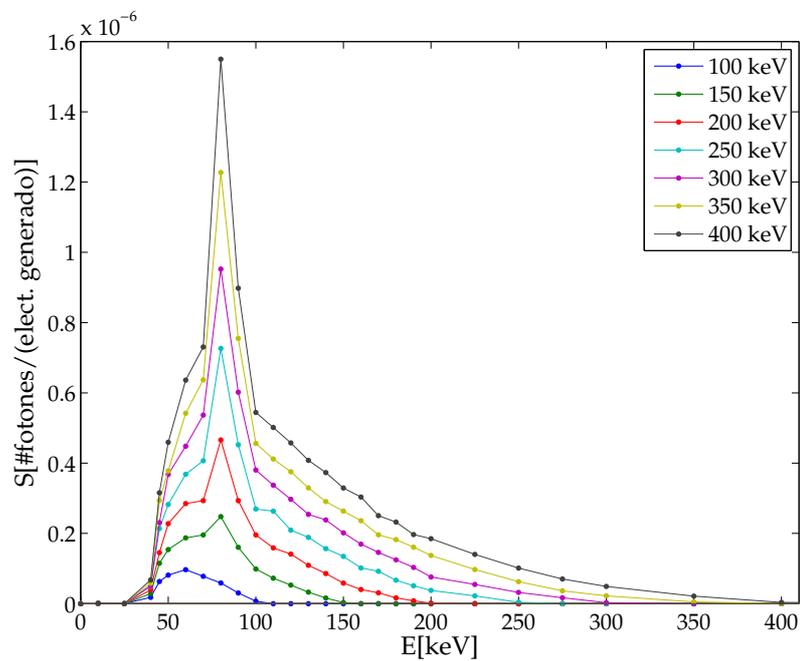


Figura 6.8: Espectros de fotones de alta energía simulados fuera de la cámara de descargas, sobre el eje de simetría de los electrodos. Se indica la energía del haz de electrones considerado en cada caso.

energía disponible y la presencia de las líneas de emisión del plomo en ese intervalo. Por otro lado se observa que para energía creciente y por sobre los 100 keV, las amplitudes espectrales decaen suavemente hasta anularse más allá de la energía electrónica correspondiente. Por último, las simulaciones indican que los espectros x no presentan componentes de amplitud relevante por debajo de los 35 keV.

Los resultados exhibidos en la figura 6.8 son consistentes con los obtenidos experimentalmente, mostrados en la figura 6.6. Si bien los intervalos empleados para la clasificación de los fotones son distintos en los casos simulados y experimentales, es posible ubicar, en la región comprendida entre 70 y 90 keV, los máximos de los espectros de radiación x de alta energía.

Considerando la zona del espectro correspondiente a altas energías, es posible notar que son suficientes electrones de energías entre 150 y 200 keV para describir la energía máxima del espectro obtenido experimentalmente. Este resultado no descarta la presencia de electrones de mayores energías, ya que se podrían obtener contribuciones de fotones de energías dentro del rango comentado, que fueron generados por las interacciones de electrones de 400 keV.

Si bien los espectros simulados con el MCNP presentan componentes no nulas en la zona comprendida entre 35 y 55 keV, el método presentado no logra distinguirlos ya que esta zona es sensible a la elección del límite inferior de energías y del intervalo de clasificación de los fotones.

La información espectral obtenida de las simulaciones realizadas con el código MCNP, se combinaron linealmente de manera de reproducir los espectros experimentales. La figura 6.9 muestra el espectro experimental que fue presentado en la figura 6.1 y su correspondiente ajuste. Dicho ajuste se realizó combinando los espectros simulados para fuentes monocromáticas de electrones de energías comprendidas entre 100 y 200 keV, a intervalos de 25 keV y minimizando la distancia cuadrática entre el espectro experimental y la combinación lineal.

El ajuste del espectro experimental con los datos simulados reproduce, en promedio, la posición del máximo que se ubica alrededor de 90 keV. Por otra parte, el ancho espectral experimental medido a mitad de altura, se representa acertadamente con el ajuste.

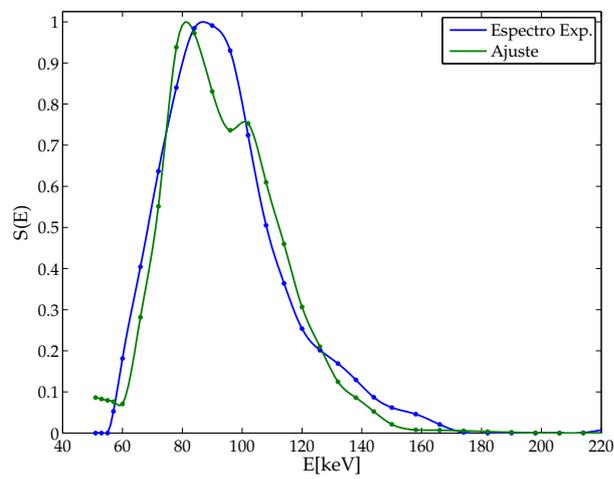


Figura 6.9: Espectros de fotones de alta energía experimental y ajustado con los simulados con MCNP. La medición y el cálculo se realizaron fuera de la cámara de descargas y sobre el eje de simetría de los electrodos.

7

Discusión general y conclusiones

En la presente tesis doctoral se estudiaron experimentalmente las propiedades de la radiación neutrónica y de rayos x de alta energía emitidas por el Plasma Focus GN1 de 4.7 kJ de energía almacenada. Las mediciones se realizaron operando el dispositivo con mezclas de deuterio y argón. La investigación se complementó con un modelo para la producción neutrónica y con simulaciones numéricas basadas en el método de Monte Carlo empleando el código MCNP.

Se monitoreó la emisión neutrónica con detectores basados en la activación de plata. El diseño de dichos detectores depende de la cantidad de material termalizador y del espesor de la lámina de plata. En particular, se verificó el espesor utilizado en dichos detectores. Para ello, se modeló el detector y se exploraron diferentes espesores de la lámina de plata registrándose, en primer lugar, la cantidad de núcleos activados y luego la cantidad de partículas β que ingresan al tubo Geiger. Los resultados indican que para el espesor de parafina empleado, el espesor óptimo de la lámina de plata es de 0.03 cm, que es consistente con el utilizado en el detector, al igual que el factor de calibración, asumiendo, en este último caso, que todos los electrones que ingresan al interior del tubo Geiger son detectados.

La calibración relativa consistió en registrar los neutrones emitidos por el Plasma Focus cuando se los ubica perpendicularmente al eje de simetría de los electrodos y a una distancia que permite considerar que el flujo que reciben ambos detectores es similar. Asimismo, se modeló con el código MCNP la disposición experimental, considerando los objetos que rodean al equipo. Dentro de las incertezas experimentales y numéricas, los resultados de la medición de la calibración coinciden con el valor hallado mediante el código MCNP. Si bien el resultado muestra que es posible estimar la calibración relativa entre detectores y tener un buen acuerdo con las mediciones, el valor calculado con MCNP debe ser considerado como una aproximación ya que pueden presentarse diferencias de composición química y/o densidad, por ejemplo, entre los materiales simulados y los reales.

La anisotropía de emisión neutrónica se midió con dos detectores que fueron ubicados a 60 cm de la posición estimada para el foco, uno sobre el eje de simetría de los electrodos y el otro a 90°. Los resultados obtenidos para presiones entre 3 y 6 mbar con deuterio puro y mezclas con 2.5% y 5% de argón, abarcan valores entre 1.6 y 1.4 con un error relativo de aproximadamente 3%. Los resultados muestran una leve tendencia decreciente para los casos con deuterio puro y 5% de argón. Por otra parte, para cada presión explorada, la anisotropía medida con las distintas mezclas son similares. La anisotropía de emisión para cada mezcla presenta, en promedio, valores alrededor de $A=1.5$, con lo cual se detecta un 50% más de neutrones en la dirección del eje de simetría de los electrodos que perpendicularmente a ellos.

Mediante simulaciones con MCNP, se estudió la anisotropía de emisión modelando el equipo, el entorno y los detectores además de la fuente de neutrones. Las simulaciones posibilitaron explorar diferentes configuraciones del equipo y su entorno con el fin de determinar qué objetos influyen en la anisotropía detectada. Los resultados muestran que la emisión anisotrópica del dispositivo Plasma Focus GN1 en su conjunto, se ve afectada principalmente, por el plástico que conforma la base de la cámara. Expresado de otra manera: la anisotropía medida no se debe exclusivamente a la anisotropía propia del foco como emisor de neutrones.

La base de la cámara de descargas actúa como un elemento que refleja los neutrones y por lo tanto incrementa los registros de los detectores. Por esta razón, la metodología implementada con el código MCNP resulta muy útil para estudiar alternativas de diseño de la cámara como así también para investigar qué materiales pueden ser más apropiados para las aplicaciones que se deseen concretar. Además, el programa MCNP es una herramienta que puede ser útil para el diseño de experimentos y aplicaciones ya que podrían simularse diversas situaciones para luego implementarlas experimentalmente.

La producción neutrónica se midió variando las presiones y composiciones del gas de llenado. Se exploraron presiones de trabajo entre 3 y 6 mbar y mezclas de deuterio con 2.5% y 5% de argón además de deuterio puro. Los resultados muestran, comparados con descargas en deuterio puro, un incremento en la producción neutrónica cuando se las realizan con una mezcla de deuterio y 2.5% de argón. Se caracterizó además, la proporción de disparos con emisión de neutrones, resultando que la mezcla con 2.5% de argón incrementa la cantidad de disparos cuya producción es similar a los realizados con deuterio puro. Por otra parte, el agregado de 5% de argón al deuterio disminuye la producción neutrónica, donde a presiones altas la focalización del plasma es deficiente o nula.

Los resultados experimentales de la producción neutrónica fueron modelados extendiendo el modelo presentado por Moreno *et ál.* (2000). El modelo expuesto en la presente tesis considera el agregado de argón al deuterio, lo que se traduce en la modificación de la masa involucrada durante la etapa axial y radial. Además, a partir de diferentes consideraciones, se estimó el aporte de electrones al cálculo, debido a la ionización parcial del argón. Dicho aporte se ve reflejado en la cantidad de partículas consideradas al momento del cálculo de la temperatura de Bennett en el foco de plasma.

El modelo propuesto se ajustó a los datos experimentales, obteniéndose curvas que predicen los datos experimentales para las presiones y mezclas consideradas. Los resultados del ajuste se emplearon para extender el rango de proporciones de argón en deuterio. Las curvas calculadas muestran que la concentración óptima de argón en deuterio es del 2% y que el agregado de mayores cantidades de argón produce una disminución en la producción neutrónica. La predicción del modelo es consistente con los resultados experimentales, ya que la producción neutrónica se incrementó cuando se opera el Plasma Focus con una mezcla de deuterio y 2.5% de argón.

Se determinó la componente continua del espectro de la radiación x de alta energía emitida por el Plasma Focus. Para ello, mediante radiografías, se registró la atenuación de dicha radiación en muestras metálicas de diferentes materiales y espesores.

Se formuló un método que considera la radiación dispersada por una muestra metálica, cuyo espectro saliente es el que incide sobre el detector radiográfico. Los espectros dispersados se calcularon mediante el código MCNP, simulando fuentes de fotones monoenergéticos que son atenuados en una placa de metal de determinado espesor. Los materiales explorados consisten en plata, cobre, níquel y titanio, con fuentes de fotones que abarcan un rango de energías incidentes entre 20 y 600 keV.

El método propuesto se implementó acoplando un conjunto de filtros metálicos a un casete radiográfico con su correspondiente película. En el interior del casete se ubicó un filtro patrón que relaciona la densidad óptica de la película con la correspondiente transmisión y permite disponer de una radiografía con su propia calibración. A partir de las densidades ópticas medidas para cada filtro metálico, se obtuvieron los correspondientes coeficientes de transmisión. El método formulado relaciona dichos coeficientes con el espectro emitido e incluye la eficiencia de la pantalla intensificadora y el efecto dispersivo del material.

La formulación propuesta se validó numéricamente empleando diferentes espectros de prueba conocidos, estudiando las características de las soluciones cuando se varía, en un amplio rango, el parámetro de regularización α . Con respecto a la incerteza de la solución, se definió como banda de incertidumbre la envolvente de las soluciones calculadas cuando se modifican el coeficiente de transmisión o los datos que provienen del cálculo del espectro dispersado por los filtros. Se estudiaron, además, las soluciones que se obtienen para varios espectros de partida diferentes.

Del análisis de las radiografías obtenidas para diferentes condiciones de operación del Plasma Focus, se determinaron las curvas de calibración para cada película y los coeficientes de transmisión del conjunto de filtros metálicos. Los espectros obtenidos presentan componentes espectrales relevantes en la región comprendida entre 55 y 175 keV con un máximo ubicado entre 80 y 90 keV. La banda de incerteza presenta regiones donde la variabilidad de la solución alcanza valores entre el 55 % y el 10 %. La estimación de la convergencia de la banda de incerteza está asegurada si se consideran, como mínimo, aproximadamente 200 soluciones.

La variación del parámetro de regularización permitió localizar 3 zonas en las cuales las soluciones presentan características similares. En particular, la región central, correspondiente a $2 \times 10^{-2} \leq \alpha \leq 2$, presenta espectros cuyo máximo y ancho medido a mitad de altura, son semejantes entre sí. Con respecto a la modificación de la función de partida para la minimización, los resultados mostraron que se recuperan espectros que son todos consistentes entre sí.

Los espectros obtenidos para distintas presiones y mezclas de gases presentan características similares en cuanto a la ubicación del máximo que se encuentra entre 80 keV y 90 keV y al ancho medido a mitad de altura, que resulta de aproximadamente 50 keV. Las componentes espectrales relevantes se encuentran entre 55 keV y 175 keV. Para las presiones y mezclas de deuterio y argón exploradas, se observa que no hay diferencias entre los

espectros obtenidos, es decir, no se modifican las cualidades del espectro emitido por el Plasma Focus GN1.

Los espectros de rayos x calculados con el código MCNP presentan características consistentes con los espectros obtenidos experimentalmente. En el intervalo de energías comprendido entre 70 y 90 keV se encuentra el pico del espectro para los casos simulados y experimental. Con respecto a la energía máxima con componentes espectrales no nulos, se encuentra que los espectros simulados para fuentes de electrones de hasta 200 keV, son suficientes para reproducir el espectro experimental en la zona de energías mayores que la del pico. Por otra parte, para las energías cuyo espectro simulado presenta valores no nulos en la región menor a 55 keV, el método propuesto no logra resolver dicha zona ya que es sensible a la elección del límite inferior de energía como así también al intervalo de clasificación de los fotones.

En suma, se investigaron tanto la emisión neutrónica como de rayos x de alta energía emitidas por el Plasma Focus GN1, cuando se lo opera con mezclas de deuterio y argón. Se midió la anisotropía de emisión y la producción neutrónica y se determinó la componente continua del espectro de rayos x duros. Se complementó el estudio con modelos y simulaciones numéricas realizadas con MCNP.

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr. César Moreno por haber dirigido esta tesis y por compartir infinitas charlas y enseñanzas conmigo.

Al Dr. Alejandro Clausse por la ayuda que me brindó en la etapa final de la escritura de la tesis.

A mis compañeros de trabajo del laboratorio, por el apoyo, la amistad y la solidaridad durante todo el trabajo de tesis doctoral. A todos los estudiantes que pasaron por el laboratorio y que aportaron sus ganas y energías para que se concreten los experimentos.

Quiero agradecer especialmente a Verónica Raspa. Por su apoyo desde cerca o lejos, por estar siempre dispuesta a darme una mano, y sobre todo, por su infinita amistad. Gracias!.

A Natalia, mi compañera de vida y de esos momentos que quedan grabados en lo más profundo de uno. Por su paciencia, su amor y por apoyarme incondicionalmente. Pero sobre todo, por ser mi descarga a tierra.

A mis padres que siempre me alentaron y transmitieron su apoyo. A mis amigos de la facultad: Lorena, Franco y Maxi por su amistad y sus palabras de aliento durante todo este trabajo.

Por último, quiero agradecer al personal y autoridades del Instituto de Física del Plasma por la cordialidad y atenciones que han tenido a lo largo de este tiempo. Agradezco, también, a la red institucional PLADEMA-CNEA, al Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales y al CONICET por el apoyo económico brindado.

Bibliografía

- [1] Aliaga-Rossel R. and Choi P. Experimental observations of the spatial anisotropy of the neutron emission in a medium energy plasma focus. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **26**(4), pp. 1138–1145, 1998.
- [2] Angeli E., Tartari A., Frignani M., Molinari V., Mostacci D., Rocchi F, and Sumini M. Production of radioisotopes within a plasma focus device. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, **20**(1), pp. 33–37, 2005.
- [3] Angeli E., Tartari A., Frignani M., Mostacci D., Rocchi F, and Sumini M. Preliminary results on the production of short-lived radioisotopes with a Plasma Focus device. *Appl. Radiat. Isot.*, **63**(5-6), pp. 545–551, November – December 2005.
- [4] Bernard A., Bruzzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herrera J., Hirano K., Krejčí A., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M., Schmidt H., Ware K., Wong C., and Zoita V. Scientific status of plasma focus research. *J. Moscow Phys. Soc.*, **8**, pp. 93 – 170, 1998.
- [5] Bogolubov Ye. P., Koltunov M. V., Lemesko B. D., Mikerov V. I., Samosyuk V. N., Sidorov P. P., and Yurkov D. I. Application of a plasma focus-based source for fast neutron and x-ray radiography. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **605**(1-2), pp. 62–64, 2009.
- [6] Bogolyubov E. P., Bochkov V. D., Veretennikov V. A., Vekhoreva L. T., Gribkov V. A., Dubrovskii A. V., Ivanov Y. P., Isakov A. I., Krokhin O. N., Lee P., Lee S., Nikulin V. Y., Serban A., Silin P. V., Feng X., and Zhang G. X. A Powerful Soft X-ray Source for X-ray Lithography Based on Plasma Focusing. *Phys. Scr.*, **57**, pp. 488–494, 1998.
- [7] Borowiecki M. and Czekaj S. In *4th International Workshop on Plasma Focus and Z-Pinch Research*, , pp. 86, Warsaw, 1985.
- [8] Bostick W. H., Grunberger L., and Prior W. In *3rd. European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.*, volume 1, , pp. 120, Utrecht, 1969.
- [9] Briesmeister J. F. "MCNP - A general Monte Carlo code for neutron and photon transport. Rpt LA-7396-M, Rev. 2". Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, 1986.
- [10] Bruzzone H., Fantino A., Kelly H., Medwid A., Molina J., Pais V., and Pouzo J. Instrumentos para medir magnitudes eléctricas durante una descarga rápida en un plasma. Technical report, Laboratorio de Física del Plasma UBA, CONICET. Ti: 4/73., 1973.
- [11] Bruzzone H., Kelly H., and Moreno C. The effect of transmission lines and switching action on the electrical signals in a powerful capacitive discharge. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **18**(4), pp. 689–694, 1990.

- [12] Bruzzone H. and Vieytes R. The initial phase in plasma focus devices. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **35**, pp. 1745–1754, 1993.
- [13] Castillo F., Gamboa-Debuen I., Herrera J. J. E., Rangel J., and Villalobos S. High contrast radiography using a small dense plasma focus. *Appl. Phys. Lett.*, **92**(5), pp. 051502, 2008.
- [14] Castillo F., Herrera J. J. E., and Rangel J. Neutron yield and pressure evolution during a dense plasma focus device shot series. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**(19), pp. 5902–5906, 2007.
- [15] Castillo F., Herrera J. J. E., Rangel J., Alfaro A., Maza M. A., Sakaguchi V., Espinosa G., and Golzarri J. I. Neutron anisotropy and x-ray production of the FN-II dense plasma focus device. *Braz. J. Phys.*, **32**(1), pp. 3–12, 2002.
- [16] Castillo F., Herrera J. J. E., Rangel J., Milanese M., Moroso R., Pouzo J., Golzarri J. I., and Espinosa G. Isotropic and anisotropic components of neutron emissions at the FN-II and paco dense plasma focus devices. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **45**(3), pp. 289–300, 2003.
- [17] Castillo F., Milanese M. M., Moroso R. L., Pouzo J. O., and Santiago M. A. Small Plasma Focus studied as a source of hard x-ray. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **29**(6), pp. 921–926, 2001.
- [18] Choi P., Deeney C., Herold H., and Wong C. Characterization of self-generated intense electron beams in the Plasma Focus. *Laser Part. Beams*, **8**(3), pp. 469–476, 1990.
- [19] Cobelli P. J., Knoblauch P. T., and Moreno C. H. Estudio de un Plasma Focus de baja energía como generador de pulsos de radiación x de corta duración operado con mezclas de H₂ y Ar. In *Anales de la Asociación Física Argentina*, pages 160–163, Buenos Aires, 2003. Asociación Física Argentina.
- [20] Decker G., Kies W., and Pross G. Experiments solving the polarity riddle of the plasma focus. *Phys. Lett. A*, **89**, pp. 393–396, 1982.
- [21] Decker G. and Wienecke R. Plasma Focus devices. *Physica*, **82**, pp. 155–164, 1976.
- [22] Delellis R. *Detección de neutrones en un equipo Plasma Focus por el método de plata activada*. Tesis de Licenciatura, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, 1976.
- [23] Di Lorenzo F., Lazarte A., Vieytes R., Cobelli P., Knoblauch P., Clause A., and Moreno C. Compact repetitive plasma focus as a powerful source for hard-x-ray and neutron scanning. *2005 IEEE Pulsed Power Conference*, pages 1372–1375, 2005.
- [24] Di Lorenzo F., Raspa V., Knoblauch P., Lazarte A., Moreno C., and Clause A. Hard x-ray source for flash radiography based on a 2,5 kJ plasma focus. *J. Appl. Phys.*, **102**(3), pp. 033304, 2007.
- [25] Duclos S. Scintillator phosphors for medical imaging. *INTERFACE, The Electrochemical Society*, **7**, pp. 34–38, 1998.
- [26] Eastman Kodak Co. Hoja de datos: Kodak T-MAT G/RA film / 4155. 1994.
- [27] Eckerman K. F., Westfall R. J., Ryman J. C., and Cristy M. Availability of nuclear decay data in electronic form, including beta spectra not previously published. *Health Phys.*, **67**(4), pp. 338–345, 1994.
- [28] Favre M., Lee S., Moo S. P., and Wong C. S. X-ray emission in a small Plasma Focus operating with H₂-Ar mixtures. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **1**, pp. 122–125, 1992.

- [29] Favre M., Silva P., Choi P., Chuaqui H., Dumitrescu-Zoita C., and Wyndham E. S. Experimental investigations of hotspots in a low energy plasma focus operating in h₂-ar mixtures. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **26**(2), pp. 1154–1161, 1998.
- [30] Favre M., Silva P., Chuaqui H., Wyndham E., and Choi P. Current sheath studies in a small plasma focus operating in hydrogen-argon mixtures. *Astrophys. Space Sci.*, **256**, pp. 485–490, 1997.
- [31] Feugeas J. *Generación, propagación y estructura de haces de electrones en equipos Plasma Focus*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, 1983.
- [32] Feugeas J., Llonch E., de González C., and Galambos G. Nitrogen implantation of AISI 304 stainless steel with a coaxial plasma gun. *J. Appl. Phys.*, **64**(5), pp. 2648–2651, 1988.
- [33] Feugeas J. and von Pamel O. Current distribution during the breakdown in a coaxial electrode system. *J. Appl. Phys.*, **66**(3), pp. 1080–1083, 1989.
- [34] Filippov N. V., Filippova T. I., and Vinogradov V. P. Dense, high temperature plasma in a non-cylindrical Z-pinch compression. *Nucl. Fusion*, Part 2, pp. 577–587, 1962.
- [35] Fomenkov I. V., öwering N. B., Rettig C. L., Melnychuk S. T., Oliver I. R., Hoffman J. R., Khodykin O. V., Ness R. M., and Partlo W. N. Euv discharge light source based on a dense plasma focus operated with positive and negative polarity. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**(23), pp. 3266, 2004.
- [36] Gharehabani E., Rawat R. S., Verma R., Karamat S., and Sobhanian S. Low energy repetitive miniature plasma focus device as high deposition rate facility for synthesis of DLC thin films. *Appl. Surf. Sci.*, **256**, pp. 4977–4983, 2010.
- [37] Gribkov V., Dubrovsky A., Karpiński L., Miklaszewski R., Paduch M., Scholz M., Strzyżewski P., and Tomaszewski K. The Dense Plasma Focus Opportunities in Detection of Hidden Objects by Using Nanosecond Impulse Neutron Inspection System (NINIS). In J. J. E. Herrera-Velázquez, editor, *Plasma and Fusion Science: 16th IAEA Technical Meeting on Research using Small Fusion Devices*, volume 875 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 415–418, 2006.
- [38] Grondona D. E. *Propiedades de la emisión neutrónica en equipos Plasma Focus*. Tesis de Licenciatura, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma, CONICET, 1989.
- [39] Grondona D. E. *Estructura de la lámina de corriente en equipos Plasma Focus*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma, CONICET, 1994.
- [40] Harries W. L., Lee J. H., and McFarland D. R. Space and time resolved emission of hard x-rays from a Plasma Focus. *Plasma. Phys.*, **20**, (9), pp. 963–969, September 1978.
- [41] Heo H. and Park D. K. Anomalous hard x-ray emission mode in a Plasma Focus discharge with hydrogen-argon mixtures. *Appl. Phys. Lett.*, **82**(3), pp. 340–342, 2003.
- [42] Hussain S., Shafiq M., Ahmad R., Waheed A., and Zakaullah M. Plasma focus as a possible x-ray source for radiography. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **14**(1), pp. 61–69, 2005.
- [43] Hussain S., Zakaullah M., Shujaat A., and Waheed A. Low Energy Plasma Focus as an Intense x-ray Source for Radiography. *Plasma Sci. Technol.*, **6**, pp. 2296–2300, 2004.

- [44] Illerhaus B. J., Onel Y., and Goebbels J. Correction techniques for 2d detectors to be used with high-energy x-ray sources for ct, part ii. In U. Bonse , editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5535 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 329–334, 2004.
- [45] Jakubowski L. and Sadowski M. J. Hot-spots in plasma-focus discharges as intense sources of different radiation pulses. *Braz. J. Phys.*, **32**(1), pp. 187–192, March 2002.
- [46] Johnson D. Study of the x-ray production mechanism of a dense plasma focus. *J. Appl. Phys.*, **45**(3), pp. 1147 – 1153, 1974.
- [47] Kato Y. and Be S. H. Generation of soft x rays using a rare gas-hydrogen Plasma Focus and its application to x-ray lithography. *Appl. Phys. Lett.*, **48**(11), pp. 686–688, 1986.
- [48] Kelly H. and Giudice G. Kinematics and structure of a plasma-focus current sheath during its radial implosion stage. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **18**, pp. 646–650, 1990.
- [49] Kelly H., Lepone A., Márquez A., Lamas D., and Oviedo C. Coating on metallic samples produced by a small energy plasma focus. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, pp. 704–709, 1996.
- [50] Kelly H. J. *Régimen de operación de los equipos Plasma Focus desde el punto de vista de la optimización de reacciones de fusión*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Laboratorio de Física del Plasma, CONICET, 1979.
- [51] Khan I. A., Hassan M., Hussain T., Ahmad R., Zakaullah M., and Rawat R. S. Synthesis of nano-crystalline zirconium aluminium oxynitride (ZrAlON) composite films by dense plasma focus device. *Appl. Surf. Sci.*, **255**(12), pp. 6132–6140, 2009.
- [52] Knoblauch P., Raspa V., Lorenzo F. Di, Lazarte A., Clause A., and Moreno C. Correcting magnetic probe perturbations on current density measurements of current carrying plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, **81**(9), pp. 093504, 2010.
- [53] Knoll G. F. *Radiation detection and measurement, 2nd Edition*. John Wiley, New York, 1989.
- [54] Krása J., Králík M., Velyhan A., Šolc J., Juha L., Scholz M., Bienkowska B., Ivanova-Stanik I. M., Karpinski L., Miklaszewski R., Paduch M., Schmidt H., Tomaszewski K., Klír D., Kravárik J., Kubeš P., and Řezáč K. Anisotropy of the emission of dd-fusion neutrons caused by the plasma-focus vessel. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **50**(12), pp. 125006, 2008.
- [55] Lanter R. J. and Bannerman D. E. Silver Counter for Bursts of Neutrons. *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, pp. 1588– 1589, 1968.
- [56] Lee J. H., Loebbaka D. S., and Roos C. E. Hard x-ray spectrum of a Plasma Focus. *Plasma. Phys.*, **13**(4), pp. 347–349, 1971.
- [57] Lee J. H., McFarland D. R., and Hohl F. Production of dense plasmas in a hypocycloidal pinch apparatus. *Phys. Fluids*, **20**, pp. 313–321, 1977.
- [58] Lee S. Technology of small Plasma Focus incorporating some experiences with the UNU/ICTP PFF. In *Proceedings of Symposium on small scale laboratory plasma experiments. Spring college on plasma physics - 1989. Small plasma physics experiments II*, pages 113–169, Singapore, 1990. World Scientific.

- [59] Lee S. Neutron yield saturation in plasma focus: A fundamental cause. *Appl. Phys. Lett.*, **95**(15), pp. 151503, 2009.
- [60] Lee S., Lee P., Zhang G., Feng X., Gribkov V., Liu M., Serban A., and Wong T. High rep rate high performance Plasma Focus as a powerful radiation source. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **26**(4), pp. 1119–1126, 1998.
- [61] Lee S. and Saw S. Neutron scaling laws from numerical experiments. *Journal of Fusion Energy*, **27**, pp. 292–295, 2008.
- [62] Lee S. and Serban A. Dimensions and lifetime of the Plasma Focus pinch. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **24**(3), pp. 1101–1105, 1996.
- [63] Mahmood S., Springham S. V., Zhang T., Rawat R. S., Tan T. L., Krishnan M., Beg F. N., Lee S., Schmidt H., and Lee P. Novel fast-neutron activation counter for high repetition rate measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, **77**(10), pp. 10E713, 2006.
- [64] Mather J. W. Investigation of the high-energy acceleration mode in the coaxial gun. *Phys. Fluids*, **7**, pp. 28–34, 1964.
- [65] Mather J. W. *Dense Plasma Focus*, in *Methods of Experimental Physics 9 Part B*, pages 187–249. Edited by: Lovberg H and Griem H R, Academic Press, New York and London, 1971.
- [66] Moreno C. A least-squares-based method for determining the ratio between two measured quantities. *Meas. Sci. Technol.*, **7**, pp. 137–141, 1996.
- [67] Moreno C., Bruzzone H., Martinez J., and Clause A. Conceptual engineering of plasma-focus thermonuclear pulsors. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **28**(5), pp. 1735–1741, 2000.
- [68] Moreno C., Raspa V., Sigaut L., Vieytes R., and Clause A. Plasma-focus-based tabletop hard x-ray source for 50 ns resolution introspective imaging of metallic objects through metallic walls. *Appl. Phys. Lett.*, **89**(9), pp. 091502, 2006.
- [69] Moreno C. H. *Detección de corrientes de pérdida en equipos Plasma Focus mediante sondas magnéticas de tamaño finito*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma, CONICET, 1995.
- [70] Newman C. E. and Petrosian V. Production of hard x rays in a Plasma Focus. *Phys. Fluids*, **18**(5), pp. 547–551, 1975.
- [71] Pan Z. Y., Rawat R. S., Verma R., Lin J. J., Yan H., Ramanujan R. V., Lee P., Springham S. V., and Tan T. L. Miniature plasma focus as a novel device for synthesis of soft magnetic FeCo thin films. *Phys. Lett. A*, **374**, pp. 1043–1048, 2010.
- [72] Patran A., Tan L. C., Stoenescu D., Rafique M. S., Rawat R. S., Springham S. V., Tan T. L., Lee P., Zakaullah M., and Lee S. Spectral study of the electron beam emitted from a 3 kJ plasma focus. *Plasma Sources Science Technology*, **14**, pp. 549–560, 2005.
- [73] Pellinen D. G., Di Capua M. S., Sampayan S. E., Gerbracht H., and Wang M. Rogowski coil for measuring fast, high-level pulsed currents. *Rev. Sci. Instrum.*, **51**(11), pp. 1535–1540, 1980.

- [74] Pellinen D. G. and Spence P. W. A nanosecond risetime megampere current monitor. *Rev. Sci. Instrum.*, **42**(11), pp. 1699–1701, 1971.
- [75] Petr R., Bykanov A., Freshman J., Reilly D., Mangano J., Roche M., Dickenson J., Burte M., and Heaton J. Performance summary on a high power dense plasma focus x-ray lithography point source producing 70 nm line features in AlGaAs microcircuits. *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, pp. 2551, 2004.
- [76] Potter D. E. Numerical studies of the plasma focus. *Physics of Fluids*, **14**(9), pp. 1911–1924, 1971.
- [77] Pouzo J. O. *El Plasma Focus como una línea de fusión nuclear controlada*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma, CONICET, 1979.
- [78] Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., and Flannery B. P. *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*. Press Syndicate of the University of Cambridge, Cambridge, 2nd edition, 1992.
- [79] Rapezzi L., Angelone M., Pillon M., Rapisarda M., Rossi E., Samuelli M., and Mezzetti F. Development of a mobile and repetitive plasma focus. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **13**(2), pp. 272–277, 2004.
- [80] Raspa V. *Medición del espectro continuo de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, dosimetría y aplicaciones*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, 2009.
- [81] Raspa V., Di Lorenzo F., Knoblauch P., Lazarte A., Tartaglione A., Clausse A., and Moreno C. Plasma focus based repetitive source of fusion neutrons and hard x-rays. *PMC Physics A*, **2**(1), pp. 5, 2008.
- [82] Raspa V. and Moreno C. Radiographic method for measuring the continuum hard x-ray output spectrum of a plasma focus device. *Phys. Lett. A*, **373**(40), pp. 3659–3662, 2009.
- [83] Roshan M. V., Rawat R. S., Talebitaher A., Lee P., and Springham S. V. Neutron and high energy deuteron anisotropy investigations in plasma focus device. *Phys. Plasmas*, **16**(5), pp. 053301, 2009.
- [84] Samuelli M., Rapezzi L., Angelone M., Pillon M., Rapisarda M., and Vitulli S. Unconventional plasma focus devices. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **34**(1), pp. 36–54, 2006.
- [85] Serban A. and Lee S. Experiments on speed-enhanced neutron yield from a small plasma focus. *J. Plasma Phys.*, **60**, pp. 3–15, 1998.
- [86] Shafiq M., Hussain S., Waheed A., and Zakaullah M. X-ray emission from a plasma focus with high-z inserts at the anode tip. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**(2), pp. 199 – 204, 2003.
- [87] Silva P. and Favre M. Properties of hotspots in PF discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**(20), pp. 2543–2550, 2002.
- [88] Stygar W. and Gerdin G. High frequency rogowski coil response characteristics. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **10**(1), pp. 40–44, 1982.
- [89] Sumini M., Mostacci D., Rocchi F., Frignani M., Tartari a., Angeli E., Galaverni D., Coli U., Ascione B., and Cucchi G. Preliminary design of a 150 kJ repetitive plasma focus for the production of 18-f. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **562**(2), pp. 1068–1071, 2006.

- [90] Tartaglione A. *Caracterización de un equipo Plasma Focus como generador de pulsos de neutrones de fusión nuclear y su aplicación a la detección no intrusiva de sustancias hidrogenadas*. Tesis de Licenciatura, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Laboratorio de Física del Plasma, CONICET, 2004.
- [91] Tartari A., Da Re A., Bonifazzi C., and Marziani M. Energy spectra measurements of x-ray emission from electron interaction in a dense plasma focus device. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **213**, pp. 206–209, 2004.
- [92] van Paassen H. L. L., Vandre R. H., and White R. S. X-Ray Spectra from Dense Plasma Focus Devices. *Phys. Fluids*, **13**, pp. 2606–2612, 1970.
- [93] Verma R., Rawat R. S., Lee P., Krishnan M., Springham S. V., and Tan T. L. Miniature Plasma Focus Device as a Compact Hard X-Ray Source for Fast Radiography Applications. *IEEE T. Plasma. Sci.*, **38**, pp. 652–657, 2010.
- [94] Vieytes R. E. *Ruptura dieléctrica en equipos Plasma Focus*. Tesis Doctoral, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma, CONICET, 1994.
- [95] Vikhrev V. V. and Braginskii S. I. *Dynamics of the Z pinch*, in *Reviews of Plasma Physics*, **10**, pages 425–517. ed. Leontovich M. A., Consultants Bureau, New York - London, 1986.
- [96] Williams III R. G., Gesh C. J., and Pagh R. T. Compendium of material composition data for radiation transport modeling. Technical report, Pacific Northwest National Laboratory, 2006.
- [97] Zakaullah M., Ahmad I., Omar A., Murtaza G., and Beg M. M. Effects of anode shape on plasma focus operation with argon. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, pp. 544–552, 1996.
- [98] Zhang T., Lin J., Patran A., Wong D., Hassan S. M., Mahmood S., White T., Tan T. L., Springham S. V., Lee S., Lee P., and Rawat R. S. Optimization of a plasma focus device as an electron beam source for thin film deposition. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **16**(2), pp. 250–256, 2007.
- [99] Zhang T., Patran A., Wong D., Hassan S. M., Springham S. V., Tan T. L., Lee P., Lee S., and Rawat R. S. Electron Beam Emission Characteristics from Plasma Focus Devices. In J. Chittenden , editor, *Dense Z-Pinches*, volume 808 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 235–238, 2006.