

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO COMPARATIVO DE DOS MÉTODOS PARA
ACELERACIÓN DE PROTONES CON FINES CLÍNICOS: PARED
DIELÉCTRICA VERSUS LÁSERES COMPACTOS DE ALTA
POTENCIA**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Aurimary Zoino Tarife
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**
Con la tutoría de: Prof. Rafael Martín

Mayo-2014
Caracas-Venezuela

Quienes suscriben, miembros del jurado que examinó el trabajo presentado por la Br. Aurimary Zoino Tarife titulado: **Estudio comparativo de dos métodos de aceleración de protones con fines clínicos: Pared Dieléctrica versus Láseres Compacto de Alta Potencia** para optar al título de Licenciada en Física, consideramos que dicho trabajo cumple con los requisitos exigidos por los reglamentos respectivos y por lo tanto lo declaramos APROBADO en nombre de la Universidad Central de Venezuela.

Rafael Martín Landrove 26-05-14
Dr. Rafael Martín Landrove, Tutor Fecha

Haydn Barros 26-05-14
Dr. Haydn Barros Fecha

José Antonio López 26-05-14
Dr. José Antonio López Fecha

DEDICATORIA

Dedico este trabajo a mi Familia, por ser mi principal apoyo en todo; a mi Tutor a quien tengo una profunda admiración y aprecio y con quien compartí la realización de este trabajo; a mi Universidad Central de Venezuela, como mi raíz y la casa donde vencí las sombras y a mi trabajo, servicio de Radioterapia del Hospital Universitario de Caracas en donde ejerzo, pese a las dificultades, felizmente mi profesión.

AGRADECIMIENTOS

Primeramente doy gracias Dios, por haberme conducido y guiado por este camino y hoy por hoy permitirme alcanzar esta gran meta.

A mis padres, Auristela Tarife y Giulio Zoino, por todos los principios y la educación que recibí de ellos desde niña, para llevarme a ser quien soy hoy en día y por todo el apoyo incondicional, moral y económico que me brindaron a lo largo de toda la carrera.

A mis hermanos, Aurisela Veitía y Giulio Cesare Zoino, por haberme brindado todo apoyo moral y logístico durante la elaboración de este trabajo.

A mi pequeña sobrina, Leonela Pérez, por brindarme su amor y sus mejores sonrisas que me daban el impulso de seguir adelante ante las dificultades, ya que soy un ejemplo de constancia y dedicación para ella.

A mi estimado tutor, Dr. Rafael Martín, con quien estoy infinitamente agradecida, por su tiempo, dedicación y disposición, conocimientos e interés en todo momento para sacar adelante este trabajo; mi compañero de lucha durante estos años, mi gran ejemplo a seguir. Mil gracias!

A mis amigos y compañeros de estudio, V. Díaz, J. Martínez, M. Oropeza, J. Aponte, M. Ellner, por su gratificante compañía y valiosa amistad a lo largo de toda la carrera.

A mi amiga muy apreciada, Lucía Serna, quien me abrió las puertas de su hogar siempre que lo necesité a lo largo de este camino y además por brindarme su incondicional e intachable amistad.

A mi amada UCV, por haberme brindado la oportunidad de ser parte de ella y todo el aprendizaje que necesité y adquirí para formarme como la profesional que soy hoy en día. De donde tengo los mejores recuerdos. Siempre dejaré tu nombre en alto.

RESUMEN

“Estudio comparativo de dos métodos para aceleración de protones con fines clínicos: Pared Dieléctrica versus Láseres Compactos de Alta Potencia”

Aurimary Zoino Tarife

Tutor: Dr. Rafael Martín Landrove

Universidad Central de Venezuela

La radioterapia con protones es parte de lo que se conoce hoy en día como hadronterapia (radioterapia con hadrones, es decir, tanto mesones, bariones o agregados de bariones como son los iones de ^{12}C) y su importancia radica en que puede tratar por radiación volúmenes de alta definición debido al efecto del pico de Bragg. Esto va a ser fundamental para evitar el daño a tejido circundante que no se desea tratar y por ende evitar las complicaciones que son propias del caso. La desventaja hasta la fecha estaba asociada a su costo y esto va a dejar de ser verdad en breve ya que se va a contar con la oferta de equipos comerciales basados en nuevos paradigmas para acelerar partículas cargadas, cuya evaluación y análisis en su uso clínico es el objeto del presente trabajo.

Palabras Clave: Hadronterapia, protonterapia, pico de Bragg, láseres compactos de alta potencia, aceleradores de pared dieléctrica, conformación del haz, contaminación con neutrones

ÍNDICE

TÍTULO	N° de Página
CAPÍTULO I: <u>La Investigación a Realizar</u>	
I.1 – Planteamiento del Problema	1
I.2 – Objetivos:	5
I.2.1 Objetivo General	5
I.2.2 Objetivos Específicos	5
CAPÍTULO II: <u>Física de los dos Sistemas de Aceleración a Considerar</u>	
II.1 Acelerador de Pared Dieléctrica	7
II.2 Sistema de Láser Compacto de Alta Potencia	10
II.2.1 Mecanismo de Aceleración de Protones	14
II.2.1.1 Dependencia de la energía máxima de protones con el espesor del blanco	16
II.2.1.2 Dependencia de la energía cinética máxima de protones con la intensidad del pulso del láser	16
II.2.1.3 Dependencia de la energía cinética máxima con la duración del pulso del láser	17

II.2.2 Sistema de selección de protones en el método del Láser Compacto de Alta Potencia	17
CAPÍTULO III: <u>Espectro de Neutrones Asociado al Haz de Protones</u>	
III.1 Fuente de los Datos Empleados en Este Trabajo	19
III.2 Distribuciones Angulares en Reacciones (p,n) para Protones de Alta Energía	19
III.3 Número de Neutrones por Protón Incidente en Reacciones (p,n)	33
CAPÍTULO IV: <u>Transporte de Energía al Incidir un Haz de Protones en el Material: Teoría del Pico de Bragg</u>	
IV.1 Necesidad de Establecer el Perfil de Dosis a Profundidad	37
IV.2 Transporte de Energía al Incidir un Haz de Protones en el Material	38
IV.3 Obtención del Pico de Bragg a partir de la Teoría de Transporte	40
IV.4 Ajuste de la Curva de Porcentaje de Dosis en Función de la Profundidad	45

CAPÍTULO V: <u>Conformación del Haz de Protones en los dos</u>	
<u>Sistemas de Aceleración a Considerar</u>	
V.1 Dependencia con la Energía de los Parámetros que	55
Caracterizan el Perfil de Dosis a Profundidad	
para protones	
V.2 Conformación del Haz de Protones en el Acelerador	57
De la Pared Dieléctrica	
V.3 Conformación del Haz de Protones en el Sistema	60
De Láser Compacto de Alta Potencia	
CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	69
APÉNDICE A: <u>Código del Programa en MATLAB para el Ajuste</u>	71
<u>de las Distribuciones Angulares de Reacciones (p,n)</u>	
<u>Basado en Recocido Simulado</u>	
APÉNDICE B: <u>Código del Programa Complementario en</u>	77
<u>MATLAB para Mejorar el Ajuste de las</u>	
<u>Distribuciones Angulares de Reacciones (p,n)</u>	

APÉNDICE C: <u>Código del Programa en MATLAB para el Ajuste</u>	83
<u>del Perfil de Dosis a Profundidad para Protones Basado</u>	
<u>en Recocido Simulado</u>	
APÉNDICE D: <u>Código del Programa Complementario en MATLAB</u>	89
<u>para Mejorar el Ajuste del Perfil de Dosis</u>	
<u>a Profundidad para Protones</u>	
BIBLIOGRAFÍA	95

Capítulo I

La Investigación a Realizar

I.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

El uso de haces de protones de alta energía para radioterapia está incrementando rápidamente, con decenas de nuevos centros de protonterapia (PT) que planean abrirse en los próximos años en diversas partes del mundo. [Sc07]

La principal ventaja de los protones sobre los fotones y electrones tiene un basamento puramente físico y está asociado al efecto del pico de Bragg, donde la entrega más importante de la dosis tiene lugar al final de la trayectoria del protón o del ión pesado [Sc07]. Este comportamiento del pico de Bragg puede explicarse fácilmente a partir de la fórmula de Bethe para el poder de frenado asociado a los efectos por colisión la cual, como función de la velocidad del ión v medida en términos de la velocidad de la luz $\beta \equiv v/c$, viene dada por [At86]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c \propto \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left[\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] + C_0 - \frac{\beta^2}{Z} \right\} \quad (\text{I.1})$$

donde Z es el número atómico del material penetrado por el ión y z es el del ión. El término C_0 refleja las ionizaciones y excitaciones que tienen lugar en el material de densidad de masa ρ , a través de I y su expresión viene dada por:

$$C_0 = \ln \left(\frac{mc^2}{I} \right) \quad (\text{I.2})$$

Es importante recordar que el poder de frenado mide la pérdida de energía cinética del ión por unidad de longitud penetrada que necesariamente se convierte en energía entregada al medio. Como esta cantidad es la base para

la estimación de la dosis entregada se suele dividir por la densidad de masa ρ ya que la dosis tiene unidades de energía entregada por unidad de masa. La Ec. (I.1) nos permite ver que conforme $\beta \rightarrow 0$, que es la situación alcanzada por el ión al final de su trayectoria, la entrega se hace muy grande y a ello hace referencia lo presentado en la Fig. I.1. De esta manera los protones se aproximan a la distribución de dosis ideal en una medida potencialmente mayor que los fotones por los efectos localizados que se pueden producir.

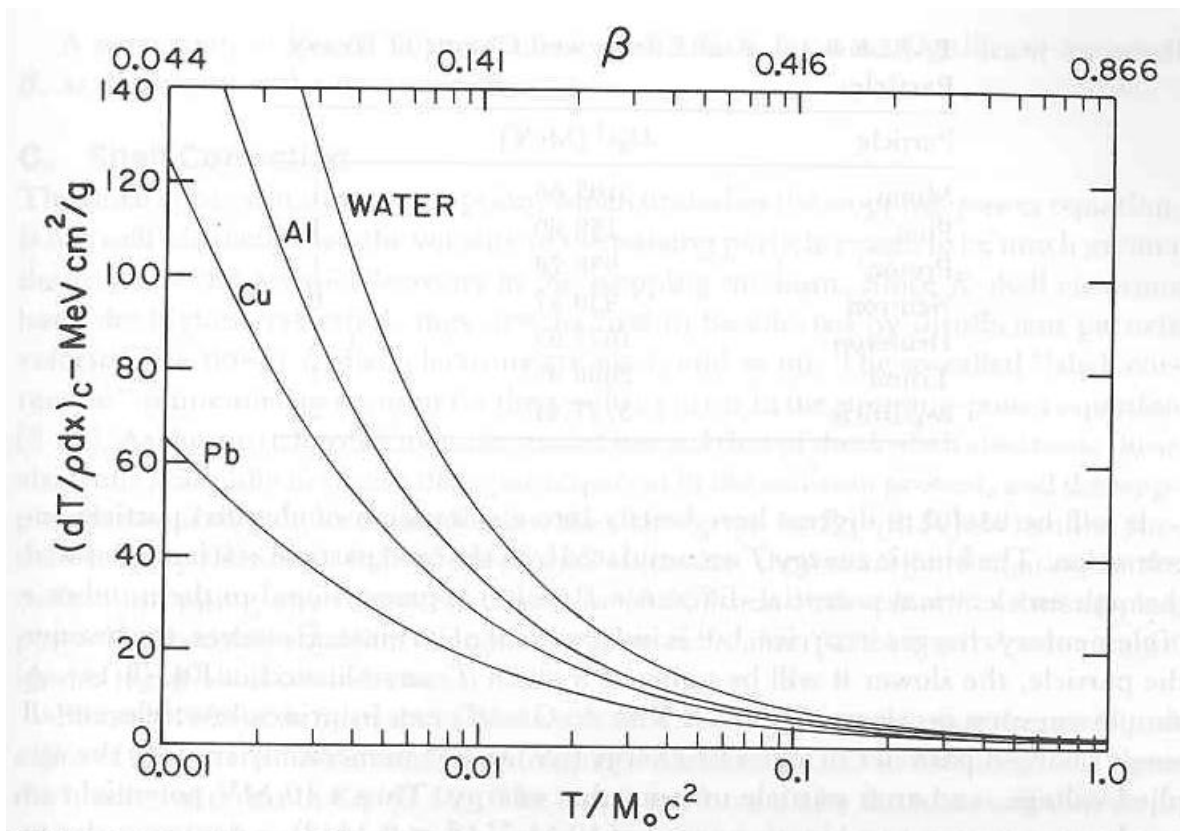


Fig. I.1. Poder de frenado másico debido a la colisión para protones como función de β (escala superior) y de la energía cinética del protón en unidades de su masa en reposo (escala inferior). El pico de Bragg empieza a formarse cuando nos desplazamos a la izquierda en cualquiera de las dos escalas y su crecimiento debe detenerse a la par de producirse una importante caída en la cesión de energía cuando el protón es finalmente desviado por colisiones múltiples a muy baja velocidad. Tomado de [At86].

Distribuciones de dosis muy localizadas (ver Fig. I.2) tienen una mayor probabilidad de aumentar el control del tumor, lo cual incrementa la supervivencia

del paciente (el término “sobrevida” se refiere al período de vida sobre lo esperado). El que el efecto sea localizado hace que los protones puedan ser usados para depositar un máximo de dosis en el tumor con un mínimo daño en los tejidos circundantes presumiblemente sanos y en casos particularmente importantes como cuando se tienen lesiones en contacto con estructuras críticas que hay que proteger.

Otra ventaja a favor de los protones es que debido a su acción directa para producir daño irreversible en el ADN celular, los tumores no pueden generar resistencia a la radiación y no pueden reproducirse. Este efecto es muy diferente en el caso de la radioterapia con fotones donde la acción sobre el ADN es indirecta y tiene lugar a través de radicales libres. Esto puede dar lugar a la generación a nivel celular de sustancias que neutralicen a los radicales libres y que hagan que las células potencialmente afectadas sean radioresistentes.

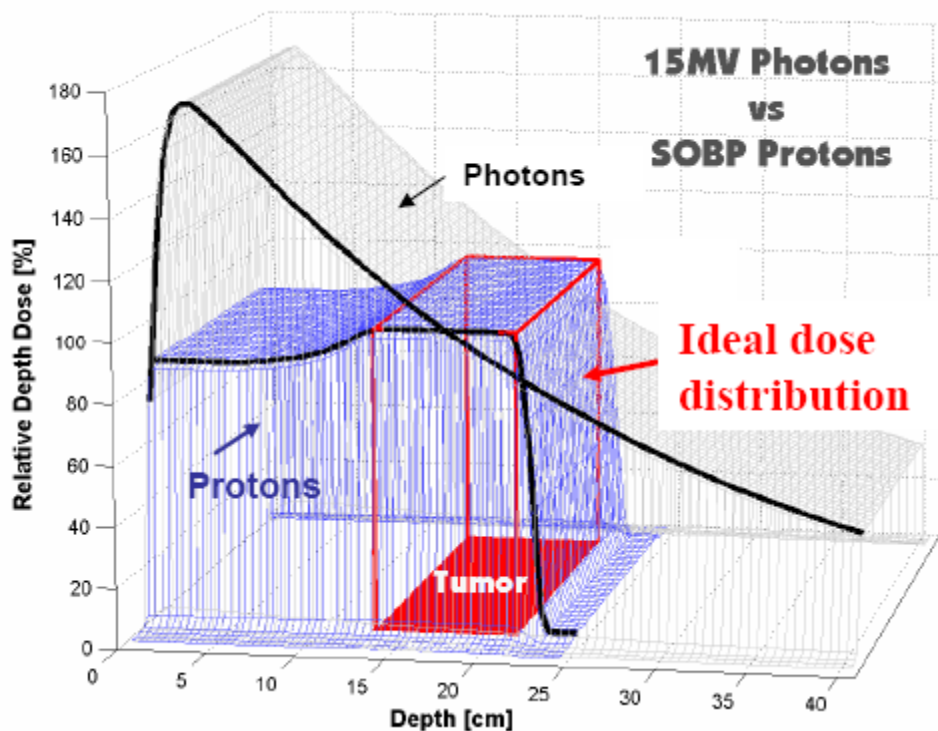


Fig. I.2 . Gráfica del Porcentaje de Dosis a Profundidad para fotones de 15 MV y SOBPs (Spread Out Bragg Peak) para protones. Tomado de [Sm08]

Dadas estas importantes ventajas de los protones sobre los fotones: ¿Por qué existen tan pocos centros e instalaciones de PT en el mundo? La respuesta es el alto costo. [Ma06]

Los sistemas prototipos de la PT actuales son bastante costosos ya que corresponden a ciclotrones y sincrotrones pero eso se reducirá en los próximos años con el desarrollo de sistemas compactos e instalaciones que sean más rentables y no requieran una inversión tan grande, tanto inicial como de mantenimiento.

Para el año 2006, el costo de un acelerador de protones clínico estaba entre 50 y 125 millones de dólares. Requiere un ‘gantry’, que es un dispositivo de donde emerge el haz de radiación y tiene la capacidad de rotar alrededor del paciente mientras este debe permanecer estático durante la administración del tratamiento. La cantidad de concreto y acero usado para el blindaje de las instalaciones de un cuarto de tratamiento de terapia de protones es al menos un orden de magnitud mayor que el requerido para los aceleradores lineales de electrones de uso corriente hoy. Desde entonces se han hecho visibles dos sistemas para la aceleración con verdadero potencial para lograr reducir el tamaño y el costo basados en: (1) Un láser de muy alta potencia que de manera concentrada induce la formación de un plasma en una lámina de material. Del plasma emergen mayormente protones y electrones de alta energía que son manejados por campos magnéticos., [Fo03, Ma04, Ma06, Se09] (2) Aceleración de iones por efecto de una pared dieléctrica cilíndrica de pocos metros de largo. [Ch07, Pa05, Ca09, Ca10].

Para estas dos maneras de tratar de darle una solución al problema surge primero el cuestionamiento relacionado con la generación de neutrones que cada método puede tener asociada y la importancia que puede tener durante el tratamiento ya que es una radiación indeseada. Otro aspecto que no va a estar desconectado de éste es examinar cuál de estos dos acercamientos puede lograr una mejor conformación del haz para tratamiento. En estos aspectos es que vamos a centrar nuestros esfuerzos en el presente trabajo.

Los neutrones que vamos a examinar para el propósito de la comparación van a ser solamente aquellos que son entregados al paciente a través del haz principal que debe incidir en el tejido para el tratamiento.

Vamos a suponer que en las dos situaciones a considerar el blindaje requerido para absorber los neutrones es adecuado. Igualmente suponemos que la contribución al campo neutrónico por interacciones que tienen lugar en el paciente en ambos métodos va a ser prácticamente igual ya que para el tratamiento que se indique hay que disponer del mismo campo de protones.

I.2 OBJETIVOS

En función de lo anterior pasamos a definir los objetivos de la presente investigación.

I.2.1 Objetivo General

Comparar los nuevos métodos de aceleración de protones para uso clínico: Pared dieléctrica y láseres compactos de alta potencia. Dada la extensa lista de actividades que pueden asociarse a un objetivo de esta naturaleza es necesario establecer objetivos específicos que le definan un alcance al trabajo y eso es lo que pasamos a discutir en la siguiente sección.

I.2.2 Objetivos Específicos

- ❖ Evaluar cuál de los dos métodos puede ofrecer la mejor alternativa para minimizar la contaminación con neutrones del haz de radiación
- ❖ Establecer cuál método ofrece un mayor control del haz en cuanto a:
 - I. Perfil en profundidad de la dosis absorbida
 - II. Conformación del haz como respuesta al volumen que debe ser tratado.

Capítulo II

Física de los Sistemas de Aceleración a Considerar

II.1 ACELERADOR DE LA PARED DIELECTRICA

El acelerador de la pared dieléctrica (DWA, Dielectric Wall Accelerator) es un diseño que persigue ocupar el mismo espacio de una sala de tratamiento convencional que no requiera de una inversión exagerada. El DWA es un dispositivo compacto que posee 5 elementos esenciales: (1) Un aislante de alto gradiente (HGI, 'High Gradient Insulator') con una superficie de ruptura fuerte que permita detener la avalancha de emisión secundaria de electrones, (2) una línea generadora de pulsos que proporciona pulsos cuadrados, (3) un sistema de interruptores ópticos de alta velocidad, (4) juegos de emparedados conductor-dieléctrico a lo largo de la estructura y (5) una fuente de protones compacta capaz de entregar paquetes de protones que serán acelerados.

El aislante de alto gradiente es un tubo al vacío, destinado a producir un campo eléctrico longitudinal que debe actuar sobre un grupo de protones que emergerá del dispositivo de inyección, localizado en el extremo inicial del equipo. Las características del fenómeno de descarga o ruptura, en la superficie del tubo permite alcanzar gradientes de aceleración en el orden de 100 MV/m para acelerar protones. [Ca09a]

El sistema de interruptores ópticos de SiC, (ver Fig. II.1) genera una onda viajera electromagnética, debido al encendido y apagado de los mismos, que es inyectada a la línea de pulsos a cualquier frecuencia o tasa de repetición mediante el control de tiempo de generación de pulsos de duración Δt , provenientes de un dispositivo láser tal como se muestra en la Fig. II.1.

El tiempo que invierten los interruptores ópticos en activarse es de 1 ns. Debido a la capacidad de controlar la rapidez de esta onda, el acelerador es

capaz de manipular cualquier partícula en relación con su masa y carga y por lo tanto puede ser usado para electrones, protones y cualquier ión. [Ca09a]

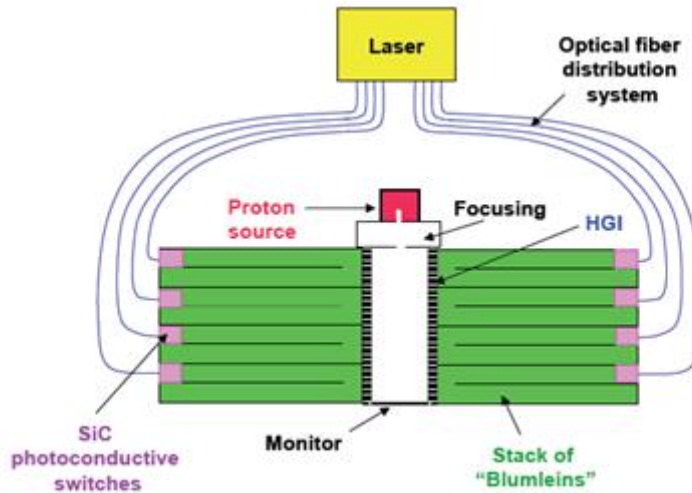


Fig. II.1. Sistema de interruptores ópticos para la generación de los pulsos (DWA). Tomada de [Ca09a]

La onda viajera pasará a través de cavidades en forma de emparedado ya que están compuestas por capas alternas finamente espaciadas de un dieléctrico y un conductor. Esta estructura de “emparedado” minimiza el crecimiento de las avalanchas de emisión, ya que dichas celdas van a producir un campo eléctrico con el cual se induce una carga negativa en la superficie de la pared dieléctrica que evita la avalancha de emisión secundaria de electrones al repelerlos y alejarlos de la superficie del tubo aislante, ya que, se cree que tal emisión de electrones bombardea dicha superficie. Esta es una excelente ventaja de esta tecnología de aislante de alto gradiente, ya que una estructura de aislante puro no puede detener la avalancha de electrones que adquieren una energía cinética de modo que son capaces de vencer la brecha de energía del aislante y al interactuar con la superficie del mismo arranca más electrones produciendo un efecto en cascada que no es deseado que se denomina ‘flashover’. Ver Fig. II.2 y Fig. II.3

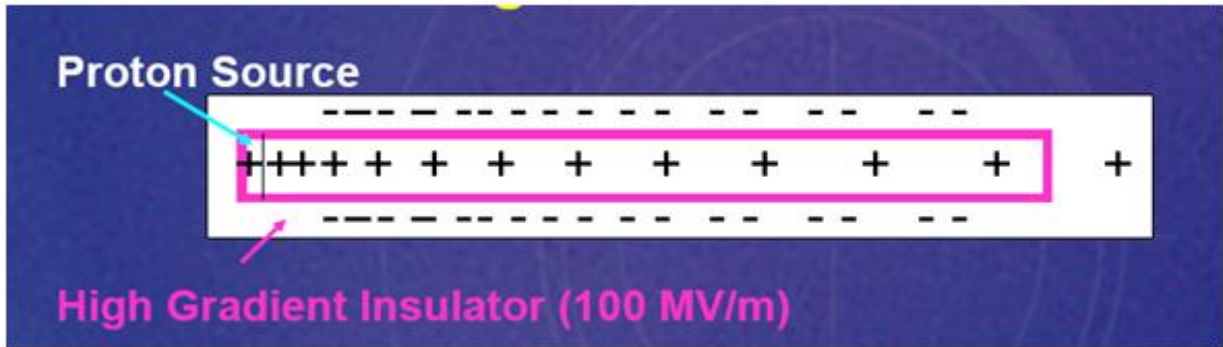


Fig. II.2.- Esquema del sistema de aceleración de protones en el interior del tubo del DWA. Tomado de [Sm08]

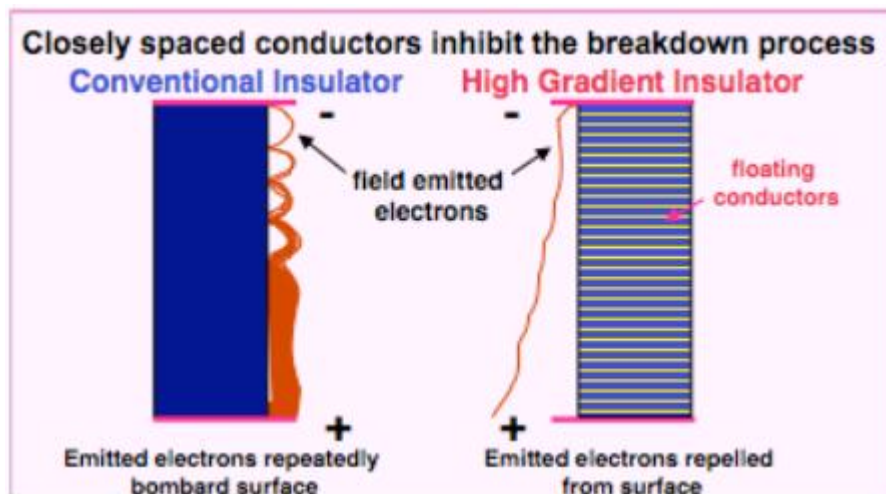


Fig.II.3. Izquierda: Mecanismo de “Flashover” en un aislante puro. Derecha: Mecanismo de ‘Flashover’ en un aislante de alto gradiente. Tomada de [Ca09a]

El campo eléctrico, producido por la estructura combinada dieléctrico-conductor, es variable en el tiempo y por lo tanto debe inducir un campo magnético. El campo eléctrico y el campo magnético serán responsables de la aceleración, transporte y enfoque del haz de protones.

Un pequeño dispositivo de plasma es usado como fuente de protones. [Ch07].

El DWA es un nuevo concepto de acelerador particularmente adecuado para pulsos cortos (menores de 50 ns) y altas corrientes (mayores que 1 kA).[Sa95]. La tecnología de DWA promete reducir el tamaño de los aceleradores de protonterapia dramáticamente [Ca09a].

II.2 SISTEMA DE LÁSER COMPACTO DE ALTA POTENCIA

Es otra nueva opción para la aceleración de protones para energías de una ventana terapéutica entre 60 y 200 MeV. Acá vamos a examinar un sistema de láser compacto de 10 Hz y 100 TW. El área requerida para la instalación de todo el sistema de láser es alrededor de 25 m².

El Láser está basado en un método conocido como “Chirp Pulse Amplification”, que consiste en una modulación de fase que permite incrementar o disminuir la frecuencia instantánea de pulsos para que los mismos sean de potencias muy altas (superiores a 10²¹ W/cm²). [Ma04a]

El sistema se compone de ensanchadores y compresores de pulsos basados en redes de difracción. Un láser de Ti:Za (que es un cristal de zafiro dopado con titanio) tiene la capacidad para generar pulsos ultracortos (650 a 1100 ps). Se requiere aumentar el tiempo de duración del pulso hasta varios centenares de picosegundos para poder realizar la amplificación y esto significa que las diferentes longitudes de onda que componen el pulso inicial deben recorrer caminos que difieran hasta 10 cm. Un ensanchador o compresor de pulsos tendrá dispersión negativa, si las longitudes de onda corta recorren menos distancia que las longitudes de onda largas y la dispersión positiva es el caso contrario. Por consideraciones prácticas, suele diseñarse el ensanchador con dispersión positiva y el compresor con dispersión negativa de forma que ambos se cancelen y el pulso a la salida tenga dispersión igual a cero. [Ma04a][Ma06b]

Cuando un pulso se refracta en una red de difracción, cada longitud de onda lo hace con un ángulo diferente. Esta es la base para conseguir que unas longitudes de onda recorran más distancia que otras.

El pulso que a la entrada estaba ensanchado y de pequeña amplitud, sale tras el compresor como un pulso ultra corto y de gran amplitud, tal como se muestra en la Fig. II.4

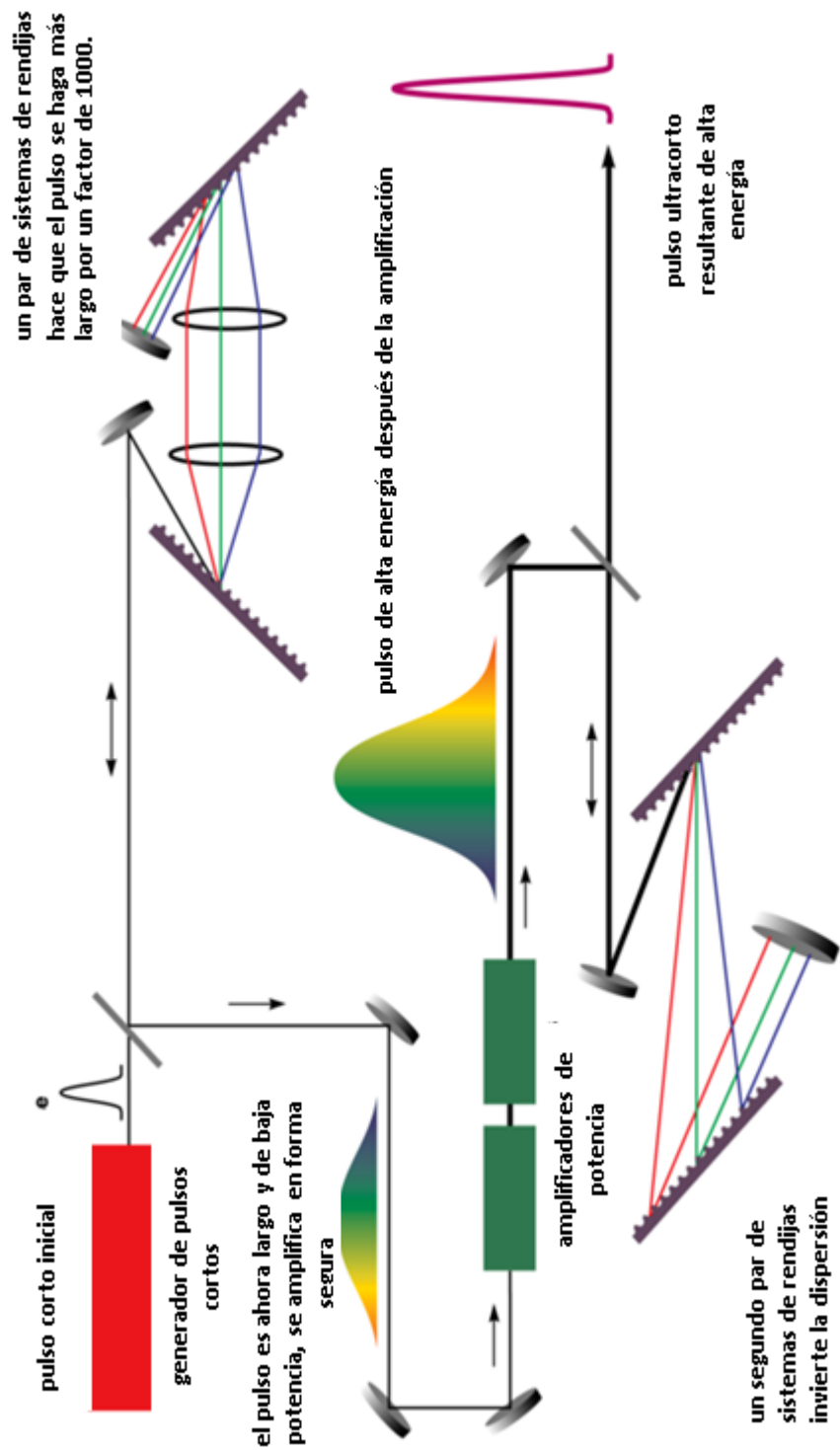


Fig. II.4. Método de CPA (Chirp Pulse Amplification) para generar pulsos cortos de alta potencia para el Sistema de Láser. Tomado de la Web: Wikipedia/Chirp Pulse Amplification. Tomado de [St85]

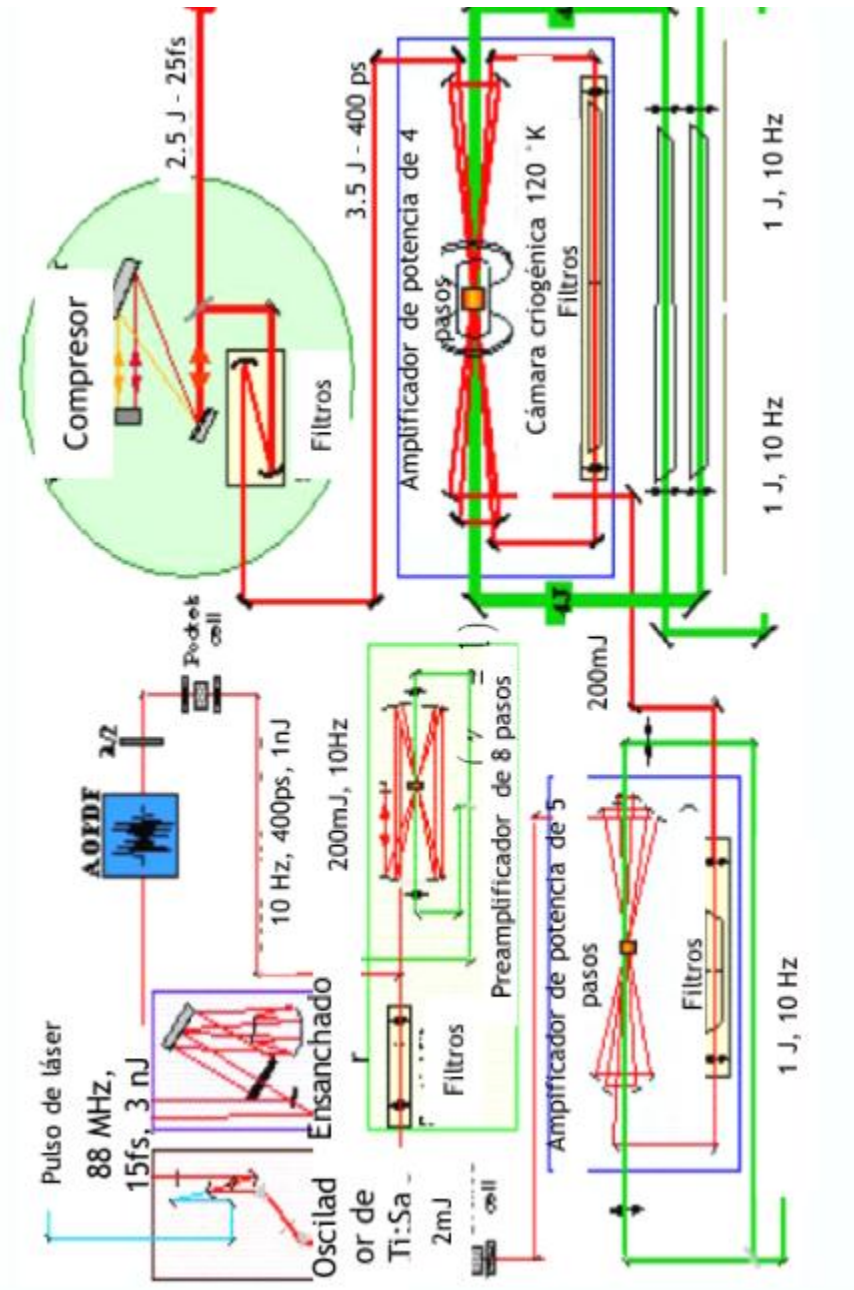


Fig.II.5 Mecanismo de generación de pulsos de alta potencia. Tomado de [Ma04b]

El oscilador produce un tren de pulsos de láser de 88 MHz de frecuencia, 300 mW de potencia, un ancho en la mitad del máximo de 15 fs de duración y una longitud de onda de 820 nm. El pulso puede ser ensanchado hasta 400 ps antes de la amplificación. Luego un selector de pulsos selecciona pulsos a una tasa de repetición de 10 Hz.[Ma04b]

Estos pulsos son enviados a un proceso de ensanchamiento en 8 pasos (estructuras de redes de difracción) para ser llevados de 1 nJ a 2 mJ y luego pasa a través de cavidades, las cuales actúan como un aislante y una puerta temporal la cual limita la emisión de energía estimulada amplificada. Seguidamente es amplificado el pulso nuevamente en 5 etapas con el fin de llegar a una energía de 200 mJ.[Ma04b]

Después de cada uno de los pasos de amplificación ya mencionados anteriormente, el haz es filtrado y colimado 4 veces con el fin de incrementar su calidad espacial. Una nueva etapa de amplificación, lleva a los pulsos hasta una energía de 3.5 J. [Ma04b]

Esta última etapa de amplificación de alta potencia ha sido actualizada colocando una cámara criogénica de enfriamiento cancelando la dependencia térmica del frente de ondas del haz amplificado.

Finalmente, los pulsos se estrechan a 25 fs luego de 4 pasos en 2 rejillas paralelas. La energía máxima de salida es 2.5 J lo que lleva a 100 TW de potencia máxima. Lo descrito anteriormente se realizó con una energía de salida de 0.6 J lo que lleva a un pico de potencia de 20 TW. [Ma04b]

II.2.1 MECANISMO DE ACELERACIÓN DE PROTONES

Centrando un haz de láser de alta potencia en vacío y sobre una superficie sólida con una incidencia normal, el láser ioniza la superficie frontal del blanco creando una capa de plasma entre el vacío y el blanco. Este plasma está formado por electrones libres e iones, absorbe parte de la energía del láser y alcanza temperaturas muy altas. Al extraer gran cantidad de electrones el blanco queda cargado positivamente y los núcleos que están en su interior comienzan a colisionar con mucha frecuencia debido a la energía térmica

suministrada por la capa de plasma y durante estas colisiones de unos núcleos con otros se producen colisiones que llevan a la generación de neutrones, protones y demás fragmentos nucleares que emergen del blanco. [Ma04b] Además de colisiones, también ocurren reacciones nucleares en la lámina blanco en las que se producirán partículas como las ya mencionadas.

Cuando se escapan los electrones del blanco, se crea una nube de carga espacial en vacío en su parte trasera. Asociado con esta carga espacial, un fuerte campo eléctrico estático acelera iones fuera del blanco, los cuales terminan en un cono bien colimado a lo largo del eje del haz de láser. Esos campos eléctricos producidos en el plasma pueden alcanzar muy altos valores, en distintos rangos de TV/m.[Ma04b]

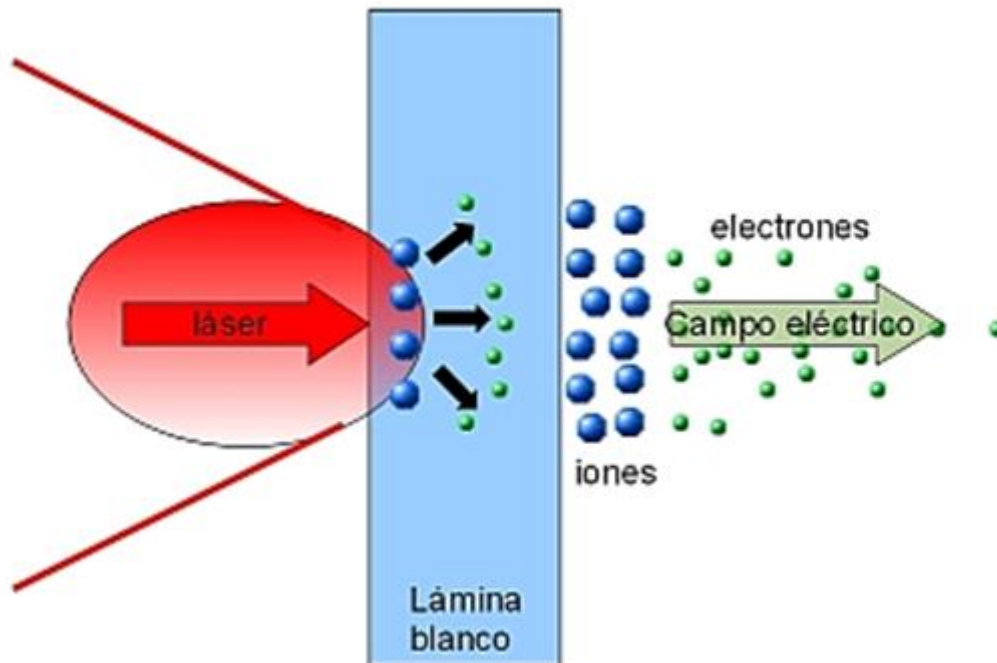


Fig. II.6. Diagrama esquemático del Láser de alta potencia incidiendo sobre el blanco liberando iones y demás partículas produciéndose un campo eléctrico. Tomado de [Sm08]

El material del blanco de donde se generarán los protones, incluye una película metálica de alta conductividad. En otras palabras, la película metálica

puede incluir oro (Au) o aluminio (Al). La película de soporte incluye una película de un silicio amorfo hidrogenada (a – Si:H)

Ya que estos campos de aceleración son de órdenes de magnitud muy altos, mucho mayores que los disponibles en aquellos aceleradores contemporáneos, la distancia requerida para acelerar protones a cientos de MeV puede ser reducida a algunas decenas de micras. De este modo, con dichos campos, los protones son llevados en una distancia muy corta a energías muy altas.

Detectores de CR-39 (Columbia Resin #39) o ADC (Allyl Dylglicol Carbonato) normalmente utilizados en aplicaciones relacionadas con trazas nucleares se usan para determinar el rendimiento del proceso, así como también la apertura de cono del haz de protones. Un detector puro de CR-39 va a medir el número de protones expulsados y permite estimar sus energías. [Ma04b]

La alta energía de los protones depende de la apertura del cono, la cual debe ser de pocos grados ($\approx 10^\circ$) para obtener un haz de protones de alta energía.

II.2.1.1 Dependencia de la energía máxima de protones con el espesor del blanco

Mediante la variación del espesor del blanco, el máximo de energía de protones puede variar significativamente y para fines terapéuticos se requieren altas densidades del blanco con un menor espesor del mismo para una aceleración óptima.

II.2.1.2 Dependencia de la energía cinética máxima de protones con la intensidad del pulso del láser

Cuando se estudia la aceleración de protones con pulsos de láser de intensidad de 10^{20} W/cm², el máximo de energía de protones es de 40 MeV y

con este valor se está muy lejos de los 200 MeV que se necesitan para protonterapia.

Para una intensidad de 10^{21} W/cm², los protones alcanzan una energía de hasta 180 MeV.

Para una intensidad de 2×10^{21} W/cm², los protones alcanzan una energía útil para protonterapia (superior a 200 MeV). Así que intensidades cercanas a este valor ofrecen protones para energías terapéuticas.

II.2.1.3 Dependencia de la energía cinética máxima con la duración del pulso del láser

Para intensidades iguales o mayores de 10^{21} W/cm², la energía de protones se incrementa para un rango de 30 a 90 fs. Para picos de duración de 30 fs se obtienen protones hasta de 280 MeV. Para picos de duración de 60 fs, hasta 330 MeV y para picos de duración de 90 fs, hasta 380 MeV.

Con esto se indica que pulsos más cortos, pueden ser más útiles para protonterapia debido a que las energías que se obtienen están dentro de la ventana terapéutica requerida para dicha terapia.[Ma04b]

II.2.2 SISTEMA DE SELECCIÓN DE PROTONES EN EL MÉTODO DE LÁSER COMPACTO DE ALTA POTENCIA

El sistema de aceleración de protones del método del láser compacto de alta potencia, consta de un sistema completo de selección en donde un pulso polarizado linealmente (ver Fig. II.7) incide sobre el blanco de donde se desprenderán todo tipo de partículas e iones pesados, como fue indicado en la sección previa de este capítulo. Como se muestra en la Fig. II.7 lo producido pasará luego a través de un dispositivo de colimación primaria y los neutrones se pueden eliminar fácilmente con bloques absorbentes (“stoppers”). A la salida de este dispositivo, las partículas son sometidas a un campo magnético

de intensidad 5 T para lograr separarlas y desviar sus trayectorias para obtener un haz puro de protones. Estos protones que componen el haz poseen una energía que llega hasta 440 MeV y se dirigen a una ventana de energía, que está entre 100 y 180 MeV para la mayor parte de las aplicaciones clínicas (aunque esto puede variar), inmensa en un campo magnético de 5 T en la región del selector, tal como se muestra en la Fig.II.7.

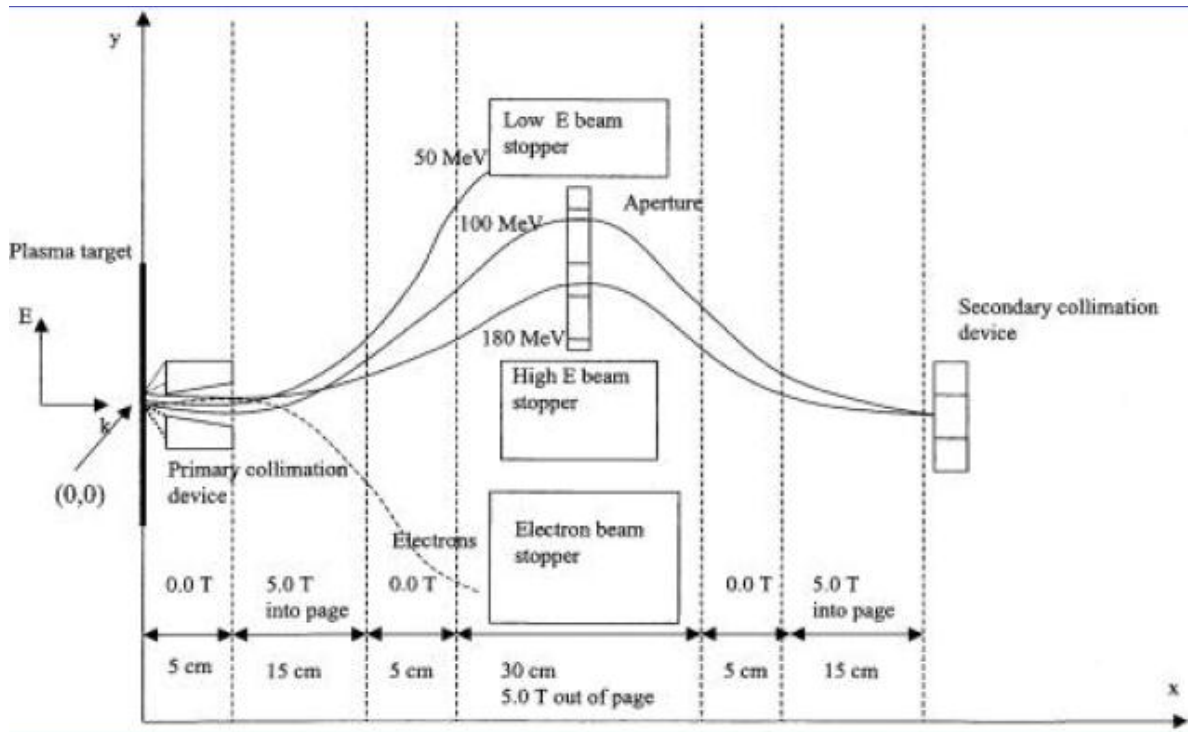


Fig.II.7. Esquema del sistema de desviación de partículas, aceleración y selección de protones del Método de Láser Compacto de Alta Potencia. Tomado de [Fo03]

Capítulo III

Espectro de Neutrones Asociado al Haz de Protones

III.1 FUENTE DE LOS DATOS EMPLEADOS EN ESTE TRABAJO

Para la realización del presente trabajo se usó como la fuente importante la base de datos Sigma del **National Nuclear Data Center (NNDC)**. El NNDC es una organización que recopila, evalúa y difunde datos asociados a la física de sistemas nucleares para la investigación básica y aplicada. Inicia sus actividades en el año de 1952 en el **Brookhaven National Laboratory (BNL)**.

Para su mejor difusión en el presente el acceso a las bases de datos se puede hacer a través de INTERNET. Los datos allí recopilados son el resultado de investigación en física nuclear básica en el último medio siglo llevada a cabo mundialmente y cuenta con réplicas de esa información en países como Estados Unidos, Japón y Rusia, entre otros. Esa información es revisada y puesta al día periódicamente e incluye la producción de información asociada a sistemática de núcleos.

III.2 DISTRIBUCIONES ANGULARES EN REACCIONES (p,n) PARA PROTONES DE ALTA ENERGÍA

Para evaluar la generación de neutrones en el haz de protones que resulten dispersados hacia adelante notamos primero que la contribución más importante está asociada a reacciones (p,n).

El segundo aspecto a considerar es que ese haz va a estar ubicado inicialmente en una cámara o espacio donde se ha practicado vacío y donde los protones van a adquirir su máxima energía. Para producir ese vacío ese espacio comienza lleno de gas, el cual es retirado mediante algún

procedimiento de bombeo. Es natural suponer que la cámara va a estar llena de aire inicialmente y para un mejor manejo posterior se le inyecta progresivamente nitrógeno gaseoso con el objeto de desplazarlo. Cuando se alcanza el punto donde prácticamente todo el gas es nitrógeno se procede a realizar el bombeo. Este procedimiento permite hacer siempre un mejor estimado de los efectos del gas residual sobre el transporte de protones en el volumen de la cámara.

El tercer aspecto a considerar es que a medida que la energía del protón se hace mayor, la sección eficaz de interacción con los núcleos presentes en el gas va a ser sensiblemente menor y en consecuencia podemos esperar que la generación de neutrones por interacción del haz de protones con las moléculas del gas ^{14}N tenga lugar solamente en las etapas iniciales de aceleración de los protones.

En principio para el tratamiento de las reacciones (p,n) con integrales en el espacio de fase tenemos que considerar la ubicación del núcleo blanco en un material que puede estar en estado gaseoso, líquido o sólido (en nuestro caso particular va a ser gaseoso). En cualquiera de esos tres estados el tratamiento de las colisiones del sistema a escala atómica y molecular es clásico, como lo demuestran las simulaciones de dinámica molecular realizadas hasta la fecha. La consecuencia de esto es que las integrales en el espacio de fases de la posición y el momentum de las entidades regidas por la mecánica clásica se pueden hacer separadamente, en contraste con el caso cuántico y ello simplifica de manera importante los cálculos a realizar. El átomo y por ende el núcleo que tiene en su centro van a estar ligados de alguna manera en el compuesto que conforma el material del blanco. La integral en las coordenadas de posición se puede realizar de manera independiente y para el cálculo de la probabilidad de la emisión del neutrón no va a ser relevante.

El núcleo hijo va a tener una energía cinética mucho mayor que la asociada al movimiento de origen térmico del núcleo padre como resultado del impacto con el protón y al punto de poder romper el enlace químico, cuya energía resulta prácticamente despreciable y esto permite en una primera aproximación tomar el núcleo hijo como una entidad libre.

Al mismo tiempo para protones con energías cinéticas de centenares de MeV, la barrera de Coulomb que va a ser efectiva en el interior de los átomos una vez que el apantallamiento electrónico deje de actuar y corresponde a pocos MeV para núcleos ligeros como los isotopos de nitrógeno. En consecuencia podemos considerar la aproximación de ignorarla en esas condiciones. La interacción nuclear fuerte es la que domina el proceso en cualquier circunstancia y tiene muy corto alcance del orden de un fermi.

Entonces si la reacción tiene la forma



donde p y n son respectivamente el protón y el neutrón, así como A y B son los núcleos padre e hijo. Las consideraciones anteriores nos permiten escribir el número de estados en términos de una integral en el espacio de fases donde las cantidades

$$\frac{d^3 p_p}{E_p}, \frac{d^3 p_A}{E_A}, \frac{d^3 p_n}{E_n}, \frac{d^3 p_B}{E_B}$$

son invariantes Lorentz. Entonces si tenemos un neutrón saliente con momentum \vec{p}_n (en cualquier dirección del espacio y con una distribución de energía, teniendo en cuenta que el proceso de dispersión tiene simetría azimutal) y energía total E_n con un protón entrante con momentum \vec{p}_p (en la integral aparece la delta $\delta(\vec{p}_p - \vec{p}_0)$ que permite integrar en \vec{p}_p y hace que aparezca su energía total E_0 en el denominador) y el núcleo blanco A está en reposo (en la integral aparece la delta $\delta(\vec{p}_A)$ que permite integrar en \vec{p}_A y hace que aparezca un factor M_A en el denominador, el cual está incluido en N_0) el número de estados dN lo podemos escribir como

$$dN = N_0 \frac{p_n^2 dp_n}{E_0 E_n} d\chi_n \int \frac{d^3 p_B}{E_B} \delta(\vec{p}_n + \vec{p}_B - \vec{p}_0) \delta(E_n + E_B - E_0 - M_A) \quad (\text{III.2})$$

donde la cantidad N_0 reúne todas las constantes e integrales en el espacio (curiosamente algunas pudieran llegar a ser infinitas, pero no hay problema porque se cancelan exactamente) que tiene el problema y constantes que no

son relevantes en la reacción y que al calcular la probabilidad se van a cancelar. La cantidad $d\chi_n$ representa el diferencial del coseno del ángulo formado por el momentum del neutrón saliente con la dirección de incidencia del protón. Las distribuciones delta de Dirac toman en cuenta conservación de la energía y del momentum.

Vamos a tomar todas las energías en el régimen relativista y trabajamos en unidades tales que de $\hbar = c \equiv 1$ manera que

$$\begin{aligned} E_0 &= \sqrt{p_0^2 + M_p^2} = T_0 + M_p & E_n &= \sqrt{p_n^2 + M_n^2} = T_n + M_n \\ E_A &= M_A & E_B &= \sqrt{p_B^2 + M_B^2} = T_B + M_B \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones (III.3) e integrando la ecuación (III.2) en el momentum \vec{p}_B (es decir, usando directamente la distribución delta de Dirac) obtenemos

$$dN = N_0 p_n dT_n d\chi_n \frac{\delta(E_n - E_0 - M_A + \sqrt{q^2 + M_B^2})}{E_0(E_0 + M_A - E_n)} \quad \text{con} \quad \vec{q} \equiv \vec{p}_0 - \vec{p}_n \quad (\text{III.4})$$

Podemos ahora trabajar con la estructura del argumento de la delta de Dirac y para ello imponemos

$$\sqrt{q^2 + M_B^2} = E_0 + M_A - E_n \quad \Rightarrow \quad q^2 + M_B^2 = (E_0 + M_A - E_n)^2 \quad (\text{III.5})$$

La expresión dada por la ecuación (III.5) se puede reducir con algún trabajo algebraico a

$$\begin{aligned} p_0^2 + p_n^2 - 2p_0 p_n \chi_n + M_B^2 &= E_0^2 + E_n^2 + M_A^2 + 2E_0 M_A - 2E_0 E_n - 2M_A E_n \\ \Rightarrow \chi_{n,0} &= \frac{M_B^2 - M_p^2 - (M_A - M_n)^2 + 2M_A T_n - 2(M_A - E_n)(T_0 + M_p)}{2\sqrt{T_0 T_n (T_0 + 2M_p)(T_n + 2M_n)}} \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

donde $\chi_{n,0}$ es el valor del coseno que anula el argumento de la delta de Dirac. Si empleamos las propiedades de la delta de Dirac se obtiene

$$\delta(E_n - E_0 - M_A + \sqrt{q^2 + M_B^2}) = \frac{M_A + E_0 - E_n}{p_0 p_n} \delta(\chi_n - \chi_{n,0}) \quad (\text{III.7})$$

Al reemplazar la ecuación (III.7) en la ecuación (III.4) se llega a

$$dN = N_0 dT_n d\chi_n \frac{\delta(\chi_n - \chi_{n,0})}{p_0 E_0} = N_0 dT_n d\chi_n \frac{\delta(\chi_n - \chi_{n,0})}{(T_0 + M_p) \sqrt{T_0 (T_0 + 2M_p)}} \quad (\text{III.8})$$

El número de estados dado en la ecuación (III.8) tiene una restricción adicional relacionada con la energía cinética de umbral U que los protones deben tener para que la reacción tenga lugar, la cual puede tomarse en cuenta como una función salto de manera que podemos escribir

$$dN = N_0 dT_n d\chi_n \frac{\delta(\chi_n - \chi_{n,0}) \theta(T_0 - U)}{(T_0 + M_p) \sqrt{T_0 (T_0 + 2M_p)}} \quad (\text{III.9})$$

La ecuación (III.9) representa la distribución de probabilidad del neutrón saliente con respecto a la dirección del protón incidente desde el punto de vista relativista clásico. Desde el punto de vista cuántico la delta de Dirac va a ser reemplazada por una lorentziana que tiene un ancho Γ (cuando hacemos $\Gamma \rightarrow 0$ recuperamos la delta de Dirac) y la función salto crece más suavemente con una constante β que en este caso es uno de los parámetros de los que dependerá la distribución de probabilidad (cuando hacemos $\beta \rightarrow \infty$ recuperamos la función salto para $T_0 \geq U$), por lo que para representar la distribución de probabilidad y basándonos en la ecuación (III.9) podemos proponer

$$dN = \frac{N_0 \Gamma \{1 - \exp[-\beta(T_0 - U)]\} dT_n d\chi_n}{\pi (T_0 + M_p) \sqrt{T_0 (T_0 + 2M_p)} [\Gamma^2 + (\chi_n - \chi_{n,0})^2]} \quad (\text{III.10})$$

La distribución de probabilidad que tenemos que considerar es proporcional al miembro derecho de la ecuación (III.10) por lo que podemos escribir

$$P(T_0, \chi_n, T_n) = A_0 \frac{\Gamma \{1 - \exp[-\beta(T_0 - U)]\}}{\pi (T_0 + M_p) \sqrt{T_0 (T_0 + 2M_p)} [\Gamma^2 + (\chi_n - \chi_{n,0})^2]} \quad (\text{III.11})$$

Vemos entonces que la distribución angular a utilizar va a depender de cuatro (4) parámetros a determinar mediante ajuste con información

experimental como son Γ , β , U y A_0 , donde solamente los tres (3) primeros son independientes realmente ya que el último depende de la normalización de la probabilidad. Como en este trabajo el objetivo es lograr una buena descripción de los datos experimentales y no su interpretación en términos de la estructura de los sistemas nucleares, lo obtenido con el ajuste de la ecuación (III.11) puede ser suficiente si éste es de buena calidad. Vamos a demostrar más adelante que este es efectivamente el caso con los datos que tenemos que manejar.

Este acercamiento al problema es muy utilizado con excelentes resultados en la simulación de estos procesos por el método de Monte Carlo para reducir substancialmente los tiempos de procesamiento. En nuestro caso vamos a hacer lo mismo para evaluar adecuadamente los espectros de neutrones requeridos en el análisis, aunque reconocemos que la manera de obtener el resultado dado en la ecuación (III.11) sugiere que desde el punto de vista físico queda para examinar en un próximo trabajo la razón por la cual una expresión tan sencilla de derivar puede representar muy bien lo reportado por los experimentos. Una propuesta al respecto, que no vamos a analizar en este trabajo, puede estar relacionada a la posibilidad de que lo observado sea relevante a una escala mesoscópica donde los detalles microscópicos relacionados con la estructura nuclear tienen efecto solamente en los parámetros independientes Γ , β y U que fueron introducidos previamente. Este tipo de resultado se ha reportado con frecuencia en física de la materia condensada y como ejemplo podemos citar el modelo de Ising donde para describir de manera totalmente exitosa el comportamiento con la temperatura de la magnetización de un material ferromagnético, aparece como único parámetro la constante de acoplamiento espín-espín J y ella es la que depende de los detalles microscópicos que en este caso son atómicos

Para obtener el espectro de neutrones vamos a considerar solamente la dispersión hacia adelante y esto significa que hacemos $\chi_{n,0}=1$ en las ecuaciones (III.6) y (III.11). En esta situación el pico de la lorentziana corresponde a ese valor y podemos calcular la energía cinética $T_{0,pico}$ del protón para una energía cinética T_n dada del neutrón. El encontrar este valor va a ser útil en el proceso de búsqueda de la energía de umbral U ya que

necesariamente ella debe estar en un intervalo de energía tal que $-Q \leq U \leq T_{0,pico}$, donde Q es la diferencia entre las masas de los reactantes y las de los productos de la reacción. Cuando $Q < 0$, como es el caso, se requiere que los reactantes tengan una energía cinética total mínima de $-Q > 0$ para que la reacción tenga lugar y ello fija el mínimo valor de la energía de umbral U . La razón por la cual la energía de umbral U no coincide con $-Q$ esta relacionada a que hay que hacer consideraciones adicionales sobre la estructura nuclear de los sistemas envueltos en la reacción.

Para encontrar el valor de $T_{0,pico}$ partimos de la ecuación (III.6) junto con las ecuaciones (III.3) con $\chi_n = 1$ para obtener

$$\begin{aligned}
p_0^2 + p_n^2 - 2p_0p_n + M_B^2 &= E_0^2 + E_n^2 + M_A^2 + 2E_0M_A - 2E_0E_n - 2M_AE_n \\
\Rightarrow p_0^2 + p_n^2 - 2p_0p_n + M_B^2 &= p_0^2 + M_p^2 + p_n^2 + M_n^2 + M_A^2 + 2E_0M_A - 2E_0E_n - 2M_AE_n \\
\Rightarrow M_B^2 &= M_p^2 + M_n^2 + M_A^2 + 2E_0M_A - 2E_0E_n - 2M_AE_n + 2p_0p_n \\
\Rightarrow M_B^2 - M_p^2 - M_n^2 - M_A^2 - 2M_A(T_n + M_n) - 2p_0p_n &= 2E_0(M_A - E_n)
\end{aligned} \tag{III.12}$$

Al tomar el cuadrado en cada miembro de la última igualdad de (III.12) llegamos a una ecuación de segundo grado dada por

$$\begin{aligned}
Ap_0^2 + Bp_0 + C &= 0 \\
A &= 4[(M_A - E_n)^2 - p_n^2] = 4[M_A^2 + M_n^2 - 2M_A(T_n + M_n)] \\
B &= 2\sqrt{T_n(T_n + 2M_n)}[M_B^2 - M_p^2 - (M_A - M_n)^2 + 2M_AT_n] \\
C &= 4(M_A - T_n - M_n)^2 M_p^2 - [M_B^2 - M_p^2 - (M_A - M_n)^2 + 2M_AT_n]^2
\end{aligned} \tag{III.13}$$

De las dos soluciones tomamos aquella donde $p_0 > 0$ y entonces

$$p_{0,pico} = -\frac{B}{2A} + \sqrt{\frac{B^2}{4A^2} - \frac{C}{A}} \quad T_{0,pico} = \sqrt{p_{0,pico}^2 + M_p^2} - M_p \tag{III.14}$$

Con estos resultados se desarrolla un código en MATLAB (ver Apéndice A) para encontrar los parámetros Γ , β , U y A_0 mediante un proceso de ajuste basado en el método de optimización por recocido simulado, Como el método de recocido simulado nos ofrece un buen ajuste que no

necesariamente es el mejor posible, el código anterior se usó junto con un segundo código que se presenta en el Apéndice B y cuya finalidad es mejorar por aplicación repetida lo obtenido inicialmente con recocido simulado. En la Tabla III.I Se presentan los resultados del ajuste de los parámetros antes mencionados en función de los datos de Sigma del NNDC y las distribuciones se muestran en la colección de figuras que van de la Fig. III.1 a la Fig. III.10. El resultado del ajuste es bueno como pone de manifiesto el error relativo medio mostrado en la Tabla III.I, aparte de lo mostrado en las figuras antes mencionadas. Allí cabe destacar una resonancia a 3 MeV (ver Fig. III.7) que podemos considerar la dominante para el proceso (es claro que hay otras) y que se caracteriza por tener un pico muy estrecho y con una gran amplitud.

Tabla III.I Parámetros de la Distribución de Probabilidad de la Reacción (p,n) para Neutrones de Baja Energía

$T_n(\text{MeV})$	$\beta(\text{MeV}^{-1})$	$U(\text{MeV})$	Γ	$A_0(\text{MeV}^2)$	<i>Error (%)</i>
0.4	0.53±0.08	6.6±0.1	0.9±0.1	7.7±1.1	14.39
0.6	0.055±0.003	6.71±0.4	0.039±0.002	994±56	5.65
0.8	0.060±0.003	7.3±0.3	0.088±0.004	477±21	4.44
1.0	0.063±0.003	7.7±0.4	0.174±0.008	244±11	4.53
1.2	0.075±0.005	7.9±0.5	3.1±0.2	14.3±0.9	6.14
1.5	0.131±0.001	8.19±0.07	9.91±0.09	3.98±0.04	0.9
3	0.013±0.001	6.2±0.5	(9.5±0.7)10 ⁻⁶	(7.1±0.5)10 ⁶	7.34
4.5	0.055±0.001	10.1±0.1	8.1±0.1	2.65±0.04	1.41
6	0.0027±0.0001	6.2±0.3	3.1±0.2	39±2	5.13
7.5	0.0346±0.0003	9.66±0.97	8.08±0.08	1.94±0.02	1.0

El error porcentual mostrado en la Tabla III.1, es el error asociado al ajuste realizado de los cálculos realizados con los códigos MATLAB (Apéndices A y B), con los datos extraídos del NNDC.

En el procedimiento empleado la posición del pico dado por las Ecs. (III.14) impone una restricción fundamental para determinar la forma funcional final. Ello nos permite en principio poder hacer una predicción del

comportamiento de la distribución de probabilidad fuera de la región de medición que está efectivamente reportada. Notamos que en los conjuntos de datos empleados el pico puede estar en esa región.

Con esta información, en la siguiente sección vamos a estimar el número de neutrones que cada protón incidente en la reacción (p,n) puede producir.

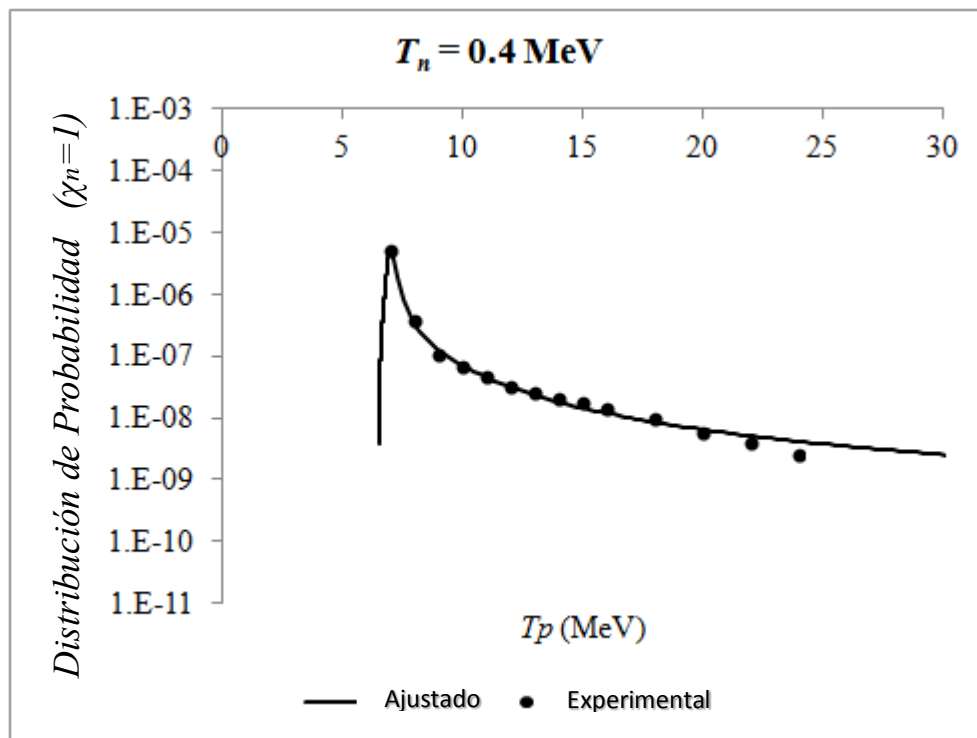


Fig. III.1. Distribución de probabilidad, para el caso de de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 0.4 MeV

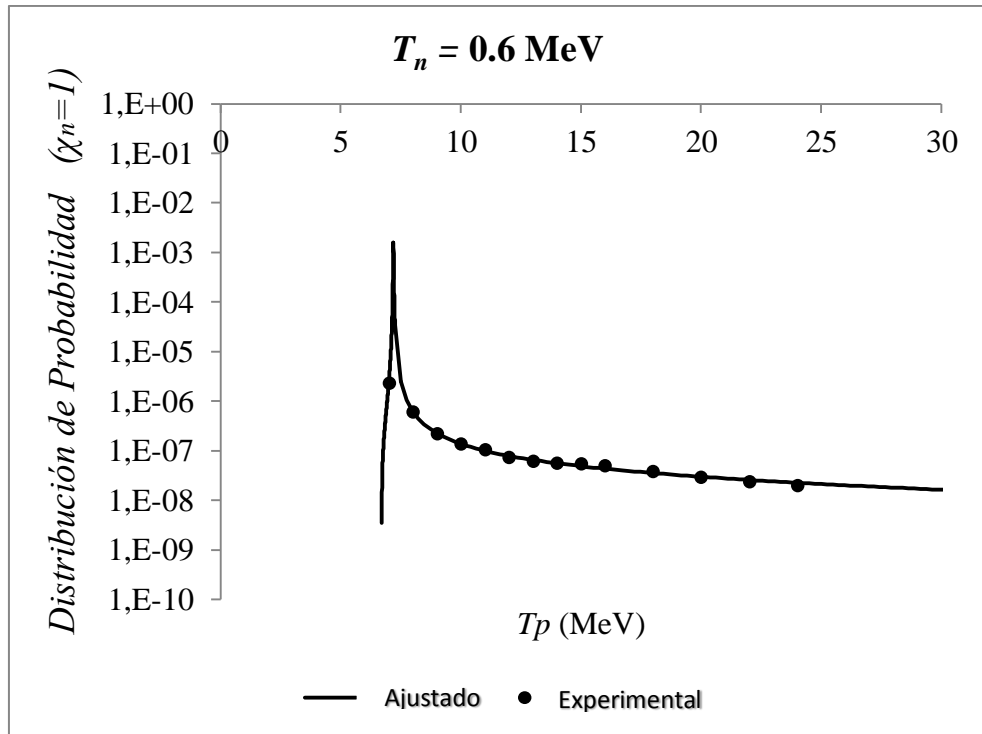


Fig. III.2. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 0.6 MeV

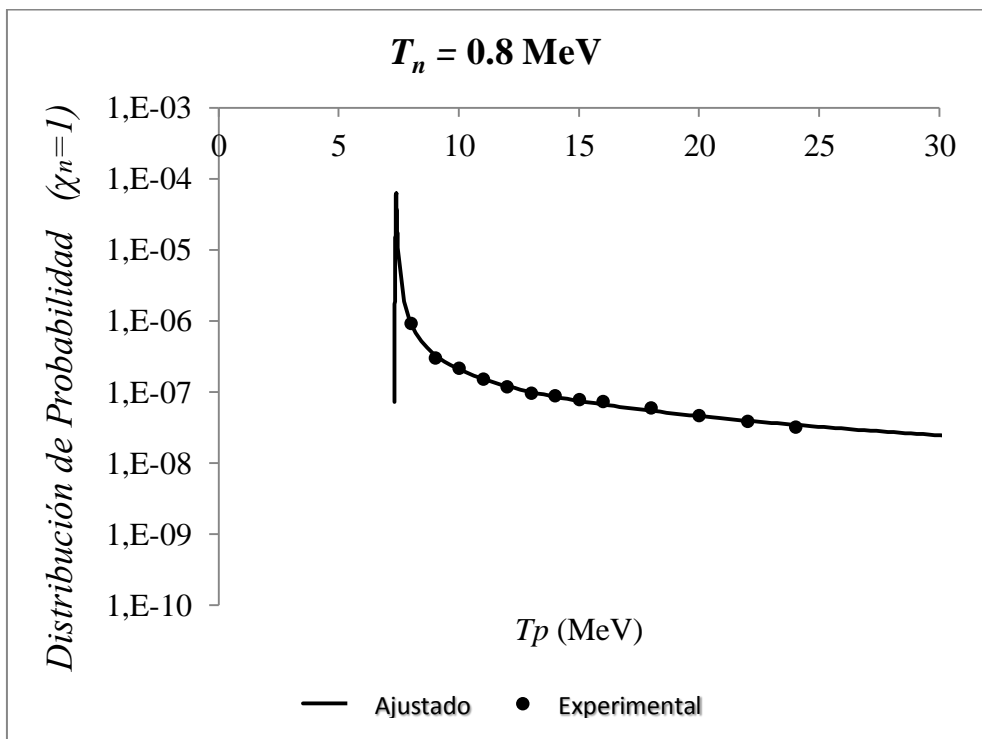


Fig. III.3. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 0.8 MeV

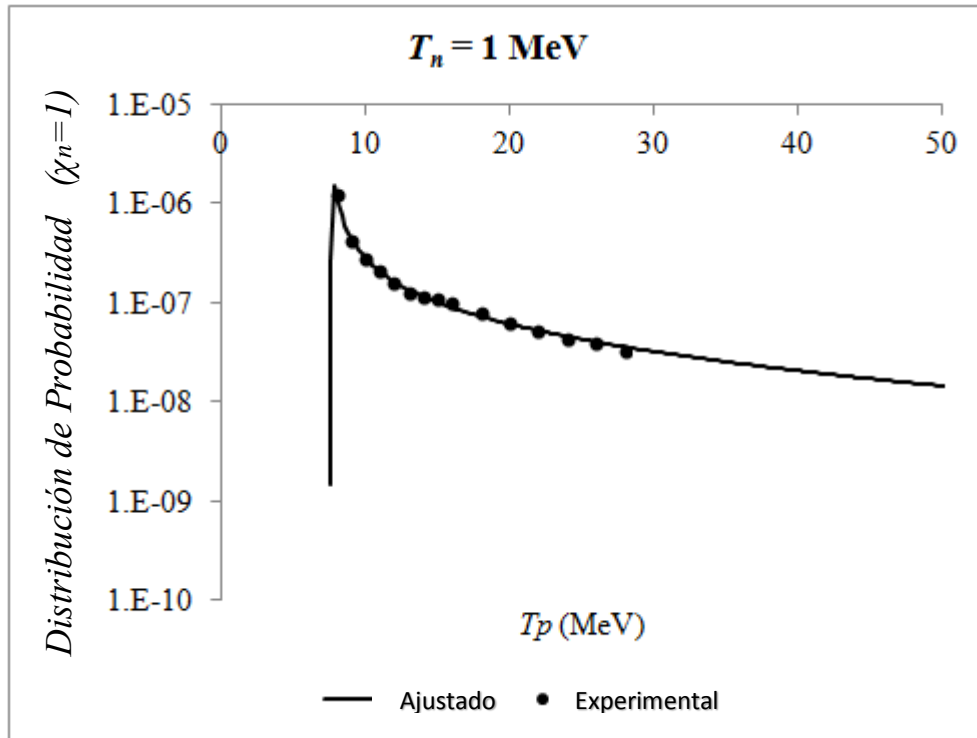


Fig. III.4. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 1.0 MeV

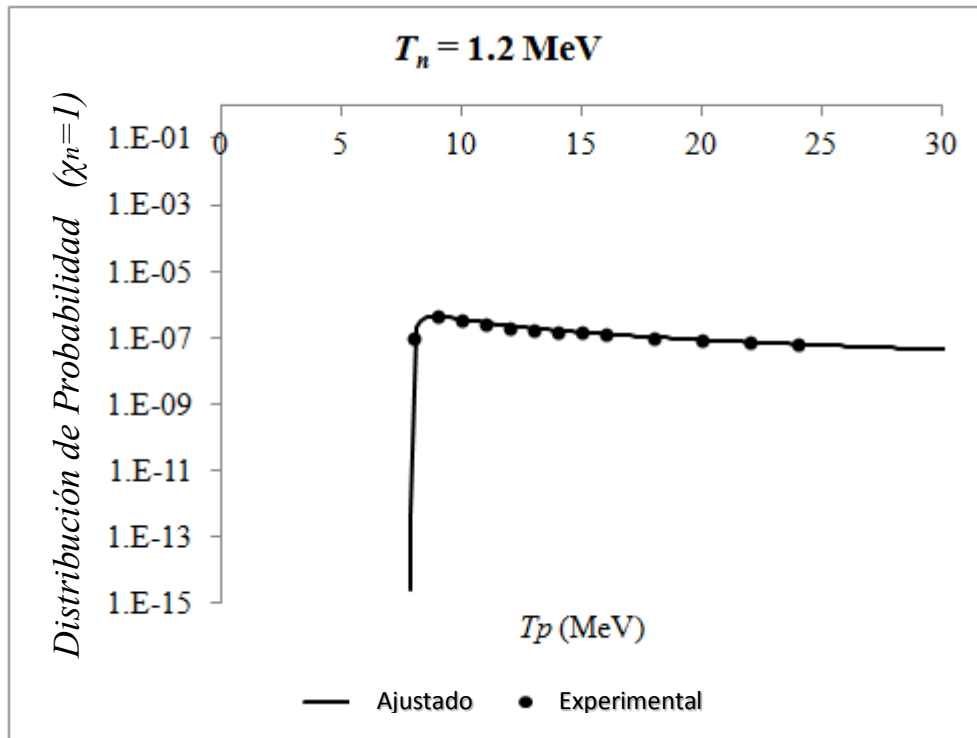


Fig. III.5. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 1.2 MeV

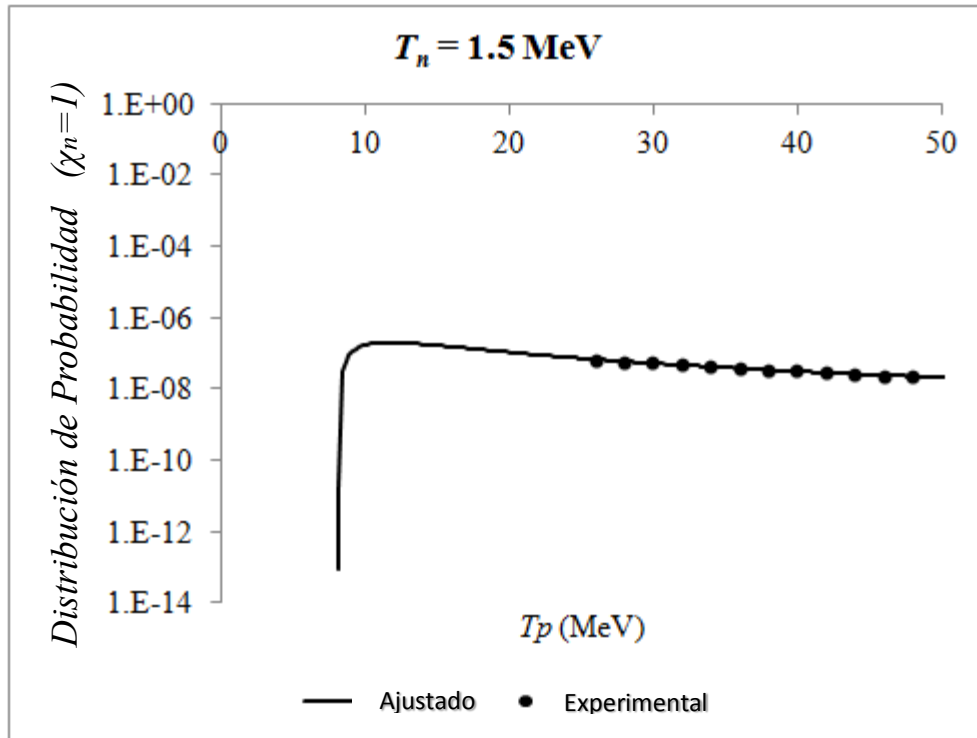


Fig. III.6. Distribución de la probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 1.5 MeV

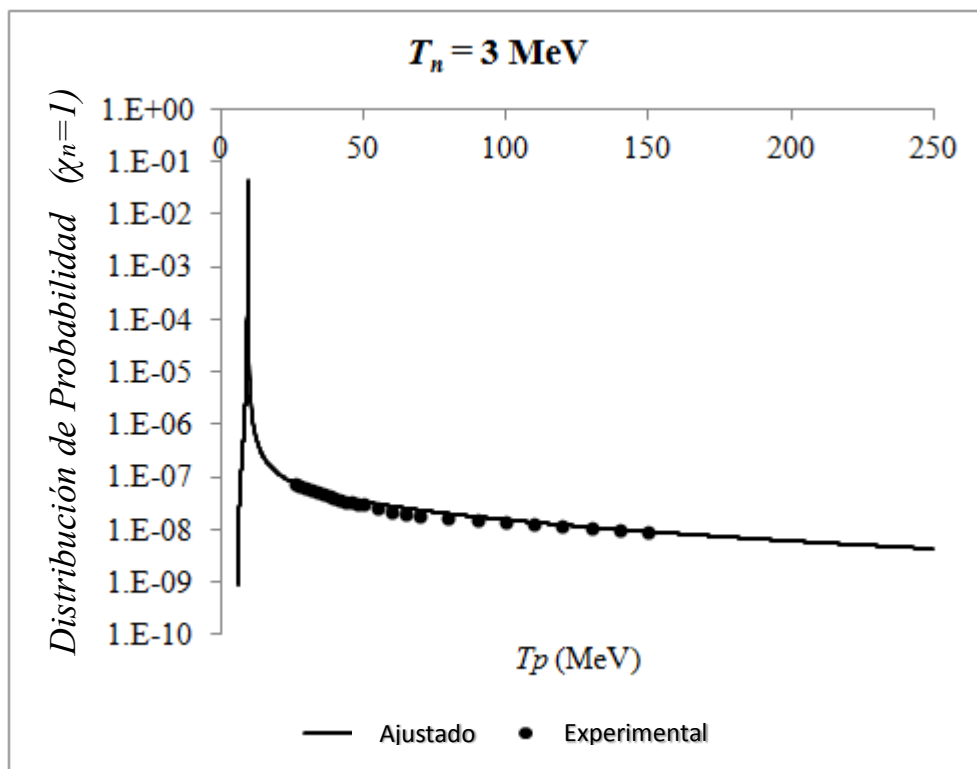


Fig. III.7. Distribución de la probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 3.0 MeV

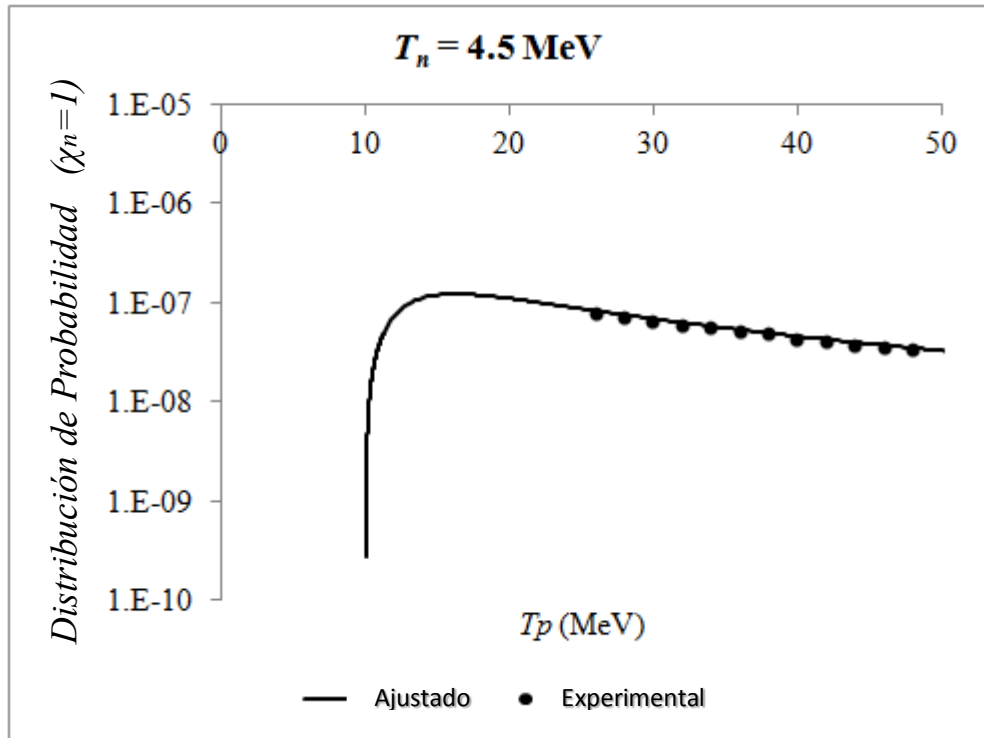


Fig. III.8. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 4.5 MeV

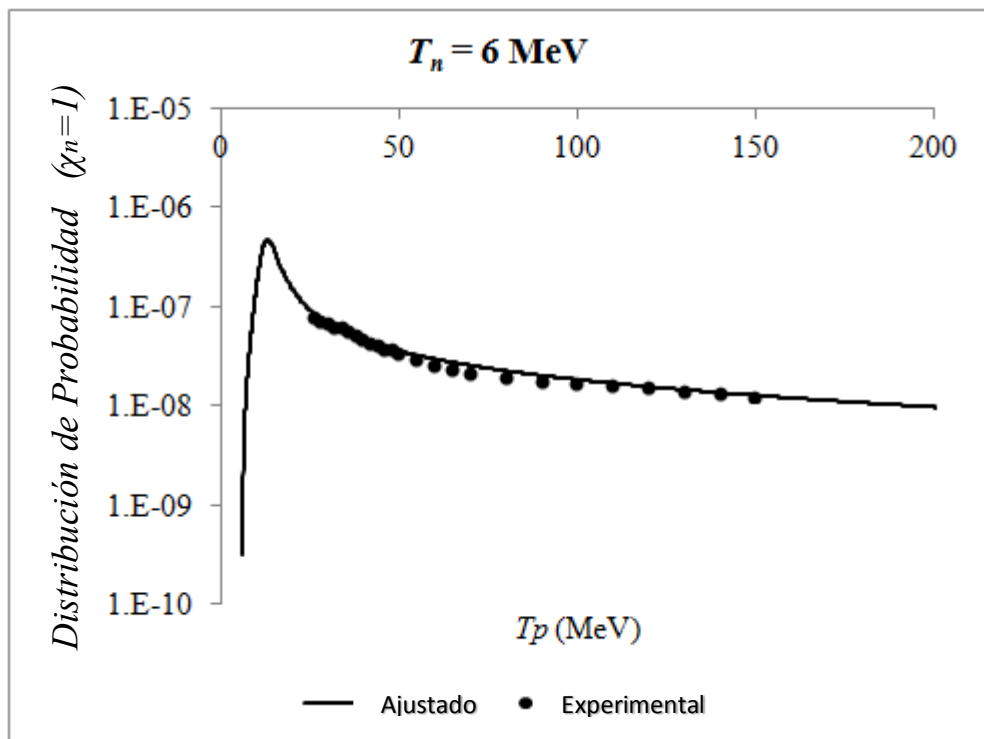


Fig. III.9. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 6.0 MeV

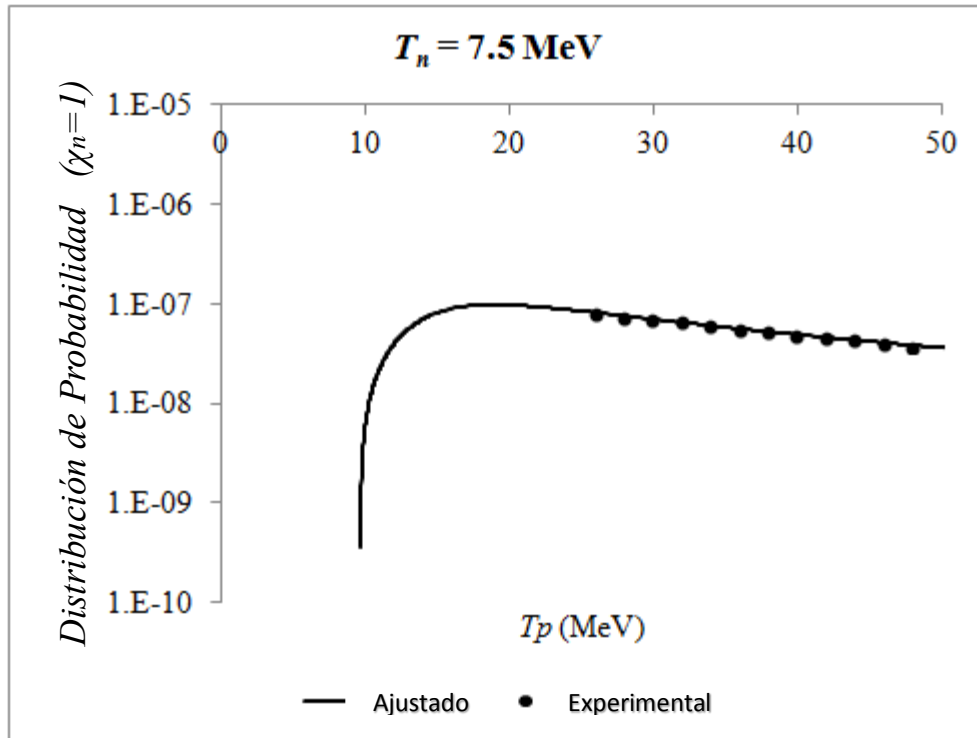


Fig. III.10. Distribución de probabilidad de la reacción (p,n) cuando el neutrón saliente tiene una energía cinética de 7.5 MeV

La posición de cada pico obtenido se calculó usando las ecuaciones (III.14) y las variaciones en las formas del mismo para cada energía es muy notoria, y suponemos que estas diferencias están ligadas a estructuras nucleares, lo cual no fue materia de estudio en nuestra investigación. También tenemos dos restricciones fundamentales para la forma del pico y son que consideremos el hecho de que el pico de la Lorentziana de ancho Γ debe tener lugar en el caso $\chi_n = 1$ como ya se ha mencionado con anterioridad.

III.3 NÚMERO DE NEUTRONES POR PROTÓN INCIDENTE EN REACCIONES (p,n)

Para examinar la situación del problema con respecto a la presencia de neutrones en dirección del haz de protones, comenzamos considerando la geometría correspondiente al acelerador de pared dieléctrica (DWA), la cual podemos tomar en su forma más sencilla como un cilindro, como se muestra en la Fig. III.11.

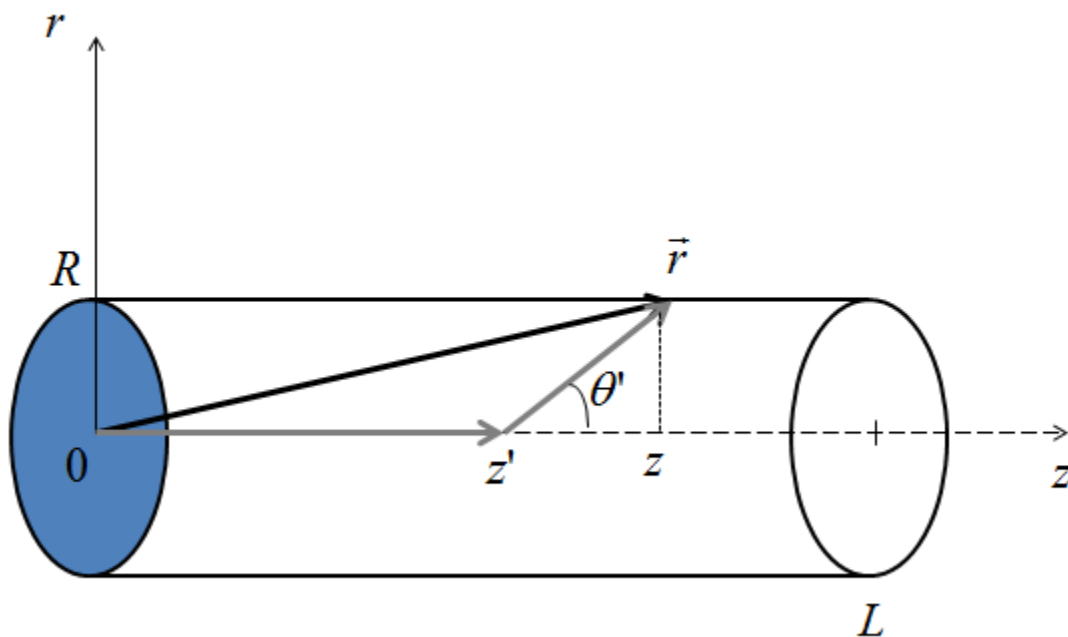


Fig.III.11. Geometría planteada para el cálculo de la integral. Las líneas en gris representan la trayectoria seguida por la entidad incidente (protón, izquierda) y la entidad saliente (neutrón, derecha) en general. En nuestro caso, como solamente vamos a considerar dispersión hacia el frente el ángulo mostrado debe ser cero.

En el interior de ese cilindro y como ya indicamos antes, suponemos la presencia de nitrógeno en forma gas, a muy baja presión y para la evaluación que vamos a hacer consideramos solamente el isótopo más abundante, es decir, el ^{14}N . Para calcular el número de protones que emergen del acelerador paralelos al haz de protones se recurrirá a una integral, la cual va a considerar las condiciones que se examinarán a continuación.

Si se supone que la energía cinética del protón a lo largo del eje z es $T(z)$, la probabilidad entre z y $z+dz'$ de que se produzca una reacción (p,n) con un núcleo de las moléculas de ^{14}N , será

$$dP_{p,n}(z) = \rho_A \sigma_{p,n}[T(z)] dz = \mu_{p,n}[T(z), z] dz \quad (\text{III.15})$$

Donde ρ_A representa la densidad de núcleos blanco A, que serían los núcleos de las moléculas de ^{14}N y $\sigma_{p,n}[T(z)]$ es la sección eficaz para que se produzca la reacción cuando el protón incidente posee una energía cinética igual a $T(z)$.

En principio la dirección de salida de los protones corresponde al ángulo θ' que aparece en la Fig. III.11 y el coseno correspondiente, $\mu_{lab}(z)$, se obtiene mediante la siguiente expresión

$$\mu_{lab}(z) = \frac{z - z'}{\sqrt{R^2 + (z - z')^2}} \quad (\text{III.16})$$

El número de neutrones por unidad de volumen que alcanzan el punto \vec{r} viene dado por

$$v_{p,n} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L dz' \mu_{p,n}[T(z')] P[T(z'), \cos \theta'] \rho_p(z') \quad (\text{III.17})$$

donde $P[T(z'), \cos \theta']$ es la distribución angular tabulada, que ya preparamos en la sección anterior y $\rho_p(z)$ es la densidad de protones a lo largo del haz.

Conociendo la densidad de protones y su velocidad al inicio del cilindro, es decir, $\rho_p(z=0)$ y $v_p(z=0)$, respectivamente, además de tener en cuenta la conservación del flujo de protones basado en la ecuación de la continuidad, se obtiene la siguiente relación

$$\rho_p(z) = \frac{v_p(z=0)}{v_p(z)} \rho_p(z=0) < \rho_p(z=0) \quad (\text{III.18})$$

siendo $v_p(z)$ la velocidad del protón en el punto z . En la relación dada por la Ec. (III.18) notamos que obtenemos el resultado esperado de que en aquellas regiones donde los protones van más rápido existe una menor densidad.

Para obtener el espectro de neutrones que llegan a la tapa de cilindro a lo largo del eje z , utilizamos la integral dada por la Ec. (III.17) con $z = L$ y $R = 0$ (centro de la tapa del cilindro) y se tiene entonces lo siguiente

$$v_{p,n}(z = L, E_{n,LAB}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^L dz' \rho_A \sigma_{p,n}[T(z')] P[T(z'), 1, E_{n,LAB}] \rho_p(z') \quad (III.19)$$

donde $P[T(z'), 1, E_{n,LAB}]$ es la probabilidad con la que se está trabajando, $T(z')$ es la energía cinética del protón incidente en $z = z'$ y $E_{n,LAB}$ es la energía del neutrón observada en el laboratorio.

En el caso del acelerador de pared dieléctrica (DWA) la longitud L del cilindro puede exceder los 2 metros y existe un gradiente de la energía cinética de los protones a lo largo del eje del haz. La presión interior típicamente corresponde a 10^{-6} Torr. Suponiendo que los protones ingresan al cilindro con energía de 1 MeV y que el gradiente de potencial es tal que se alcanzan 250 MeV al final de una cámara cilíndrica de dos metros, se obtiene el número de neutrones por protón incidente y por unidad de volumen que se muestra en la Fig. III.12.

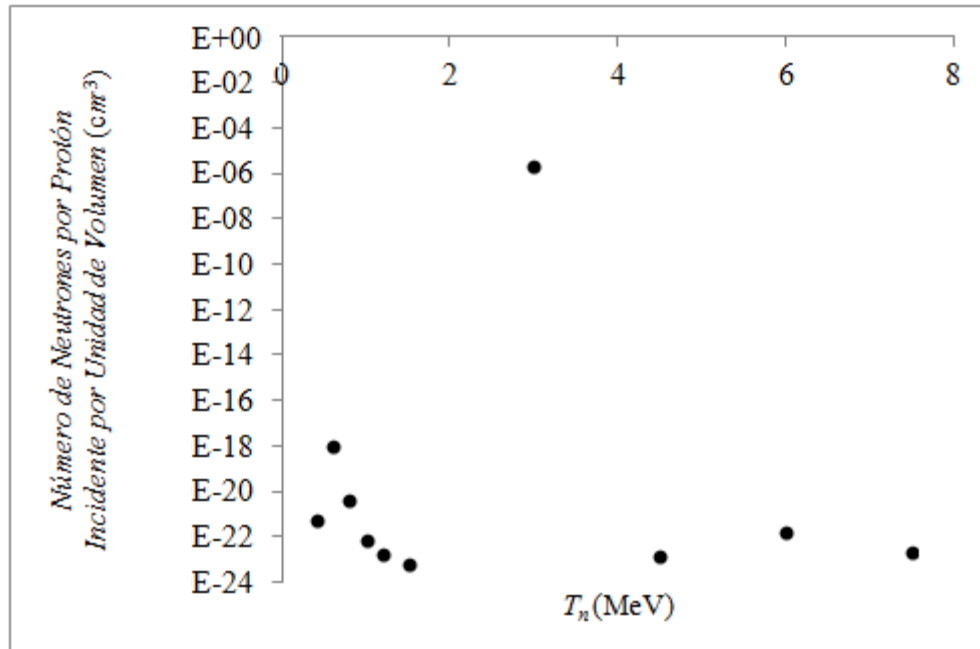


Fig. III.12. Número de neutrones por protón incidente y por unidad de volumen para el acelerador de pared dieléctrica (DWA) en presencia de ^{14}N . La respuesta claramente dominante corresponde a una energía cinética para los neutrones de 3 MeV.

En la Fig. III.12 vemos que la respuesta claramente dominante corresponde a neutrones con una energía cinética de 3 MeV. A energías superiores a 8 MeV no podemos esperar comportamientos resonantes para reacciones (p,n) que estén asociados a la estructura interna del ^{14}N , además de que la sección eficaz de la reacción cae substancialmente.

La ausencia de datos experimentales para energías de neutrones T_n intermedias a los valores disponibles en la base de datos, puede llevar a la motivación de realizar simulaciones para poder observar con más claridad y precisión la estructura de los máximos mostrados en la Fig. III.12

A pesar de tener un comportamiento resonante a 3 MeV, el número de neutrones a considerar es muy pequeño comparado con el número de protones que participan en la reacción (p,n), los cuales a su vez son una pequeña fracción del total de protones que integran el haz. Esto indica que la contribución de este conjunto de neutrones a la dosis es completamente despreciable.

Una vez que los protones están fuera de la cámara y aun en presencia de gases a presión atmosférica se espera que los efectos sean igualmente despreciables debido a la energía cinética alta que van a tener los protones, la cual corresponde a secciones eficaces muy bajas.

Para el sistema de aceleración basado en láser-plasma la situación va a ser similar debido a que los productos más importantes que emergen del plasma que se genera son protones y electrones que son desviados por campos magnéticos. El sistema provee bloqueadores [Fo03] para eliminar cualquier otra entidad que se pueda producir, incluyendo neutrones que van a impactar directamente el bloqueador. La única alternativa para producir neutrones en el haz la tendríamos en la etapa final de conducción de los protones por campos magnéticos. Ello corresponde a una situación donde hay un recorrido que no supera los 5 cm y donde la energía de los protones es muy alta. Con este sistema deben producirse menos neutrones en el haz cuando se le compara con el DWA, aunque para ambos es despreciable.

Transporte de Energía al Incidir un Haz de Protones en el Material: Teoría del Pico de Bragg

IV.1 NECESIDAD DE ESTABLECER EL PERFIL DE DOSIS EN PROFUNDIDAD

Un aspecto muy importante a considerar en la comparación de los dos métodos de aceleración es la conformación de haces clínicos, es decir, el poder entregar un campo de dosis que se adapte a la forma del volumen a ser tratado. Esa adaptación va a depender del perfil de dosis en profundidad que se puede lograr con los protones y de la forma en la que espacialmente una colección de haces elementales se haga incidir en el tejido para maximizar resultados. Definimos como haz elemental ('beamlet' en inglés) al grupo de protones que tienen absolutamente las mismas características.

El perfil de dosis en profundidad se puede encontrar estableciendo las cantidades que son relevantes en la determinación de la densidad de dosis absorbida, definida como energía impartida al medio de densidad ρ_M por unidad de masa, $\Delta(z)$ como son la densidad de energía ρ_E y la fluencia de protones Φ en función de la profundidad. La relación entre ellas viene dada por:

$$\Delta(z) = -\frac{1}{\rho_M} \left[\Phi \frac{d\rho_E}{dz} + \rho_E \frac{d\Phi}{dz} \right] \quad (\text{IV.1})$$

donde el signo indica que las tasas de pérdida de densidad de energía ρ_E y fluencia de protones Φ por unidad de longitud, son las que contribuyen a la dosis. En las siguientes secciones se va a desarrollar primero una teoría para

determinar ρ_E y Φ para luego determinar la forma de $\Delta(z)$ que va a ser empleada en el análisis.

IV.2 TRANSPORTE DE ENERGÍA AL INCIDIR UN HAZ DE PROTONES EN EL MATERIAL

Para describir el transporte de energía relacionado con la incidencia de un haz de protones en el material consideramos la ecuación de difusión

$$D_E \nabla^2 \rho_E - \frac{1}{\tau_E} \rho_E = \frac{\partial \rho_E}{\partial t} \quad (\text{IV.2})$$

donde ρ_E es la densidad de energía, D_E es el coeficiente de difusión de la energía y τ_E el tiempo de relajación asociado a su absorción en el medio. Si v_E es la velocidad de propagación podemos definir

$$\alpha \equiv \frac{D_E}{v_E} \quad \mu \equiv \frac{1}{v_E \tau_E} \quad \zeta \equiv v_E t \quad (\text{IV.3})$$

donde α es la longitud de difusión, μ es el coeficiente de absorción y ζ es la distancia recorrida en el medio por la energía en el intervalo de tiempo t . Esto nos permite escribir la ecuación (IV.2) como

$$\alpha \nabla^2 \rho_E - \mu \rho_E = \frac{\partial \rho_E}{\partial \zeta} = (\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla}) \rho_E \quad (\text{IV.4})$$

donde el último miembro de la ecuación (IV.4) es una derivada direccional en el sentido de $\hat{\Omega}$ ya que la dirección a lo largo de la cual se mide ζ puede ser en principio cualquiera. En particular si $\hat{\Omega} = \hat{z}$ tenemos que $\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} = \hat{z} \cdot \vec{\nabla} = \partial/\partial z$ y la ecuación (IV.4) se convierte en

$$\alpha \nabla^2 \rho_E - \mu \rho_E = \frac{\partial \rho_E}{\partial z} \quad (\text{IV.5})$$

Suponemos que tenemos dos medios semi-infinitos separados por el plano $z=0$, uno corresponde a aire o vacío y el otro es el material en el que

tenemos interés. Si tomamos la transformada de Fourier de la ecuación (IV.5) para x e y y dividimos ambos miembros de la ecuación por α obtenemos

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_E}{\partial z^2} - \left(q^2 + \frac{\mu}{\alpha} \right) \tilde{\rho}_E = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \tilde{\rho}_E}{\partial z} \quad (\text{IV.6})$$

donde la transformada usada tiene la forma

$$\tilde{\rho}_E(\vec{q}, z) \equiv \int d^2 \rho e^{-i\vec{q} \cdot \vec{\rho}} \rho_E(\vec{\rho}, z) \quad \rho_E(\vec{\rho}, z) \equiv \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} e^{i\vec{q} \cdot \vec{\rho}} \tilde{\rho}_E(\vec{q}, z) \quad (\text{IV.7})$$

Si tenemos las condiciones de frontera

$$\tilde{\rho}_E(\vec{q}, z = R_0) = 0 \quad \tilde{\rho}_E(\vec{q}, z = 0) = (2\pi)^2 \rho_{E,0} \delta(\vec{q}) \quad (\text{IV.8})$$

donde la primera corresponde a un alcance finito para el proceso y la segunda a tener una geometría de haz ancho, la solución de la ecuación (IV.6) corresponde a

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_E(\vec{q}, z) &= (2\pi)^2 \rho_{E,0} \delta(\vec{q}) \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) \left[\cosh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + q^2 + \frac{1}{4\alpha^2}} z - \frac{\sinh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + q^2 + \frac{1}{4\alpha^2}} z}{\tanh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + q^2 + \frac{1}{4\alpha^2}} R_0} \right] \\ &= (2\pi)^2 \rho_{E,0} \delta(\vec{q}) \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) \left[\cosh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2}} z - \frac{\sinh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2}} z}{\tanh \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2}} R_0} \right] \\ &= (2\pi)^2 \rho_{E,0} \delta(\vec{q}) \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) [\cosh \kappa_0 z - \gamma \sinh \kappa_0 z] \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

donde

$$\kappa_0 \equiv \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2}} \quad \gamma \equiv \frac{1}{\tanh \kappa_0 R_0} \quad (\text{IV.10})$$

Si se toma la transformada de Fourier inversa de $\tilde{\rho}_E(\vec{q}, z)$ obtenemos

$$\begin{aligned}
\rho_E(\vec{\rho}, z) &= \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \tilde{\rho}_E(\vec{q}, z) \\
&= (2\pi)^2 \rho_{E,0} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \delta(\vec{q}) \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) [\cosh \kappa_0 z - \gamma \sinh \kappa_0 z] \\
&= \rho_{E,0} \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) [\cosh \kappa_0 z - \gamma \sinh \kappa_0 z]
\end{aligned} \tag{IV.11}$$

La ecuación (IV.11) nos describe la dependencia con la profundidad en el material de la densidad de energía si suponemos incidencia normal de un haz ancho de protones y tomando en cuenta su propagación a través de procesos de ionización directa e indirecta.

IV.3 OBTENCIÓN DEL PICO DE BRAGG A PARTIR DE LA TEORÍA DE TRANSPORTE

La fracción de pérdida con la profundidad z de la fluencia de protones Φ como resultado de las interacciones electromagnéticas con electrones y núcleos en el medio es proporcional a dicha fluencia a esa profundidad con constante de proporcionalidad ν . Si adicionalmente se considera la dispersión de los protones después de colisionar con un núcleo podemos escribir

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = -\nu dz - \frac{\eta dz}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \tag{IV.12}$$

En la Ec. (IV.12) la lorentziana de ancho Γ está asociada a lo que suponemos es la dispersión de protones y que puede escribirse como una caminata aleatoria con pasos variables que tienen una distribución de probabilidad asociada (saltos de Lévy, conocidos en la literatura como “Lévy flights”). La magnitud de la posición z_0 corresponde al camino libre medio que los protones recorren en el material antes de impactar con un núcleo. La Ec. (IV.12) puede escribirse como

$$\frac{d \ln \Phi}{dz} = -\nu - \frac{\eta}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \tag{IV.13}$$

La Ec. (IV.13) puede integrarse inmediatamente para obtener

$$\begin{aligned} \ln \frac{\Phi}{\Phi_0} &= -\nu z - \eta \int_0^z \frac{dz'}{1 + \left(\frac{z' - z_0}{\Gamma}\right)^2} = -\nu z - \eta \Gamma \int_{-z_0/\Gamma}^{(z-z_0)/\Gamma} \frac{d\xi}{1 + \xi^2} \\ &= -\nu z - \eta \Gamma \left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

donde si $\Phi_0 \equiv \Phi(z=0)$ podemos escribir

$$\Phi = \Phi_0 \exp \left\{ -\eta \Gamma \left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right) \right] - \nu z \right\} \quad (\text{IV.15})$$

La solución dada por la Ec. (IV.15) esta unívocamente determinada por la elección de $\Phi_0 \equiv \Phi(z=0)$, si conocemos $\Phi(z=0)$. No obstante el problema físico a considerar no tiene esa condición y requiere que $\Phi(z)$ se anule para $z = R_0$, donde R_0 es el alcance de los protones. Notamos primero que podemos tomar Φ_0 como una constante a determinar y la función $\Phi(z)$ sigue siendo una solución de la Ec. (IV.12). También va a ser una solución cualquier función que resulte de sumarle una constante Φ_B a lo expresado en la Ec. (IV.15) y en particular vemos que la Ec. (IV.12) se convierte en

$$\frac{d(\Phi + \Phi_B)}{dz} = -\nu(\Phi + \Phi_B) - \frac{\eta}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} (\Phi + \Phi_B) \quad (\text{IV.16})$$

La solución $\Phi(z)$ de la Ec. (IV.16) puede escribirse entonces como

$$\Phi = \Phi_0 \exp \left\{ -\eta \Gamma \left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right) \right] - \nu z \right\} - \Phi_B \quad (\text{IV.17})$$

donde la elección

$$\Phi_B = \Phi_0 \exp \left\{ -\eta \Gamma \left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{R_0 - z_0}{\Gamma}\right) \right] - \nu R_0 \right\} < \Phi_0 \quad (\text{IV.18})$$

nos lleva a que, como requerimos, $\Phi(z = R_0) = 0$. En el origen tenemos

$$\Phi(z=0) \equiv \bar{\Phi}_0 = \Phi_0 - \Phi_B = \Phi_0 \left\{ 1 - e^{-\eta \Gamma \left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{R_0 - z_0}{\Gamma}\right) \right] - \nu R_0} \right\} \quad (\text{IV.19})$$

donde vemos que como $\bar{\Phi}_0$ se obtiene experimentalmente podemos determinar sin problemas Φ_0 si se conoce el resto de los parámetros.

Como ya indicáramos en la Sección IV.1 la densidad de dosis absorbida $\Delta(z)$ a una profundidad z viene dada por la Ec. (IV.1). Ya encontramos en la sección anterior que para una geometría de haz ancho la densidad de energía en función de la profundidad z viene dada por

$$\rho_E(z) = \rho_{E,0} \exp\left(\frac{z}{2\alpha}\right) [\cosh(\kappa_0 z) - \gamma \sinh(\kappa_0 z)] \quad (\text{IV.20})$$

donde

$$\gamma \equiv \frac{1}{\tanh(\kappa_0 R_0)} \quad \kappa_0 \equiv \sqrt{\frac{\mu}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2}} \quad (\text{IV.21})$$

En las Ecs. (IV.21) μ es el coeficiente de absorción de la energía en el medio y α su longitud de difusión. Entonces empleando la Ec. (IV.1) la dosis absorbida por unidad de volumen se convierte en

$$\Delta(z) = \frac{\rho_E}{\rho_M} \left\{ \left[\kappa_0 \frac{\gamma \cosh(\kappa_0 z) - \sinh(\kappa_0 z)}{\cosh(\kappa_0 z) - \gamma \sinh(\kappa_0 z)} + \frac{\eta}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} + \nu - \frac{1}{2\alpha} \right] \Phi + \left[\nu + \frac{\eta}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \right] \Phi_B \right\} \quad (\text{IV.22})$$

Para las estimaciones que queremos hacer la expresión dada en la Ec. (IV.22) se puede simplificar considerablemente sin pérdidas importantes en la precisión a lograr. Ello se evidencia por el excelente ajuste de datos experimentales logrado por una cúbica modulada por una lorentziana que

vamos a mostrar más adelante. Típicamente encontramos que $\eta \gg \nu, 1/2\alpha, \kappa_0$ y la expresión anterior se puede aproximar por

$$\begin{aligned}\Delta(z) &\approx \eta \frac{\rho_E}{\rho_M} \frac{\Phi + \Phi_B}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} = \eta \Phi_0 \frac{\rho_E}{\rho_M} \frac{\exp\left\{-\eta\Gamma\left[\arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right) + \arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)\right] - \nu z\right\}}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \\ &= \eta \Phi_0 \frac{\rho_E}{\rho_M} \exp\left[-\eta\Gamma \arctan\left(\frac{z_0}{\Gamma}\right)\right] \frac{\exp\left[-\eta\Gamma \arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right) - \nu z\right]}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2}\end{aligned}\tag{IV.23}$$

Podemos considerar el desarrollo de la función arco tangente alrededor de $z = z_0$ ya que la lorentziana va a darle más peso a las contribuciones cercanas a ese punto. Entonces en el orden más bajo tenemos

$$\arctan\left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right) = \frac{z - z_0}{\Gamma} + \mathcal{O}(z - z_0)^2\tag{IV.24}$$

y entonces la densidad de dosis será proporcional a:

$$\Delta(z) \propto \rho_E \frac{\exp[-\eta(z - z_0) - \nu z]}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \propto \rho_E \frac{\exp[-\eta(z - z_0)]}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2}\tag{IV.25}$$

Como $\eta|z - z_0| \ll 1$, gracias a la presencia de una lorentziana estrecha ya que $\Gamma \ll R_0, z_0$, lo anterior se puede aproximar por

$$\Delta(z) \propto \rho_E \frac{1 - \eta(z - z_0)}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \propto \rho_E \frac{z_0 + \frac{1}{\eta} - z}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2}\tag{IV.26}$$

La función ρ_E se puede aproximar por una parábola ya que típicamente tenemos que $\kappa_0 R_0, R_0/2\alpha \ll 1$. Esto justifica el resultado del ajuste donde una cúbica modulada por una lorentziana puede describir el pico de Bragg. Entonces partiendo de la Ec. (IV.20) obtenemos

$$\begin{aligned}
\frac{\rho_E(z)}{\rho_{E,0}} &\rightarrow \left(1 + \frac{z}{2\alpha} + \frac{z^2}{8\alpha^2} + \dots\right) \left(1 + \frac{\kappa_0^2 z^2}{2} + \dots - \gamma\kappa_0 z + \dots\right) \\
&= 1 + \left(\frac{1}{2\alpha} - \gamma\kappa_0\right)z + \left(\frac{1}{8\alpha^2} + \frac{\kappa_0^2}{2} - \frac{\gamma\kappa_0}{2\alpha}\right)z^2 + \dots = (1 + \beta z) \left(1 - \frac{z}{R_0}\right) \quad (\text{IV.27}) \\
&= 1 + \left(\beta - \frac{1}{R_0}\right)z - \frac{\beta}{R_0}z^2
\end{aligned}$$

La Ec. (IV.27) nos permite obtener un sistema de ecuaciones que relacionan los parámetros α y κ_0 con los parámetros producto del ajuste R_0 y β . Este sistema viene dado por

$$\frac{1}{2\alpha} - \gamma\kappa_0 = \beta - \frac{1}{R_0} \quad (\text{IV.28a})$$

$$\frac{\gamma\kappa_0}{2\alpha} - \frac{1}{8\alpha^2} - \frac{\kappa_0^2}{2} = \frac{\beta}{R_0} \quad (\text{IV.28b})$$

Utilizando la expresión de κ_0 en las Ecs. (IV.21) podemos obtener μ . Un aspecto interesante a examinar es la insensibilidad frente a la variación de la energía de los protones de los valores de α y μ para el rango de energía de interés en un mismo medio, ya que ello debe estar esencialmente vinculado con la forma en la que se transporta la energía en ese medio. Igualmente basados en la observación experimental de que para el pico de Bragg en el punto $z = R_0$ tanto el perfil como su derivada son nulos, podemos escribir

$$R_0 \equiv z_0 + \frac{1}{\eta} \quad (\text{IV.29})$$

y así podemos determinar η como

$$\eta = \frac{1}{R_0 - z_0} \quad (\text{IV.30})$$

La Ec. (IV.26) nos lleva finalmente a

$$\Delta(z) \propto \frac{(1 + \beta z) \left(1 - \frac{z}{R_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{z - z_0}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{IV.31})$$

Siempre se puede proceder con aun más precisión y tomar el conjunto de parámetros determinados como valores iniciales para un procedimiento de ajuste con el perfil exacto dado por la ecuación (IV.22).

La elección de la metodología de cálculo desarrollada anteriormente, fue hecha pensando en el beneficio y optimización de los tiempos de cálculos que pudieran ser muy largos usando un método de simulación como MONTECARLO, de modo que con una expresión analítica y mediante el ajuste de los parámetros involucrados en la ecuación (IV.31) puede obtenerse un perfil de dosis adecuado en una cantidad de tiempo razonablemente menor que con simulaciones realizadas con el método ya mencionado.

IV.4 AJUSTE DE LA CURVA DE PORCENTAJE DE DOSIS EN FUNCION DE LA PROFUNDIDAD

La ausencia de bases de datos estandarizadas de acceso libre dio la motivación para construir una propia en el presente trabajo. Se procedió en consecuencia a recopilar en la literatura datos experimentales para energías de los protones de 69 MeV o superiores, así como simulaciones de experimentos a pocos MeV. Las simulaciones de experimentos a bajas energías son por ahora inevitables ya que tenemos penetraciones del orden de micras donde no ha sido posible determinar la entrega de dosis sin ambigüedades. El barrido de energías comprendidas entre 0.5 MeV y 231 MeV de todas maneras representa un rango amplio de energías para llevar a cabo el estudio, considerando que en terapia con protones se alcanzan hasta 250 MeV de energía.

El ajuste de los parámetros R_0 , z_0 , Γ y β se realizó mediante el uso de dos códigos en MATLAB, uno basado en el método de recocido simulado que

proporciona un conjunto de valores iniciales muy cercanos al óptimo global, que se presenta en el Apéndice C, y otro que permite de manera continua mejorar el resultado anterior y que se presenta en el Apéndice D. Los resultados de este procesamiento nos permiten obtener las gráficas que se mostrarán a continuación, con las cuales se podrá analizar el perfil de dosis a profundidad de los protones.

Las curvas fueron normalizadas a una dosis relativa de valor 1 (pasa a ser una cantidad adimensional) para una profundidad de $z = 0$ cm, es decir, en la superficie donde inciden los protones, suponiendo que dicha incidencia es normal.

En las figuras que van de la Fig. (IV.1) a la Fig. (IV.5) se presentan las curvas correspondientes al ajuste de los cálculos simulados tomados de la referencia [Ga11] correspondientes a energías entre 0.5 MeV y 10 MeV, el resto de las figuras hasta la Fig. (IV.15) corresponden a conjuntos de datos con energía entre 69 MeV y 231 MeV que corresponden a experimentos realizados por la referencia [Zh11]. En todas ellas el porcentaje de error relativo promedio en el ajuste no superó el 3.47% y ello indica que en todos los casos fue de muy buena calidad.

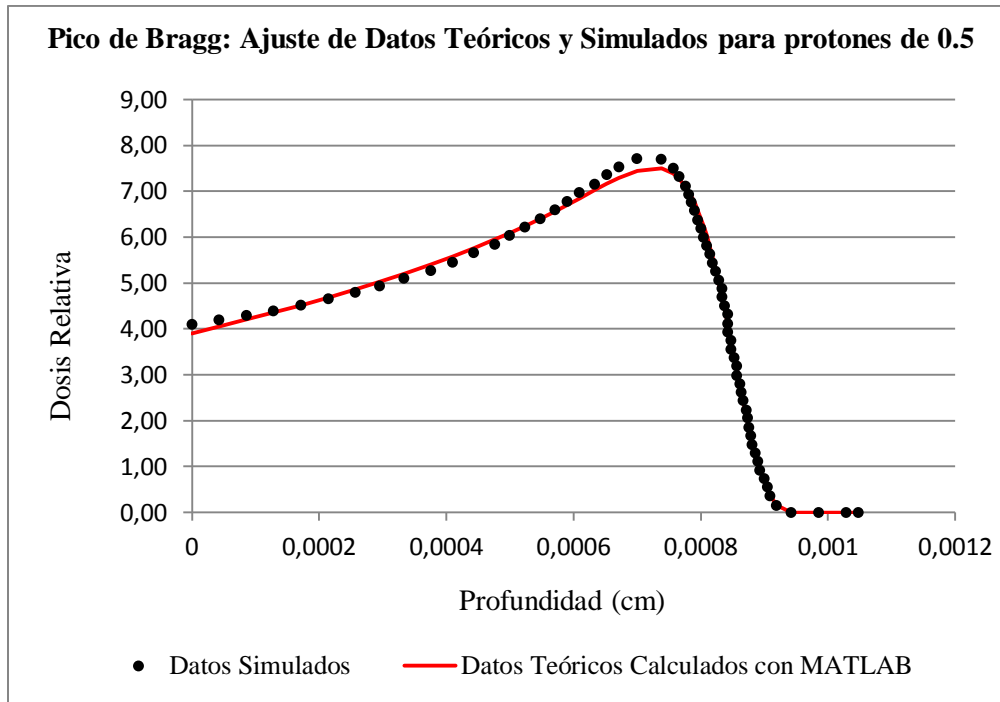


Fig. IV.1. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos simulados tomados de [Ga11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 0.5 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.07%

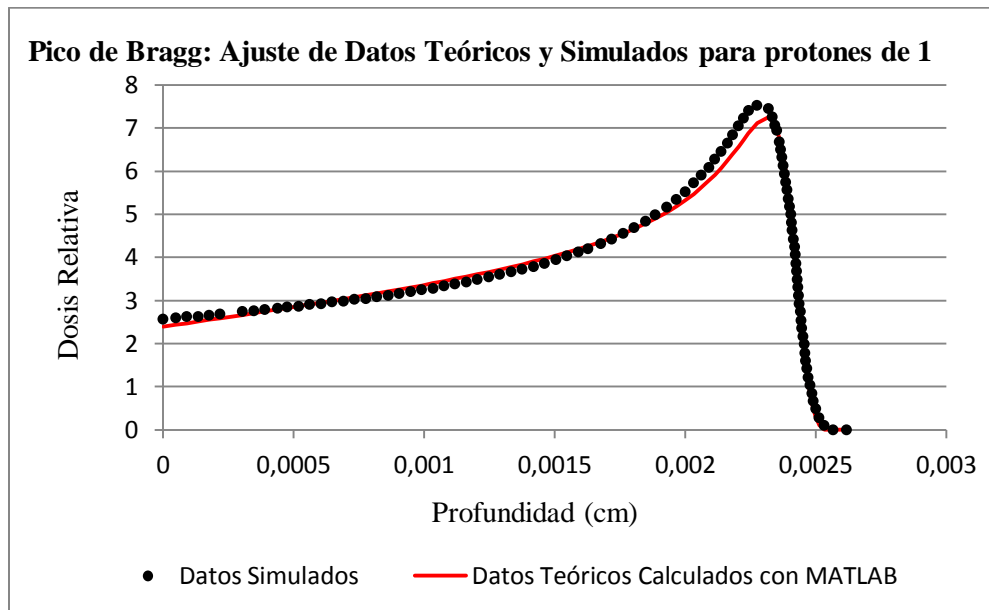


Fig. IV.2. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Ga11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 1 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 1.99%

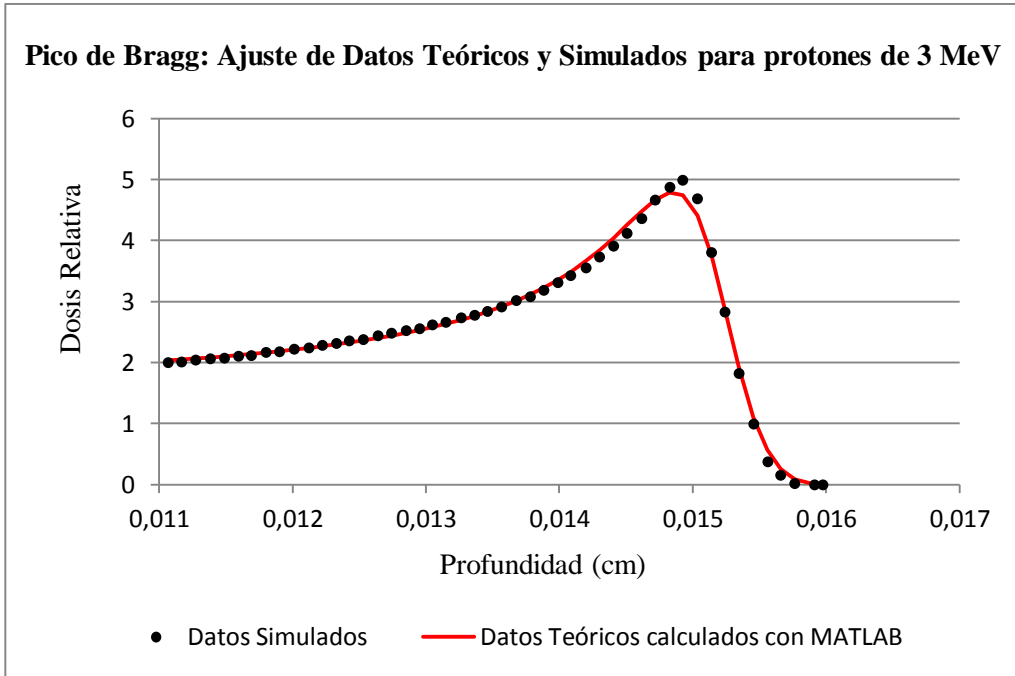


Fig. IV.3. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Ga11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 3 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.14%.

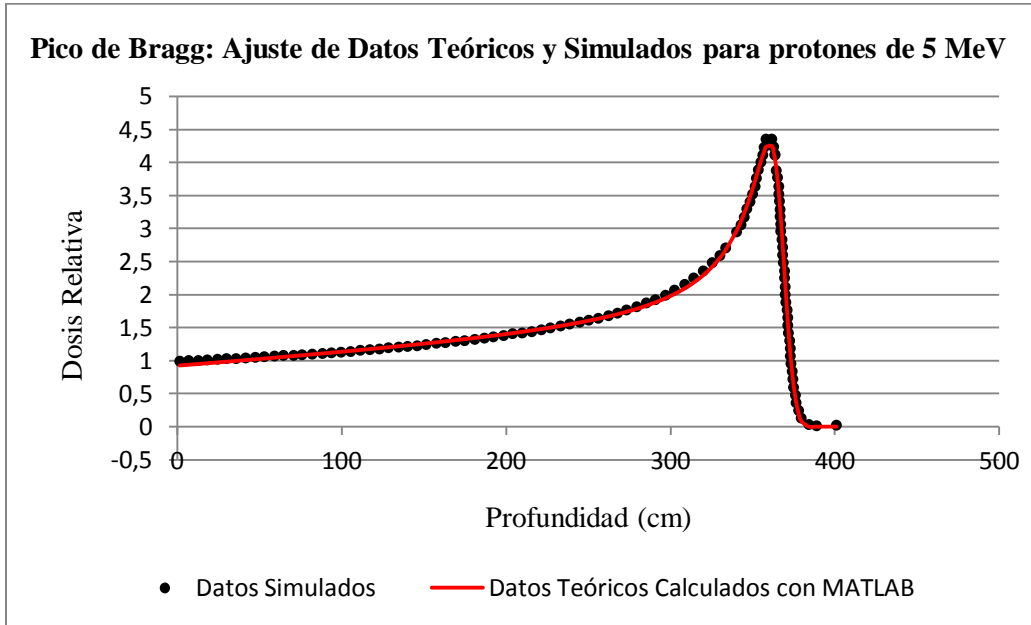


Fig. IV.4. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos simulados tomados de [Ga11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 5 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 1.88%

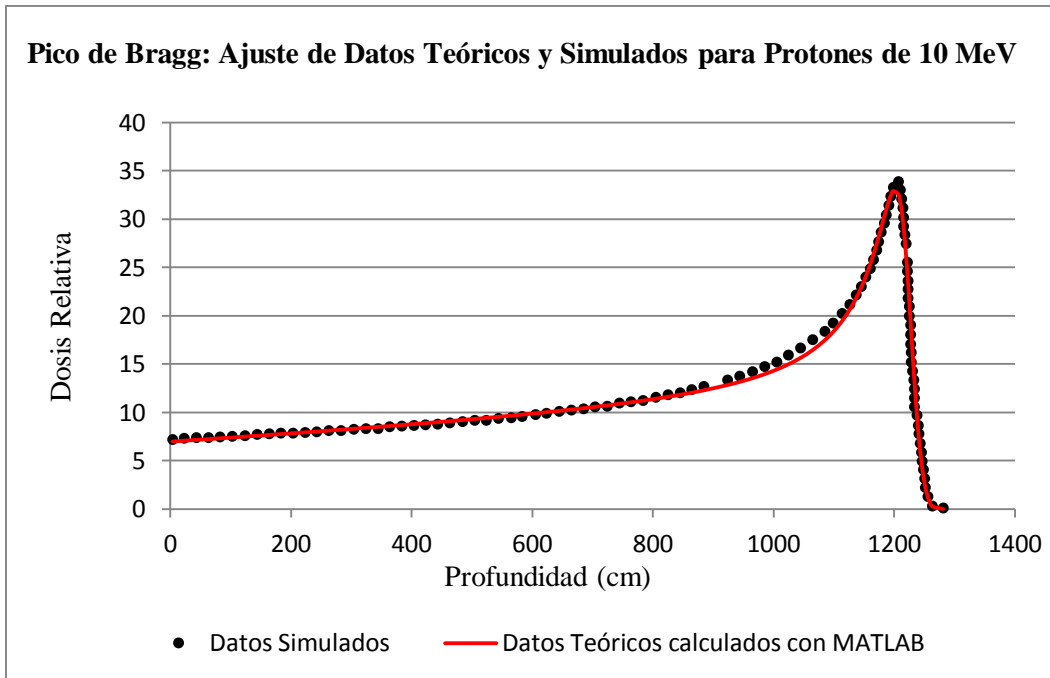


Fig. IV.5. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos simulados tomados de [Ga11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 10 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 3.47%

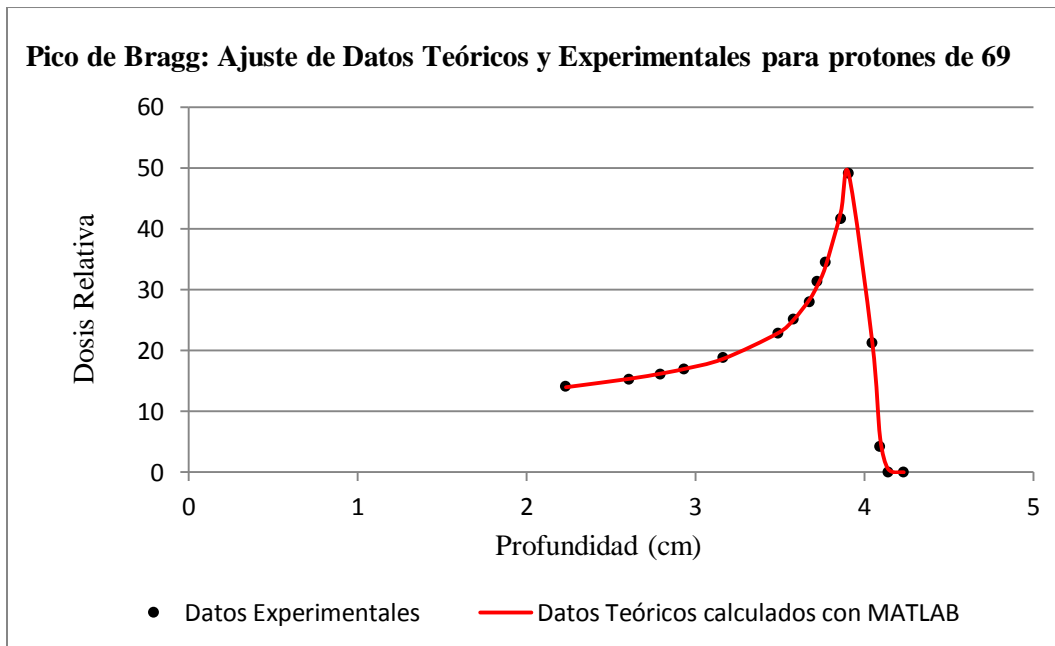


Fig. IV.6. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 69 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 1.69%

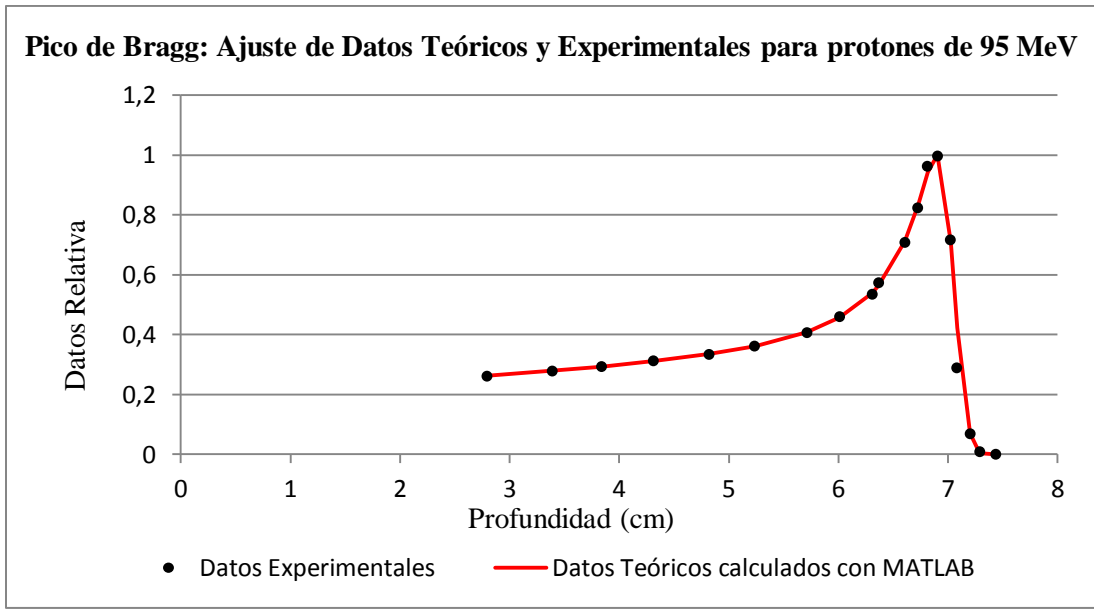


Fig. IV.7. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 95 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.51%

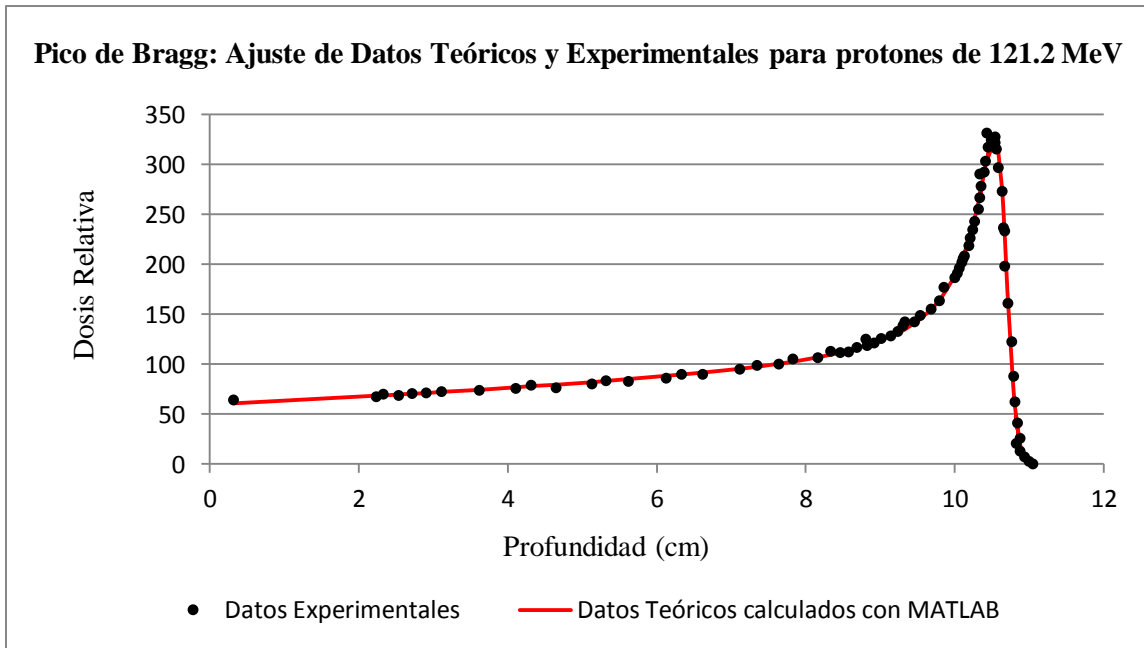


Fig. IV.8. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 121.2 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 3.06%

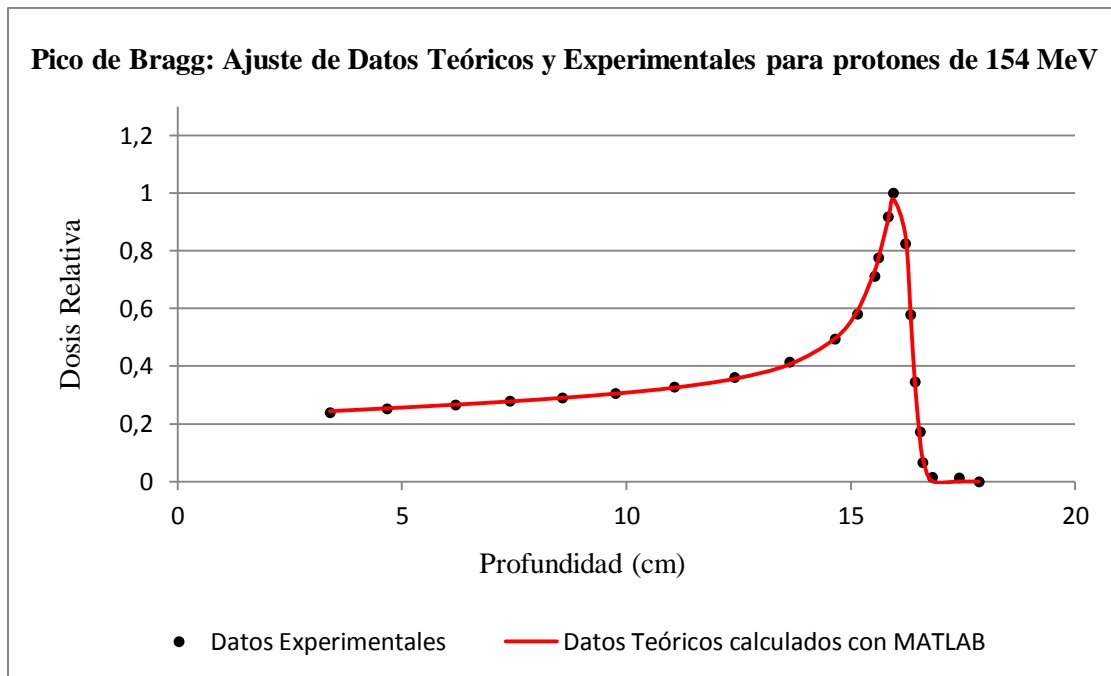


Fig. IV.9. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 154 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.10%

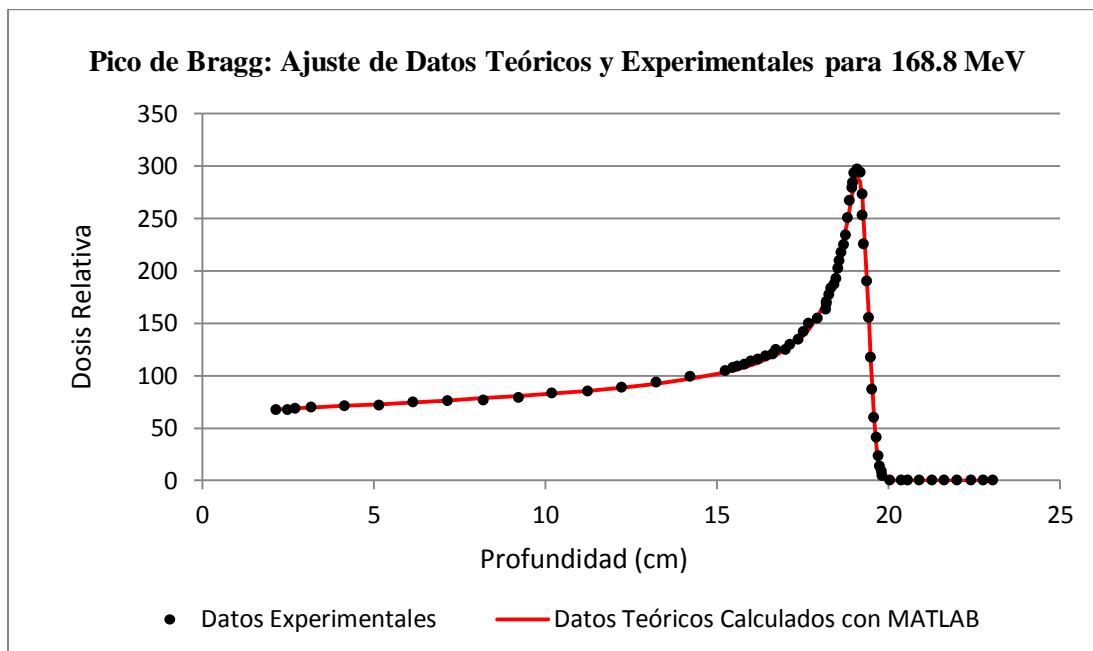


Fig. IV.10. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 168.8 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.56%

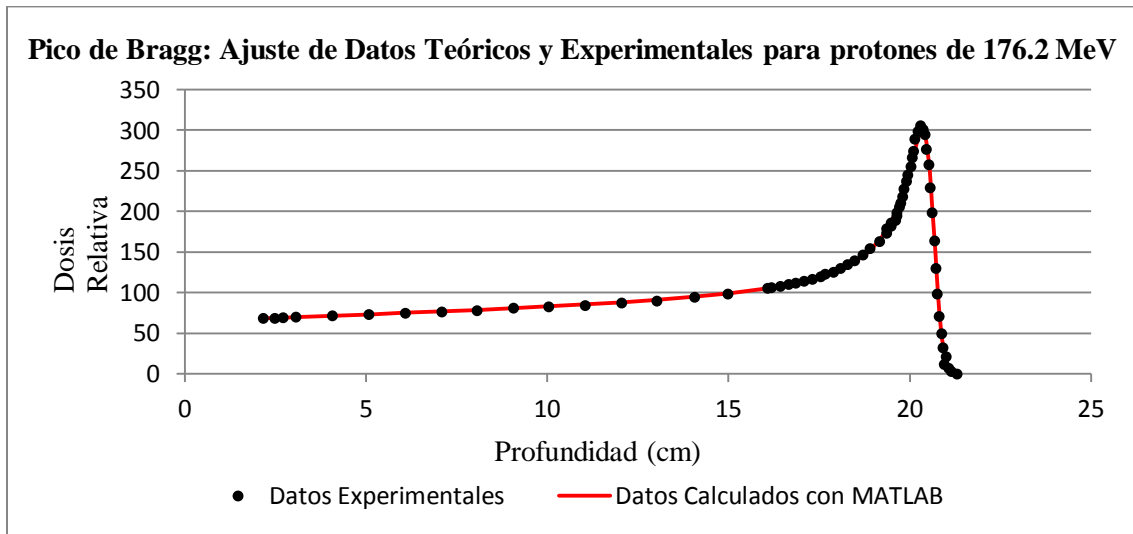


Fig. IV.11. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 176.2 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 1.85%

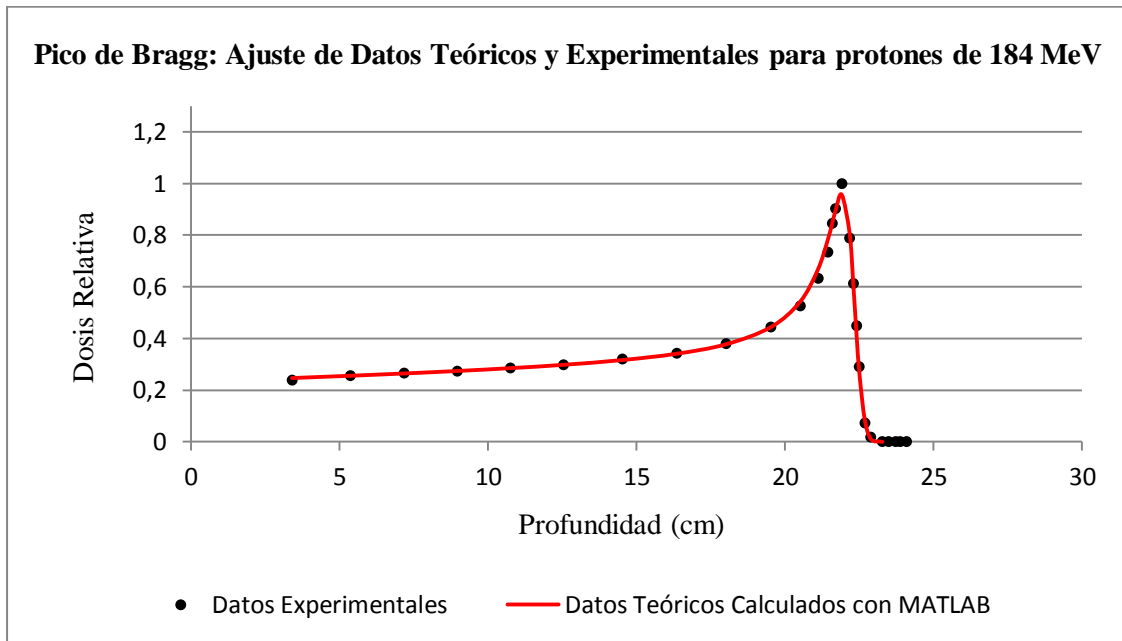


Fig. IV.12. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 184 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.86%

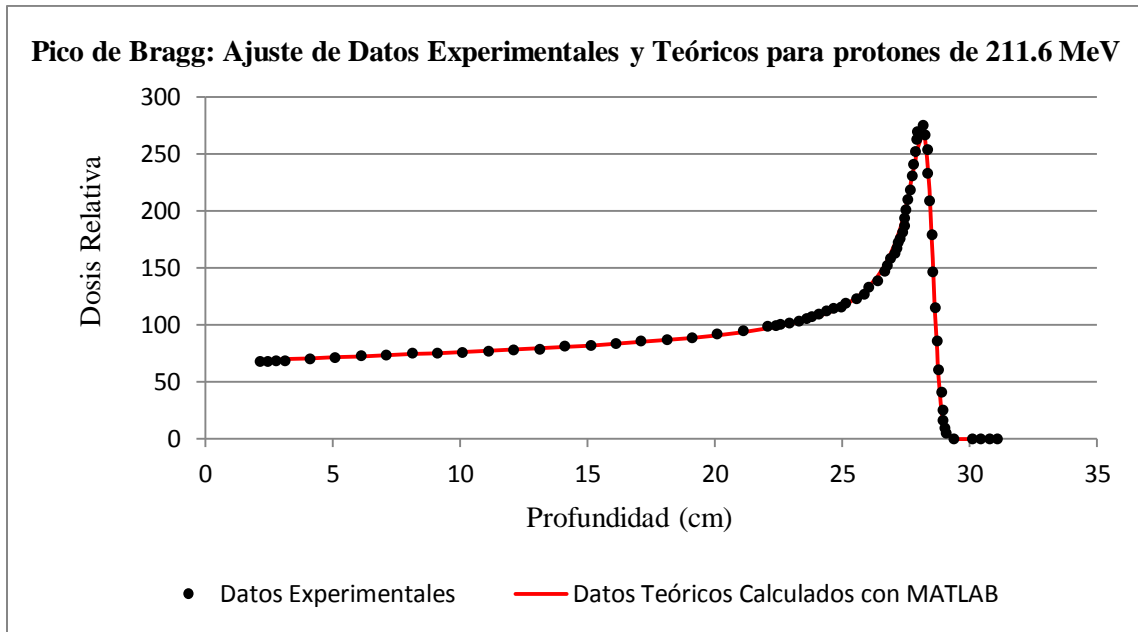


Fig. IV.13. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 211.6 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.54%

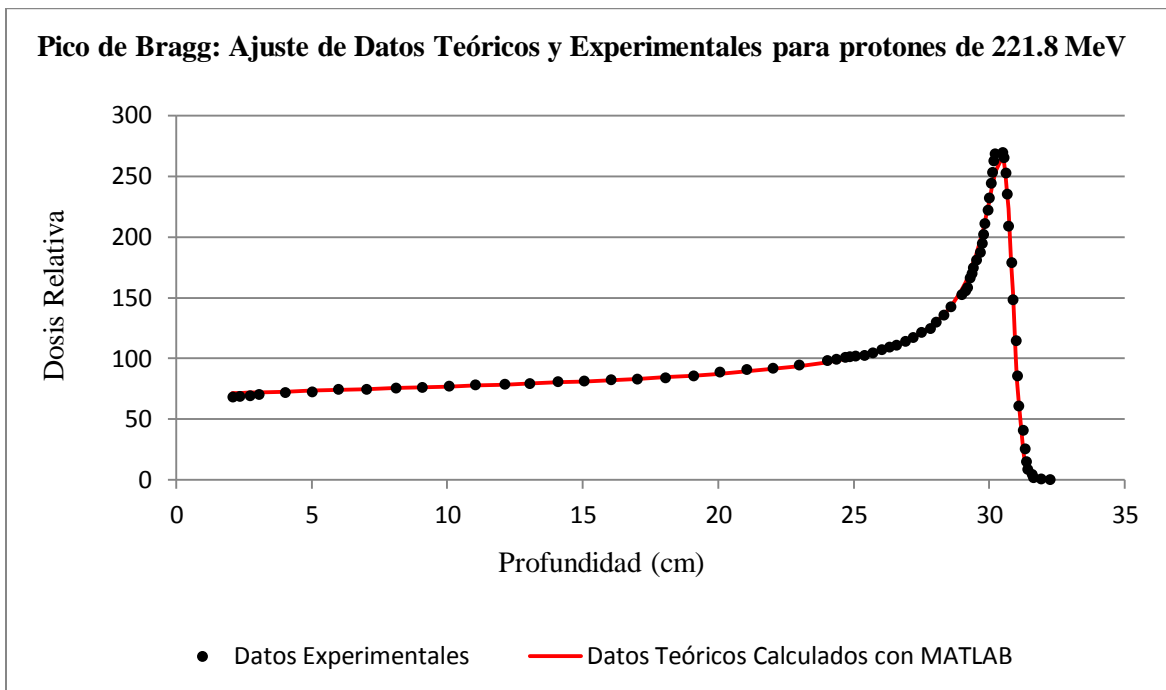


Fig. IV.14. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 221.8 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 2.52%

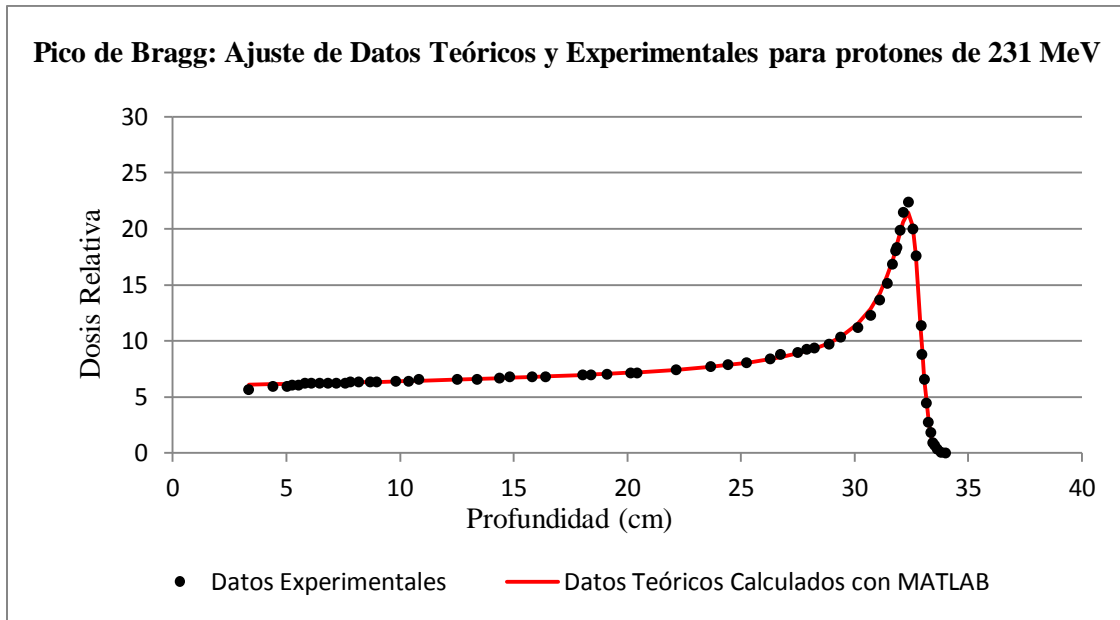


Fig. IV.15. Curva del Pico de Bragg correspondiente al ajuste de datos experimentales tomados de [Zh11] y teóricos obtenidos a partir del producto de una curva cúbica y una lorentziana modulada por una amplitud, calculados con MATLAB. Protones de 231 MeV. Error relativo promedio del ajuste es 1.87%

Conformación del Haz de Protones en los dos Sistemas de Aceleración a Considerar

V.1 DEPENDENCIA CON LA ENERGÍA DE LOS PARÁMETROS QUE CARACTERIZAN EL PERFIL DE DOSIS A PROFUNDIDAD PARA PROTONES

Los perfiles de dosis a profundidad para protones encontrados en el capítulo IV están caracterizados por los parámetros R_0, z_0, Γ y β . El comportamiento con la energía para cada uno de ellos se puede describir mediante el uso de funciones simples. De esta manera los parámetros R_0, z_0 y Γ se pueden describir mediante cúbicas y β con una exponencial simple. El resultado de los ajustes requeridos se muestra en el conjunto de figuras que van de la Fig. V.1 a la Fig. V.4.

Notamos que el alcance máximo R_0 , la distancia z_0 que regula el máximo en el pico de Bragg (pero no coincide con éste) y el ancho Γ , crecen con la energía, en tanto que el parámetro β asociado a la pendiente en la superficie decrece como efectivamente se observa en la práctica.

Con esta información podemos ahora pasar a considerar espectros de protones en haces clínicos particulares, los cuales nos van a permitir ponderar el peso de cada haz elemental en el diseño particular de una conformación para un tratamiento.

Esta conformación va a estar asociada a lo que se conoce en la literatura como ‘Spread Out Bragg Peak’ o SOBP y que va a ser el perfil que vamos a examinar en las siguientes secciones

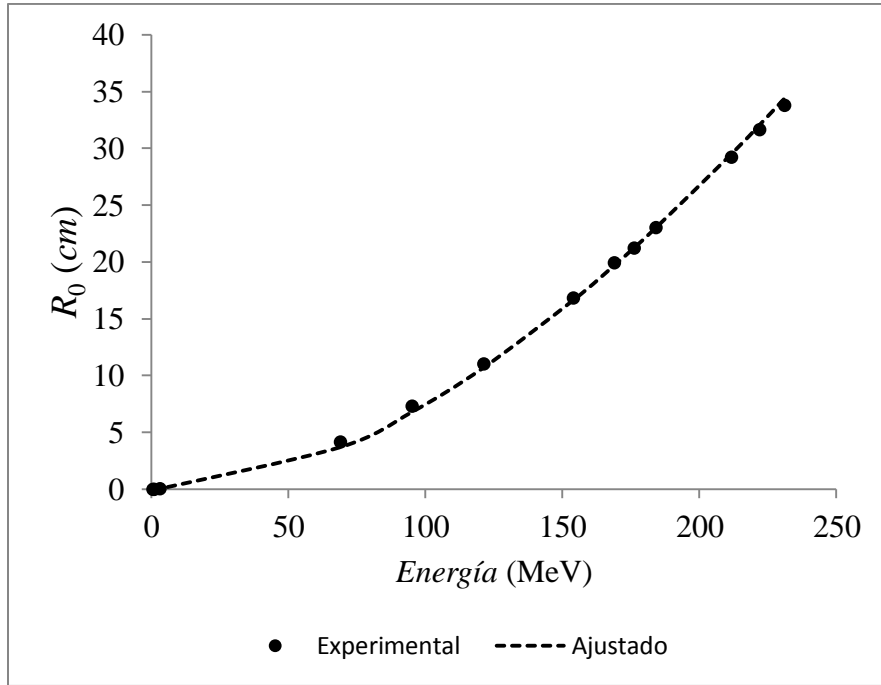


Fig.V.1. Curva del parámetro R_0 tomado en cuenta para la obtención del Pico de Bragg. El error relativo promedio del ajuste es de 5.05%. $R^2 \approx 1$

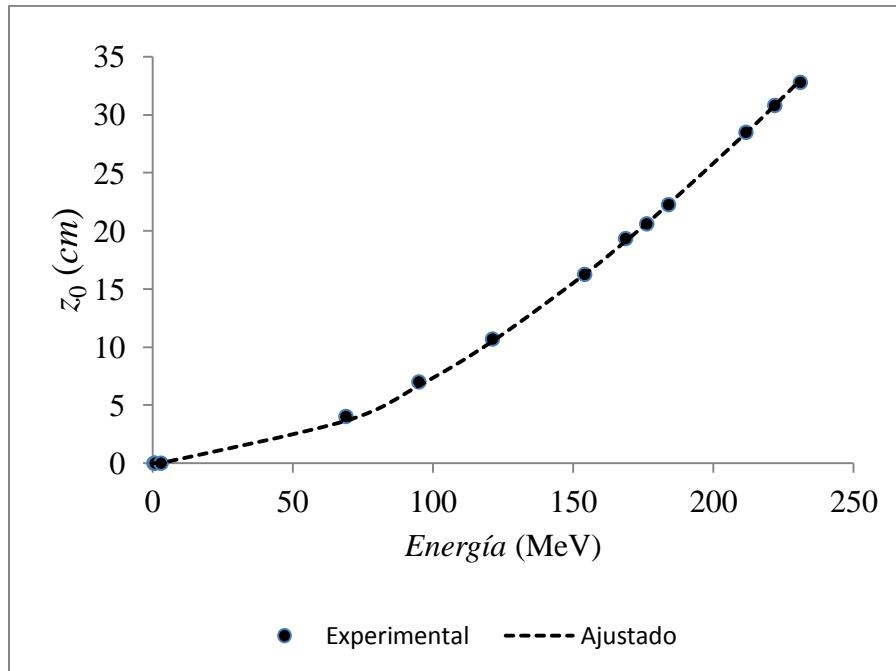


Fig.V.2. Curva del parámetro z_0 tomado en cuenta para la obtención del Pico de Bragg. El error relativo promedio del ajuste es de 4.33%. $R^2 \approx 1$

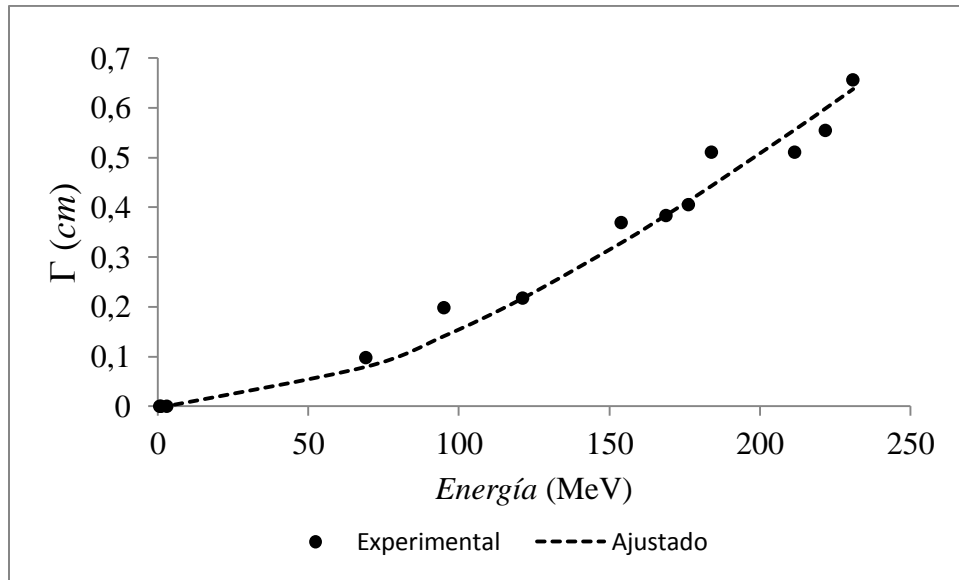


Fig.V.3. Curva del parámetro Γ tomado en cuenta para la obtención del Pico de Bragg. El error relativo promedio del ajuste es de 11.93%. $R^2 \approx 0.9841$

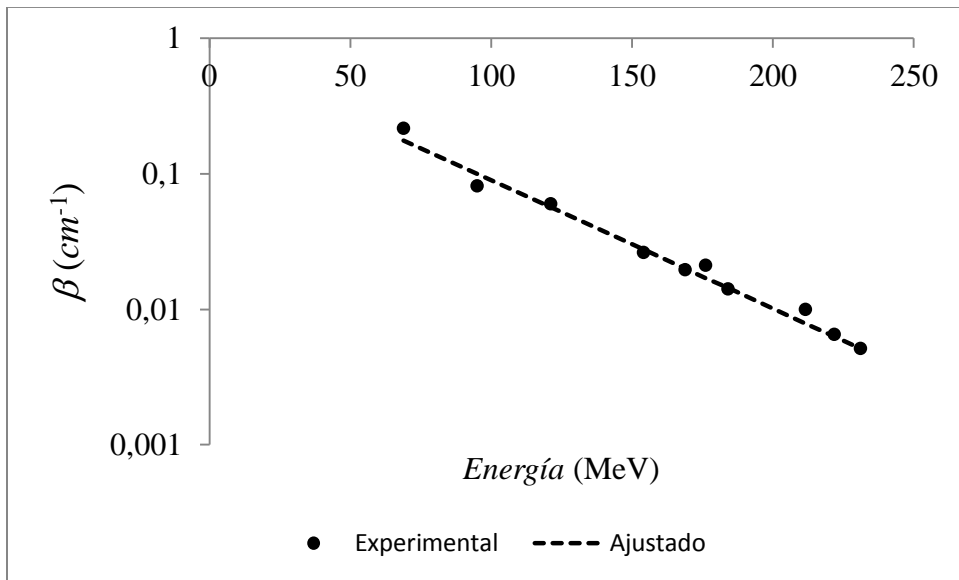


Fig.V.4. Curva del parámetro β tomado en cuenta para la obtención del Pico de Bragg. El error relativo promedio del ajuste es de 9.92%. $R^2 \approx 1$

V.2 CONFORMACIÓN DEL HAZ DE PROTONES EN EL ACELERADOR DE LA PARED DIELECTRICA

El SOBP o ‘Spread Out Bragg Peak’ (que puede traducirse como ‘pico de Bragg extendido’) corresponde a la superposición de curvas de picos de

Bragg ‘puros’ que persigue obtener un perfil efectivo de dosis que produce la máxima cobertura del volumen de tratamiento. Es inmediato ver que con un haz monoenergético esto es imposible de lograr. Este perfil debe tener forma de ‘meseta’ en un rango de profundidad que corresponda al volumen blanco a ser tratado y la suposición básica es que para ese sector requerimos una distribución lo más uniforme posible de la dosis. En la Fig. V.5 se muestra una serie de picos ‘puros’ ponderados, así como la SOBP resultante cuando éstos se superponen. El haz de protones incidente forma un SOBP de manera secuencial por efecto de dispositivos que se conocen como moduladores de alcance, de uso corriente en los centros clínicos donde se hace protonterapia [Pa05, Bo05].

El método de aceleración del DWA no incorpora naturalmente esta conformación del haz de protones y por lo tanto requiere adicionalmente de los “range modulators” o moduladores de alcance para llegar a ser funcional.

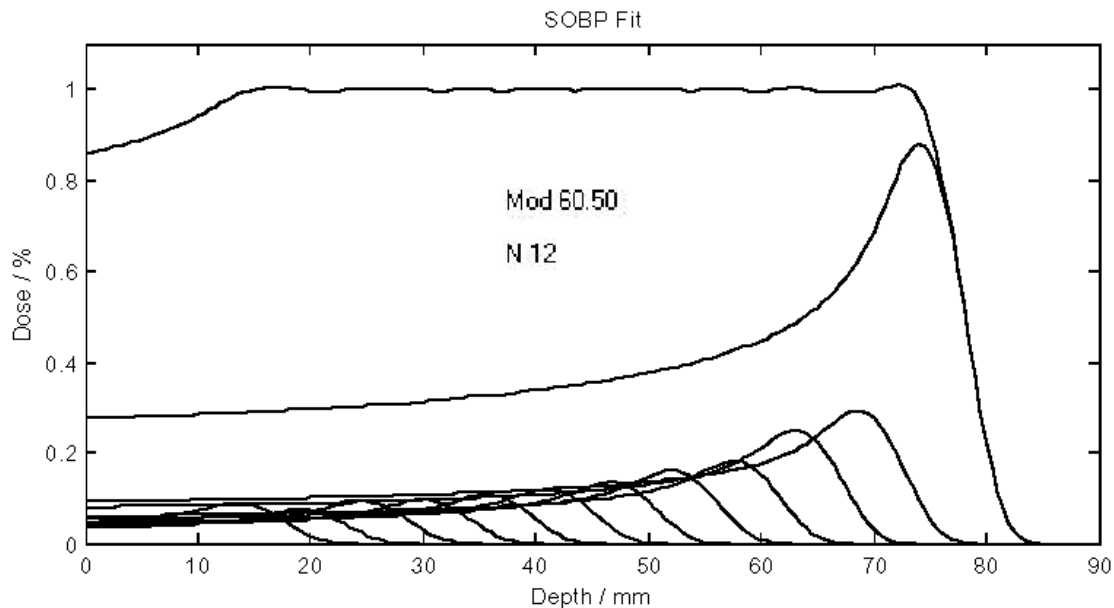


Fig.V.5. SOBP compuesto de una serie de curvas de Bragg ‘puras’ moduladas en profundidad por un conjunto de moduladores de diferente espesor cada uno. Tomado de [Pa05].

La finalidad de los ‘range modulators’ o moduladores de alcance es la de reducir el alcance del haz original en un intervalo de tiempo que va a ser proporcional al peso que se le quiere dar a esa reducción en la combinación que representa el SOBP y esto se hace de manera secuencial. Entonces el perfil de dosis a profundidad $B_{SOBP}(z)$ del SOBP puede escribirse como

$$B_{SOBP}(z) \equiv \sum_i W_i B_i(z) \quad (V.1)$$

donde W_i es el peso del perfil de alcance reducido $B_i(z)$ y que va a ser proporcional al intervalo de tiempo en la secuencia total que debe producir el $B_{SOBP}(z)$.

El dispositivo de uso más frecuente tiene forma de una rueda que gira a una frecuencia baja (lo típico es 10 Hz) como el mostrado en la Fig. V.6. En este caso, como se tiene una frecuencia constante, W_i va a ser proporcional a un arco o segmento de paso de la rueda, el cual tiene un espesor específico y cubre un ángulo que representa la ponderación de las curvas de Bragg individuales en un SOBP. Por lo tanto, el ángulo cubierto por cada paso disminuye con el aumento de potencia para absorber y la correspondiente disminución de la modulación.

Dichas ruedas están elaboradas de un material de Z bajo (carbono) y uno de Z alto (plomo). El material de Z bajo causa ralentización del haz involucrando una dispersión pequeña y el material de Z alto se utiliza para ajustar la cantidad de dispersión en cada profundidad. Para tamaños de campos pequeños, los moduladores pueden estar hechos de material plástico solamente.



Fig.V.6. *Modulador de alcance tipo ‘rueda’ con 3 pistas que se usan para diferentes anchos de modulación. Tomado de [Pa05].*

V.3 CONFORMACIÓN DEL HAZ DE PROTONES EN EL SISTEMA DE LÁSER COMPACTO DE ALTA POTENCIA

El sistema de aceleración de protones mediante el método del láser compacto de alta potencia tiene un dispositivo de selección de protones (ver Fig.II.7) que tiene la posibilidad de incorporar naturalmente la conformación del haz y en la discusión que viene a continuación vamos a tomar como base el sistema propuesto en la referencia [Fo03], que es el que ha sido adoptado para producir un primer prototipo comercial.

En principio el espectro de protones antes de cualquier colimación está dado por lo presentado en la Fig. V.7 y es producto de una simulación con GEANT 3 [Fo03]. Allí podemos apreciar que se producen protones con energías cinéticas que pueden llegar a 440 MeV, las cuales están bien por encima del rango a considerar clínicamente. Igualmente lo presentado en la Fig. V.7 corresponde al número de protones acumulados para $t = 400/\omega$, donde $\omega = 1.18 \times 10^{15} \text{ rad/s}$. Los bloqueadores (es decir, ‘stoppers’) y la ventana para la energía se pueden tomar de manera de operar entre 100 y 180 MeV, lo cual permite considerar un rango amplio de tratamientos a ser considerado y está complemente dentro de lo que el sistema puede producir. Los colimadores pueden tomarse con una abertura muy pequeña y ello nos lleva a una distribución final de forma gaussiana para un arreglo particular. En función de

esto podemos examinar lo que ocurre con el SOBP cuando incrementamos el número de gaussianas empleando los perfiles determinados en el capítulo IV.

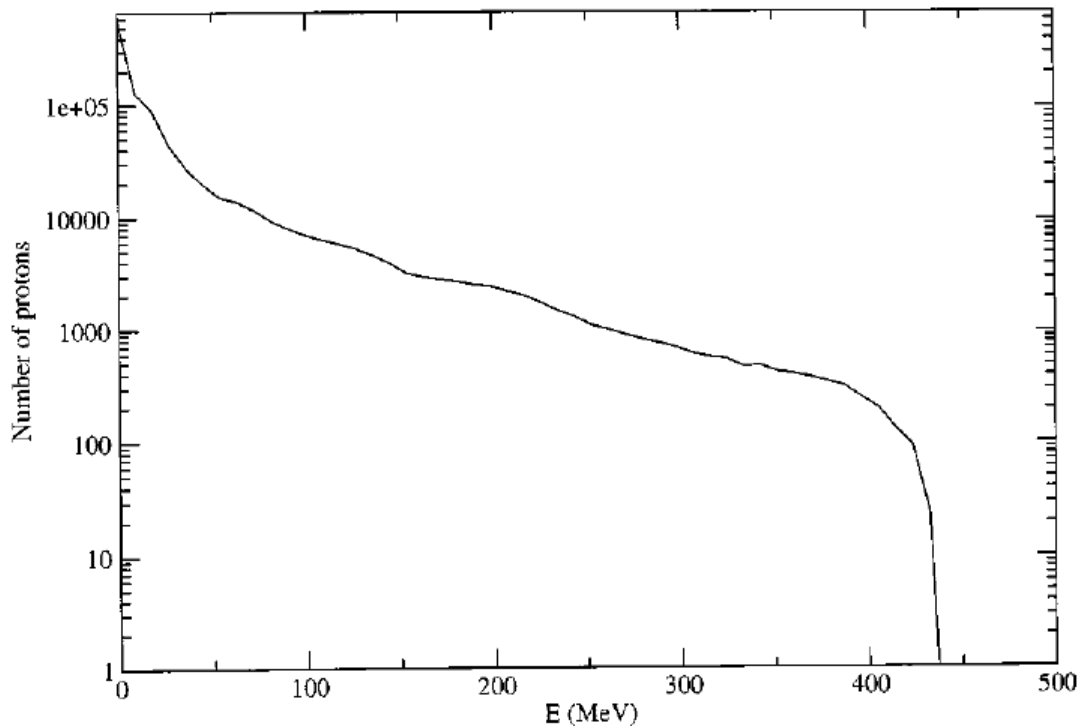


Fig. V.7. Espectro de protones producidos antes de cualquier colimación por el sistema de láser compacto de alta potencia en $t=400/\omega$ con $\omega=1.18\times 10^{15}$ rad/s. Tomado de [Fo03].

El primer caso a considerar es el efecto con una gaussiana que se muestra en la Fig. V.8a y Fig. V.8b y que prácticamente corresponde a la situación de un haz monoenergético, el cual no suele ser conveniente para tratamientos clínicos por no tener una región donde la dosis entregada sea uniforme. El siguiente caso a considerar es con dos gaussianas que se muestra en la Fig. V.9a y Fig. V.9b. La selección de las cantidades fue el resultado de tratar de optimizar en el sentido de lograr una ‘meseta’ entre 10 y 15 cm, lo más extensa y alta posible, donde lo último significa que esté lo más separada posible hacia arriba de la dosis en el punto de entrada para $z=0$ cm.

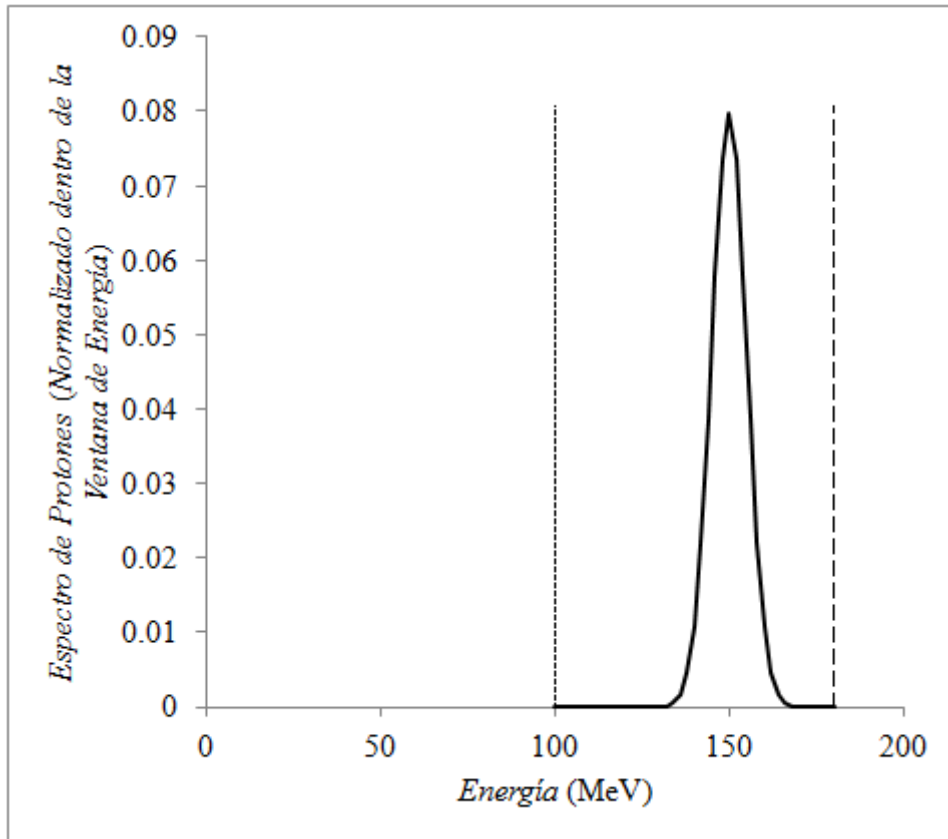


Fig.V8a. Espectro de protones después de la colimación con una gaussiana para un máximo en $E_M = 150$ MeV y un ancho de $\sigma = 5$ MeV, dentro de la ventana fijada por los bloqueadores.

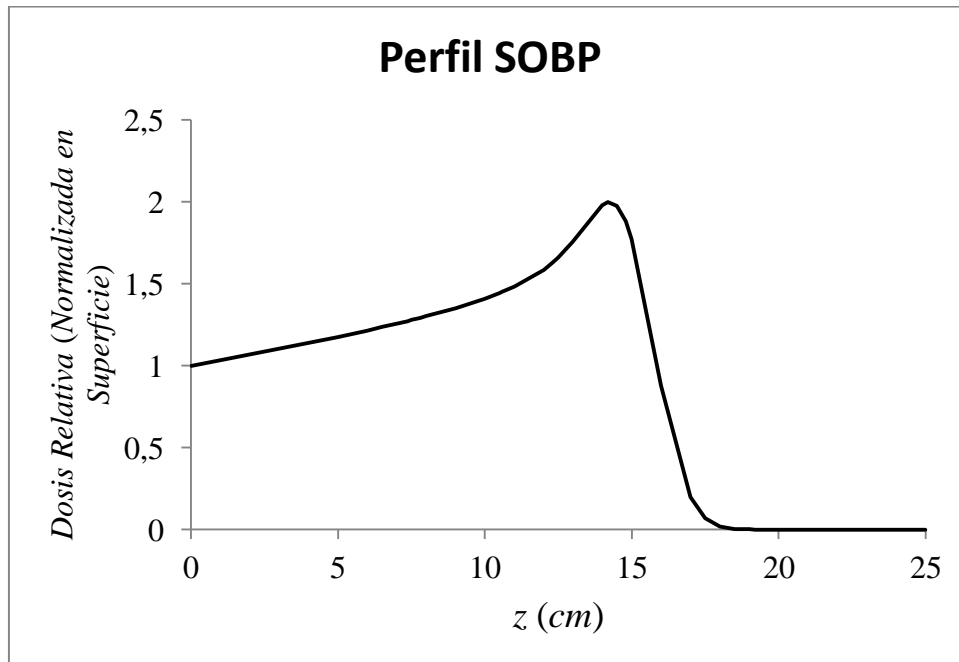
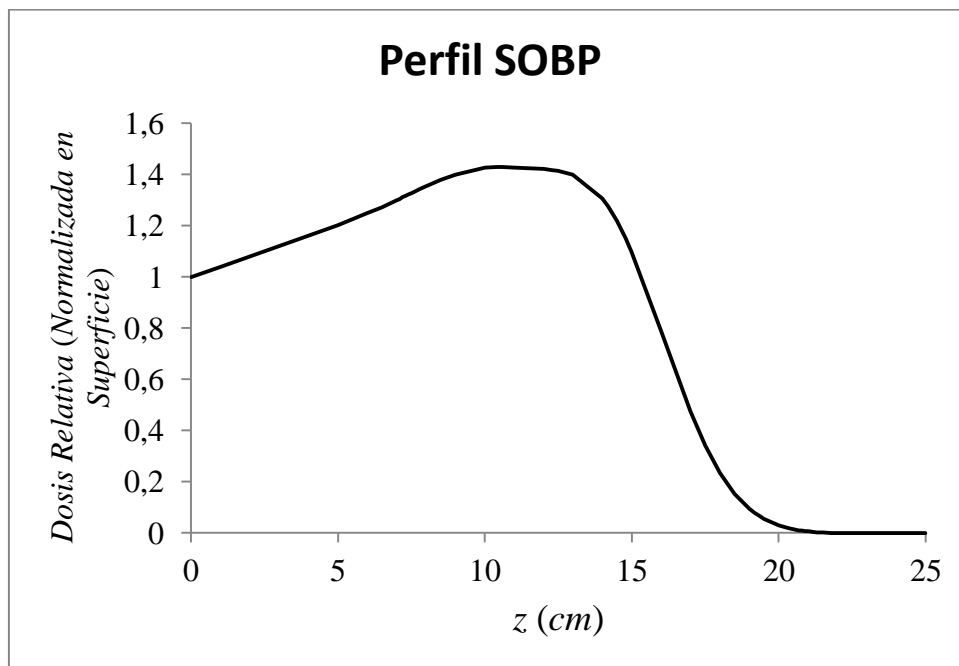
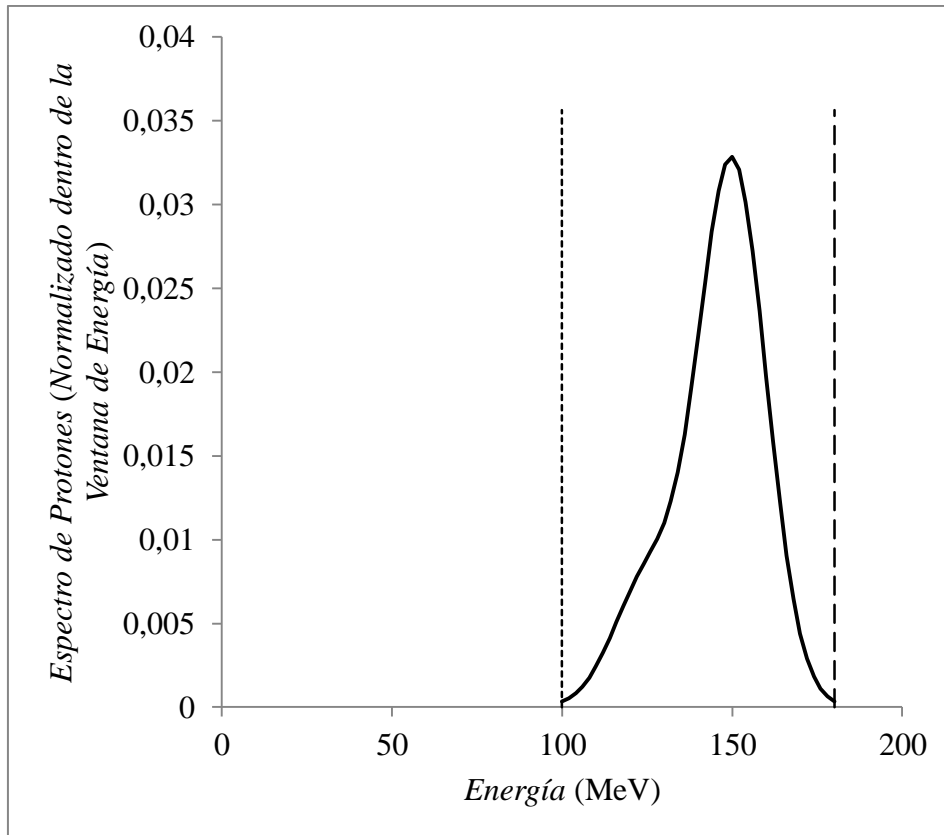


Fig.V8b. Perfil SOBP correspondiente al espectro de protones de la Fig.V8a.



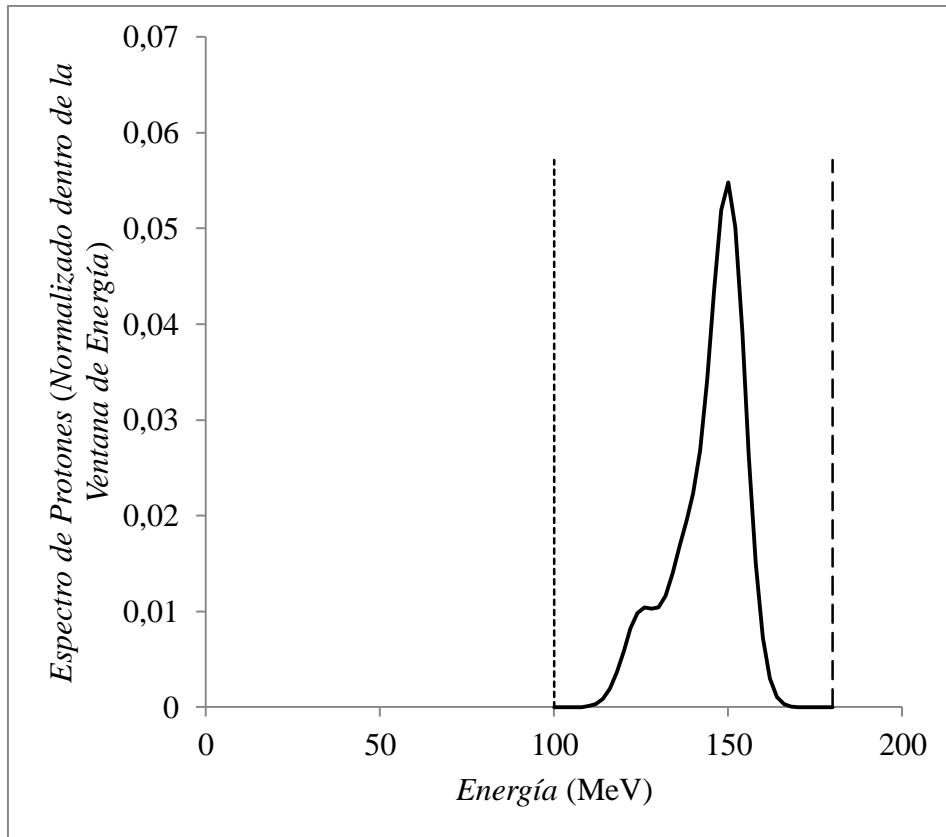


Fig.V10a. Espectro de protones después de la colimación con tres gaussianas con $E_{1M} = 150$ MeV, $E_{2M} = 138$ MeV, $E_{3M} = 125$ MeV y $\sigma = 5$ MeV, dentro de la ventana fijada por los bloqueadores con pesos relativos de 0.676, 0.203 y 0.121.

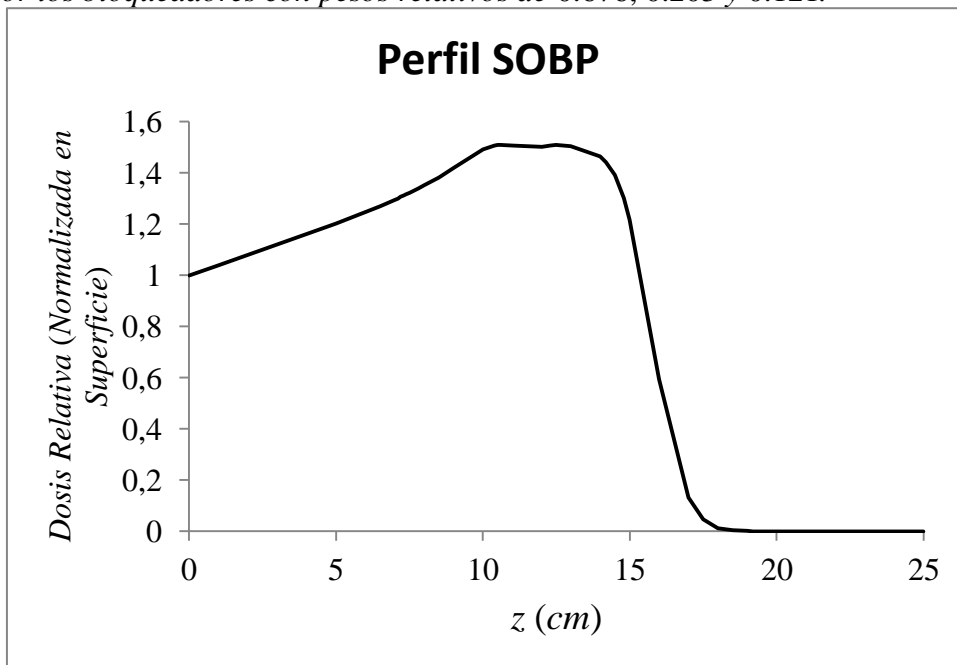


Fig.V10b. Perfil SOBP correspondiente al espectro de protones de la Fig.V10a.

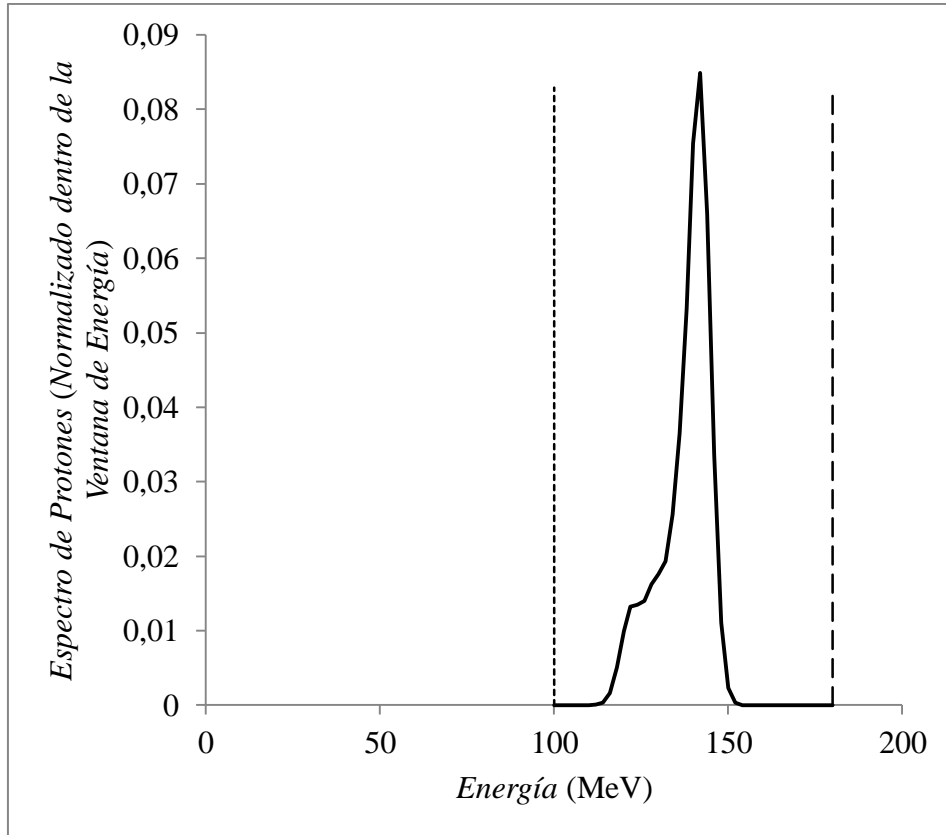


Fig.V11a. Espectro de protones después de la colimación con tres gaussianas con $E_{1M} = 142 \text{ MeV}$, $E_{2M} = 136 \text{ MeV}$, $E_{3M} = 129 \text{ MeV}$, $E_{3M} = 122 \text{ MeV}$ y $\sigma = 3 \text{ MeV}$, dentro de la ventana fijada por los bloqueadores con pesos relativos de 0.613, 0.184, 0.110 y 0.093.

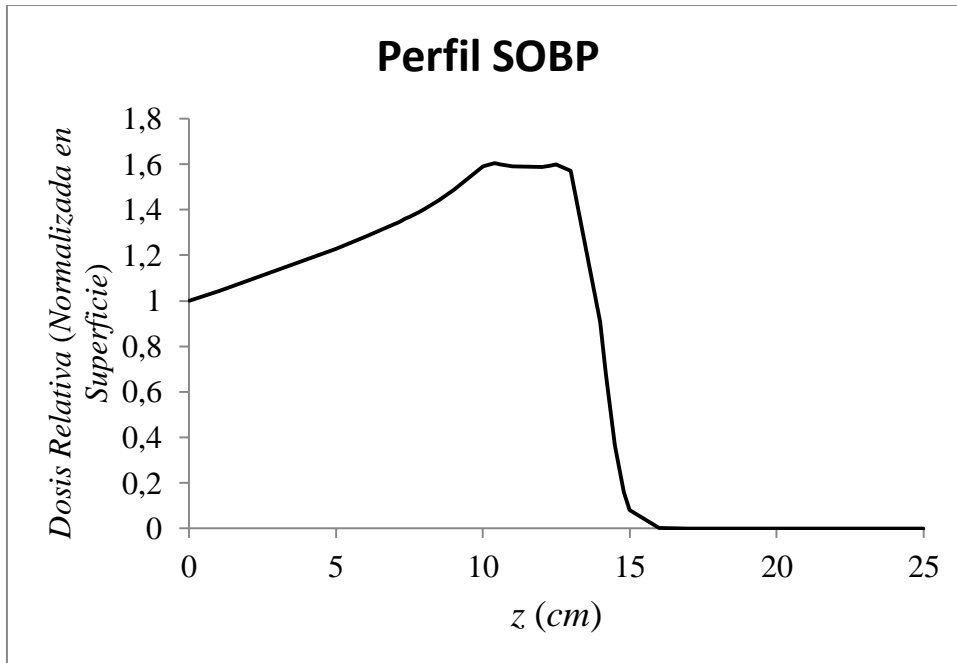


Fig.V11b. Perfil SOBP correspondiente al espectro de protones de la Fig.V11a.

La importancia de esta separación está asociada a la diferencia en dosis que se puede lograr si el tratamiento es en arco manteniendo fija la región de la ‘meseta’. Observamos que con dos gaussianas se puede obtener una primera conformación aunque la ‘meseta’ no tenga la mejor definición.

Para tres y cuatro gaussianas vemos que la definición de la ‘meseta’ mejora ostensiblemente aparte de lograr una mayor altura cuando se incrementa el número de gaussianas. Así vemos que para dos, tres y cuatro gaussianas las alturas son 1.4, 1.5 y 1.6, respectivamente. Es interesante hacer notar que se puede lograr una buena conformación con un número pequeño de gaussianas, lo cual desde el punto de vista práctico es una simplificación importante.

En todos los casos anteriores el perfil SOBP se obtuvo a través de

$$B_{SOBP}(z) \equiv \sum_{i=1}^{N_G} \gamma_i B_i(z) = \sum_{i=1}^{N_G} \gamma_i \int_{E_L}^{E_U} dE g_i(E) B(E, z) \quad (V.2)$$

donde N_G es el número de gaussianas a considerar, γ_i y $g_i(E)$ son el peso y la distribución en energía correspondiente a la i -ésima gaussiana, E_L y E_U son los límites inferior y superior de la ventana de energía y $B(E, z)$ es el perfil de dosis a profundidad encontrado en el capítulo IV donde los parámetros dependen de la energía.

Para ver la importancia de la altura de la ‘meseta’ con un ejemplo, si se trabaja con cuatro gaussianas y se tiene un volumen cilíndrico donde la lesión está en el eje central, un tratamiento en arco procurado con un ‘gantry’ y centrado en la lesión con N campos va a producir una dosis en la lesión que es $1.6N$ veces la que vamos a tener en la superficie del cilindro, maximizando el daño en el tejido de la lesión a remover y minimizándolo en el entorno.

Para lograr el efecto de las gaussianas experimentalmente, se debe ajustar el dispositivo de colimación primaria, previo al selector de protones, disponible en el método del láser compacto, variando su ancho y/o apertura o incluso moviéndolo ligeramente de su posición inicial, de modo de tener un efecto que se traduzca en desplazar los máximos de cada espectro de protones generados y combinar los mismos de modo que a la salida se obtenga la conformación del perfil deseada.

El poder conformar, los haces para lograr estos efectos coloca al sistema basado en láser de alta potencia en una posición de gran ventaja con respecto al de pared dieléctrica donde la conformación se produce vía moduladores de alcance convencionales, que son dispositivos adicionales a la estructura de aceleración que además van a contribuir con radiación dispersa al haz principal de protones.

Conclusiones y Recomendaciones

La tecnología en el ámbito de la salud representa un reto para los profesionales y especialistas en el área, que es incrementar las investigaciones en todos sus ámbitos para lograr plantear nuevas alternativas que superen los beneficios de las ya existentes.

El estudio de Sistemas Compactos destinados a protonterapia tiene como objetivo principal perfeccionar dichas técnicas para que sus beneficios sean maximizados, esto se traduce en la sobrevida de los pacientes post-irradiación con disminución importante de efectos colaterales asociados a la terapia y del costo en general de las instalaciones y también del mismo tratamiento del paciente.

Es bien conocido que en la mayoría de los países del mundo sólo existen Aceleradores Lineales de Electrones y a pesar de la invención y aplicación de nuevas técnicas de planificación y tratamiento, y aunque en la práctica funcione y se obtengan resultados satisfactorios, la conformación del volumen tumoral, dosis a órganos sanos circundantes y con ello aparición de efectos agudos y tardíos, causado por electrones y fotones es inferior a lo que provee un tratamiento con protones o iones. Entonces, ¿por qué no mejorar aún más equipos de tratamiento con protones a un menor costo para que países como el nuestro puedan tener la dualidad de sistemas (Aceleradores de Electrones y de Protones) que permitan cubrir las necesidades y tratamientos paciente-específico? Más aun si las lesiones neoplásicas poseen formas irregulares y son susceptibles a recidivarse incluso en el sitio de origen primario. Esto quiere decir que cada paciente representa un reto y un caso en particular y el tratamiento ideal se alcanzará teniendo más opciones que sólo las convencionales. La dirección a seguir debe ser justamente esa.

Como conclusiones entonces tenemos:

- (1) Al existir procesos de fragmentación y/o reacciones nucleares, se argumenta en un principio que la producción de neutrones podía implicar una contribución a la dosis para el paciente, en la salida del haz de tratamiento, a ser tomada en cuenta. Se demostró que tal contribución es muy pequeña, en el orden de 10^{-6} neutrones por

protón incidente, siendo mayor tal efecto en el método del DWA que en el método basado en el láser de alta potencia. Los otros mecanismos que generan neutrones tienen la misma presencia en los dos métodos, incluyendo aquella que puede venir dada por la generación de neutrones dentro del paciente y por ello no fueron objeto de estudio en el presente trabajo.

- (2) La conformación ofrecida por un haz de protones (SOBP) permite tratar lesiones de cualquier tamaño, ya que puede controlarse la extensión de la región de dosis uniforme en el perfil conformado. Esto podría hacerse para lesiones candidatas a tratamientos de radiocirugía, que pueden alcanzar tamaños muy pequeños y localizarse en zonas con compromiso de órganos sanos, limitando así la dosis total dirigida al volumen de tratamiento a fin de no superar los límites recomendados en dichos órganos. Esta tarea va a ser más fácil de realizar con el sistema basado en láser compacto por el selector de protones que le acompaña, el cual permite hacer la conformación necesaria con haces polienergéticos de pocas componentes.
- (3) Se desarrolló una teoría que permite entender y manejar analíticamente los perfiles asociados al pico de Bragg de manera sencilla y con alta precisión. Esto al mismo tiempo nos permite hacer un mejor análisis de propuestas de conformación del haz para lograr los perfiles SOBP.

Como recomendaciones proponemos:

- (1) Evaluar el potencial del sistema basado en láser de alta potencia con muy pocas componentes para el tratamiento de lesiones que normalmente son tratadas por radiocirugía.
- (2) Explorar la posibilidad de controlar de manera automática los campos electromagnéticos que actúan en el selector de protones del sistema basado en láser de alta potencia para lograr un mayor control en los mecanismos de conformación del haz y que ello sea parte de un sistema de planificación del tratamiento.

Apéndice A

Código del Programa en MATLAB para el Ajuste de las Distribuciones Angulares de Reacciones (p,n) Basado en Recocido Simulado

%Angular Distribution Fit for (p,n) Reactions with Fixed Neutron Energy

iterations=1000000;

%Range for width exploration

width_range=10.0;

%Range for beta exploration

beta_range=1.0;

proton_mass=938.5;

neutron_mass=939.6;

amu=931.4;

pi=4.0*atan(1.0);

zero=0.0;

points1=200;

points2=1000;

%Top proton energy to be used in calculations (MeV)

top_proton_energy=250;

%Input

s=fopen('AngularDistributionFit.in','r');

%Neutron kinetic energy (MeV)

neutron_energy=fscanf(s,'%f',1);

%Target nucleus mass (AMU)

target=fscanf(s,'%f',1);

%Product nucleus mass (AMU)

product=fscanf(s,'%f',1);

%Width for cosine distribution (dimensionless)

width=fscanf(s,'%f',1);

```

%Shoulder for step function
beta=fscanf(s,'%f',1);
%Threshold energy for step function (MeV)
U=fscanf(s,'%f',1);
%Amplitude for the angular distribution
final_amplitude=fscanf(s,'%f',1);
%Obtained minimum error for the angular distribution fit
minimum_error=fscanf(s,'%f',1);
%Number of experimental points in proton energy domain for a given neutron energy
Np=fscanf(s,'%4d',1);
%Range of values for the proton kinetic energy
proton_energy=fscanf(s,'%f',Np);
% Range of values for the measured probability
measured_probability=fscanf(s,'%f',Np);
fclose(s);
target_nucleus_mass=amu*target;
product_nucleus_mass=amu*product;
Q=target_nucleus_mass-product_nucleus_mass+proton_mass-neutron_mass;
if(Q<0.0)
    QQ=-Q;
else
    QQ=0.0;
end
flag=0;
while(measured_probability(1)==0.0)
    flag=1;
    QQ_test=proton_energy(1);
    for j=1:Np-1
        proton_energy(j)=proton_energy(j+1);
        measured_probability(j)=measured_probability(j+1);
    end
    Np=Np-1;
end
if(flag==1)
    QQ=QQ_test;
end
A=4*(target_nucleus_mass*target_nucleus_mass+neutron_mass*neutron_mass-
2*target_nucleus_mass*(neutron_mass+neutron_energy));

```

```
B=2*sqrt(neutron_energy*(neutron_energy+2*neutron_mass))*(product_nucleus_mass*
product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass-
neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy);
```

```
C=4*proton_mass*proton_mass*(target_nucleus_mass-neutron_energy-
neutron_mass)^2-(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-
proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass-
neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy)^2;
```

```
p0peek=sqrt(B*B/4/A/A-C/A)-B/2/A;
```

```
T0peek=sqrt(p0peek*p0peek+proton_mass*proton_mass)-proton_mass;
```

```
U_range=T0peek-QQ;
```

```
for i=1:Np
```

```
    cosine_neutron(i)=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass
    -proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass
    -neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy
    -2*(target_nucleus_mass-neutron_mass
    -neutron_energy)*(proton_energy(i)+proton_mass))/2/sqrt(proton_energy(i)
    *(proton_energy(i)
    +2*proton_mass)*neutron_energy*(neutron_energy+neutron_mass));
```

```
end
```

```
current_error=minimum_error;
```

```
if((width~=0.0)&&(beta~=0.0)&&(U~=0.0))
```

```
    final_U=U;
```

```
    final_width=width;
```

```
    final_beta=beta;
```

```
end
```

```
for k=1:iterations
```

```
    if((k==1)&&(width==0.0)&&(beta==0.0)&&(U==0.0))
```

```
        U=rand()*U_range+QQ;
```

```
        width=width_range*rand();
```

```
        beta=beta_range*rand();
```

```
    else
```

```
        dice=floor(3*rand()+1);
```

```
        if(dice==1)
```

```
            U0=U;
```

```
            U=rand()*U_range+QQ;
```

```
        else
```

```
            if(dice==2)
```

```
                width0=width;
```



```

else
    if(dice==1)
        U=U0;
    else
        if(dice==2)
            width=width0;
        else
            beta=beta0;
        end
    end
end
end
end
end
end
%Output
s=fopen('AngularDistributionFit.out','w');
fprintf(s,'Neutron Energy (MeV) = %16.12f\n',neutron_energy);
fprintf(s,'Target Nucleus Mass (AMU) = %16.12f\n',target);
fprintf(s,'Product Nucleus Mass (AMU) = %16.12f\n',product);
fprintf(s,'Q value (MeV) = %16.12f\n',Q);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'amplitude = %16.12f\n',final_amplitude);
fprintf(s,'width = %16.12f\n',final_width);
fprintf(s,'beta (1/MeV)= %16.12f\n',final_beta);
fprintf(s,'threshold energy (MeV)= %16.12f\n',final_U);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'Weighted Relative Error Fraction = %16.12f\n',minimum_error);
%fprintf(s,'Mean Relative Error (percent) = %16.12f\n',100*minimum_error);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,' Proton Energy(MeV)           Measured Probability           Calc. Probability\n');
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'%20.12E           %20.12E           %20.12E\n',final_U,zero,zero);
for i=1:Np
    fprintf(s,'%20.12E           %20.12E           %20.12E\n',
            proton_energy(i),measured_probability(i),final_probability(i));
end
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,' Proton Energy(MeV)           Calc. Probability\n');
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'%20.12E           %20.12E\n',final_U,zero);
step=(T0peek-final_U)/(points1-1);

```

```

for i=1:points1
    p_energy(i)=final_U+i*step;
    cosine=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-
(target_nucleus_mass-neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy-
2*(target_nucleus_mass-neutron_mass-
neutron_energy)*(p_energy(i)+proton_mass))/2/sqrt(p_energy(i)*(p_energy(i)+2*proton
_mass)*neutron_energy*(neutron_energy+neutron_mass));
    calc_prob(i)=final_amplitude*final_width*(1-exp(-final_beta*(p_energy(i)-
final_U)))/(final_width*final_width+(1-
cosine)^2)/sqrt(p_energy(i)*(p_energy(i)+2*proton_mass))
/(p_energy(i)+proton_mass)/pi;
    fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',p_energy(i),calc_prob(i));
end
step=(top_proton_energy-T0peek)/(points2-1);
for i=1:points2-1
    p_energy(i+points1)=T0peek+i*step;
    cosine=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-
(target_nucleus_mass-neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy-
2*(target_nucleus_mass-neutron_mass-
neutron_energy)*(p_energy(i+points1)+proton_mass))/2/sqrt(p_energy(i+points1)*(p_en
ergy(i+points1)+2*proton_mass)*neutron_energy*(neutron_energy+neutron_mass));
    calc_prob(i+points1)=final_amplitude*final_width*(1-exp(-
final_beta*(p_energy(i+points1)-final_U)))/(final_width*final_width+(1-
cosine)^2)/sqrt(p_energy(i+points1)*(p_energy(i+points1)+2*proton_mass))/(p_energy(i)
+proton_mass)/pi;
    fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',p_energy(i+points1),calc_prob(i+points1));
end
fclose(s);

```

Apéndice B

Código del Programa Complementario en MATLAB para Mejorar el Ajuste de las Distribuciones Angulares de Reacciones (p,n)

%Angular Distribution Fit for (p,n) Reactions with Fixed Neutron Energy

iterations=1000000;

%Range for width exploration

width_range=10.0;

%Range for beta exploration

beta_range=1.0;

proton_mass=938.5;

neutron_mass=939.6;

amu=931.4;

pi=4.0*atan(1.0);

zero=0.0;

points1=200;

points2=1000;

%Top proton energy to be used in calculations(MeV)

top_proton_energy=250;

%Input

s=fopen('AngularDistributionFit.in','r');

%Neutron kinetic energy (MeV)

neutron_energy=fscanf(s,'%f',1);

%Target nucleus mass (AMU)

target=fscanf(s,'%f',1);

%Product nucleus mass (AMU)

product=fscanf(s,'%f',1);

%Width for cosine distribution (dimensionless)

width=fscanf(s,'%f',1);

```

%Shoulder for step function
beta=fscanf(s,'%f',1);
%Threshold energy for step function (MeV)
U=fscanf(s,'%f',1);
%Amplitude for the angular distribution
final_amplitude=fscanf(s,'%f',1);
%Obtained minimum error for the angular distribution fit
minimum_error=fscanf(s,'%f',1);
%Number of experimental points in proton energy domain for a given neutron energy
Np=fscanf(s,'%4d',1);
%Range of values for the proton kinetic energy
proton_energy=fscanf(s,'%f',Np);
% Range of values for the measured probability
measured_probability=fscanf(s,'%f',Np);
fclose(s);
target_nucleus_mass=amu*target;
product_nucleus_mass=amu*product;
Q=target_nucleus_mass-product_nucleus_mass+proton_mass-neutron_mass;
if(Q<0.0)
    QQ=-Q;
else
    QQ=0.0;
end
flag=0;
while(measured_probability(1)==0.0)
    flag=1;
    QQ_test=proton_energy(1);
    for j=1:Np-1
        proton_energy(j)=proton_energy(j+1);
        measured_probability(j)=measured_probability(j+1);
    end
    Np=Np-1;
end
if(flag==1)
    QQ=QQ_test;
end
A=4*(target_nucleus_mass*target_nucleus_mass+neutron_mass*neutron_mass-
2*target_nucleus_mass*(neutron_mass+neutron_energy));

```

```
B=2*sqrt(neutron_energy*(neutron_energy+2*neutron_mass))*(product_nucleus_mass*
product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass-
neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy);
```

```
C=4*proton_mass*proton_mass*(target_nucleus_mass-neutron_energy-
neutron_mass)^2-(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-
proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass-
neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy)^2;
```

```
p0peek=sqrt(B*B/4/A/A-C/A)-B/2/A;
```

```
T0peek=sqrt(p0peek*p0peek+proton_mass*proton_mass)-proton_mass;
U_range=T0peek-QQ;
```

```
for i=1:Np
```

```
    cosine_neutron(i)=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-
proton_mass*proton_mass-(target_nucleus_mass-
neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy-2*(target_nucleus_mass-
neutron_mass-
neutron_energy)*(proton_energy(i)+proton_mass))/2/sqrt(proton_energy(i)
*(proton_energy(i)+2*proton_mass)*neutron_energy*(neutron_energy+neutron_mass));
end
```

```
if((width~=0.0)&&(beta~=0.0)&&(U~=0.0))
```

```
    final_U=U;
    final_width=width;
    final_beta=beta;
```

```
end
```

```
for k=1:iterations
```

```
    if((k==1)&&(width==0.0)&&(beta==0.0)&&(U==0.0))
```

```
        U=rand()*U_range+QQ;
        width=width_range*rand();
        beta=beta_range*rand();
```

```
    else
```

```
        dice=floor(3*rand()+1);
```

```
        if(dice==1)
```

```
            U0=U;
            U=rand()*U_range+QQ;
```

```
        else
```

```
            if(dice==2)
                width0=width;
```

```

        width=width_range*rand();
    else
        beta0=beta;
        beta=beta_range*rand();
    end
end
end
sum1=0.0;
sum2=0.0;
for i=1:Np
    prob(i)=width*(1-exp(-beta*(proton_energy(i)-U)))/(width*width+(1-
cosine_neutron(i))^2)/sqrt(proton_energy(i)*(proton_energy(i)+2*proton_mass))
/(proton_energy(i)+proton_mass)/pi;
    sum1=sum1+prob(i)*prob(i);
    sum2=sum2+prob(i)*measured_probability(i);
end
amplitude=sum2/sum1;
error=0.0;
for i=1:Np
    probability(i)=amplitude*prob(i);
    error=error+abs(measured_probability(i)-probability(i))/measured_probability(i);
end
error=error/Np;
if(error<minimum_error)
    minimum_error=error;
    final_amplitude=amplitude;
    final_width=width;
    final_beta=beta;
    final_U=U;
    final_probability=probability;
    fprintf('cycle = %8d amplitude = %12.8f width = %12.8f beta = %12.8f U = %12.8f
error = %12.8f\n',k,amplitude,width,beta,U,error);
else
    if(dice==1)
        U=U0;
    else
        if(dice==2)
            width=width0;
        else
            beta=beta0;
        end
    end
end
end
end

```

```

        end
    end
end
end
%Output
s=fopen('AngularDistributionFit.out','w');
fprintf(s,'Neutron Energy (MeV) = %16.12f\n',neutron_energy);
fprintf(s,'Target Nucleus Mass (AMU) = %16.12f\n',target);
fprintf(s,'Product Nucleus Mass (AMU) = %16.12f\n',product);
fprintf(s,'Q value (MeV) = %16.12f\n',Q);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'amplitude = %16.12f\n',final_amplitude);
fprintf(s,'width = %16.12f\n',final_width);
fprintf(s,'beta (1/MeV)= %16.12f\n',final_beta);
fprintf(s,'threshold energy (MeV)= %16.12f\n',final_U);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'Average Relative Error Fraction = %16.12f\n',minimum_error);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,' Proton Energy(MeV)           Measured Probability           Calc. Probability\n');
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'%20.12E           %20.12E           %20.12E\n',final_U,zero,zero);
for i=1:Np
    fprintf(s,'%20.12E           %20.12E           %20.12E\n',
    proton_energy(i),measured_probability(i),final_probability(i));
end
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,' Proton Energy(MeV)           Calc. Probability\n');
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'%20.12E           %20.12E\n',final_U,zero);
step=(T0peek-final_U)/(points1-1);
for i=1:points1
    p_energy(i)=final_U+i*step;
    cosine=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-
(target_nucleus_mass-neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy-
2*(target_nucleus_mass-neutron_mass-
neutron_energy)*(p_energy(i)+proton_mass))/2/sqrt(p_energy(i)*(p_energy(i)
+2*proton_mass)*neutron_energy*(neutron_energy+neutron_mass));
    calc_prob(i)=final_amplitude*final_width*(1-exp(-final_beta*(p_energy(i)-
final_U)))/(final_width*final_width+(1-
cosine)^2)/sqrt(p_energy(i)*(p_energy(i)+2*proton_mass))/(p_energy(i)

```



```

+proton_mass)/pi;
    fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',p_energy(i),calc_prob(i));
end
step=(top_proton_energy-T0peek)/(points2-1);
for i=1:points2-1
    p_energy(i+points1)=T0peek+i*step;
    cosine=(product_nucleus_mass*product_nucleus_mass-proton_mass*proton_mass-
(target_nucleus_mass-neutron_mass)^2+2*target_nucleus_mass*neutron_energy-
2*(target_nucleus_mass-neutron_mass-
neutron_energy)*(p_energy(i+points1)+proton_mass))/2/sqrt(p_energy(i+points1)
*(p_energy(i+points1)+2*proton_mass)*neutron_energy
*(neutron_energy+neutron_mass));
    calc_prob(i+points1)=final_amplitude*final_width
*(1-exp(-final_beta*(p_energy(i+points1)-final_U)))/(final_width*final_width
+(1-cosine)^2)/sqrt(p_energy(i+points1)*(p_energy(i+points1)
+2*proton_mass))/(p_energy(i)+proton_mass)/pi;
    fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',p_energy(i+points1),calc_prob(i+points1));
end
fclose(s);

```

Apéndice C

Código del Programa en MATLAB para el Ajuste del Perfil de Dosis a Profundidad para Protones Basado en Recocido Simulado

%Bragg Peak Fit – Simulated Annealing

iterations=1000000;

%Range for R0 exploration

R0_range=1000.0;

%Range for beta exploration

beta_range=10000.0;

%Range for width exploration

width_range=50.0;

points=1000;

%Input

s=fopen('BraggPeakFit.in','r');

%Maximum proton range (cm)

R0=fscanf(s,'%f',1);

%Slope parameter (cm⁻¹)

beta=fscanf(s,'%f',1);

%Maximum position (cm)

z0=fscanf(s,'%f',1);

%Peak width (cm)

width=fscanf(s,'%f',1);

%Amplitude for the angular distribution

```

final_amplitude=fscanf(s,'%f',1);
%Obtained minimum error for the angular distribution fit
minimum_error=fscanf(s,'%f',1);
%Number of experimental points
Np=fscanf(s,'%4d',1);
%Range of values for depth z
depth=fscanf(s,'%f',Np);
% Range of values for the relative dose
measured_dose=fscanf(s,'%f',Np);
fclose(s);
sum3=0.0;
for i=1:Np
    sum3=sum3+measured_dose(i);
end
current_error=minimum_error;
if((R0~=0.0)&&(beta~=0.0)&&(z0~=0.0)&&(width~=0.0))
    final_R0=R0;
    final_beta=beta;
    final_z0=z0;
    final_width=width;
end
for k=1:iterations
    if((k==1)&&(width==0.0)&&(beta==0.0)&&(R0==0.0)&&(z0==0.0))
        R0=rand()*R0_range;
        z0=rand()*R0;
        beta=beta_range*(2.0*rand()-1.0);
        width=width_range*rand();
    else
        dice=floor(4*rand()+1);
        if(dice==1)
            R00=R0;

```

```

    R0=rand()*R0_range;
else
    if(dice==2)
        width0=width;
        width=width_range*rand();
    else
        if(dice==3)
            beta0=beta;
            beta=beta_range*(2.0*rand()-1.0);
        else
            z00=z0;
            z0=rand()*R0;
        end
    end
end
end
end
sum1=0.0;
sum2=0.0;
for i=1:Np
    if(depth(i)<R0)
        profile(i)=(1.0+beta*depth(i))*((depth(i)-R0)^2)/(width*width+(depth(i)-z0)^2);
    else
        profile(i)=0.0;
    end
    sum1=sum1+profile(i)*profile(i);
    sum2=sum2+profile(i)*measured_dose(i);
end
if((sum1>0.0)&&(sum2>0.0))
    amplitude=sum2/sum1;
else
    amplitude=0.0;
end

```

```

end
error=0.0;
%counter=0;
for i=1:Np
    dose(i)=amplitude*profile(i);
    error=error+abs(measured_dose(i)-dose(i));
end
error=error/sum3;
if(error<current_error)
    if(error<minimum_error)
        minimum_error=error;
        final_amplitude=amplitude;
        final_width=width;
        final_beta=beta;
        final_R0=R0;
        final_z0=z0;
        final_dose=dose;
        fprintf('cycle = %8d amplitude = %10.8f width = %10.8f beta = %10.8f R0 =
%10.8f z0 = %10.8f error = %10.8f\n',k,amplitude,width,beta,R0,z0,error);
    end
    current_error=error;
else
    delta=k*(error-current_error);
    boltzmann=exp(-delta);
    if(boltzmann<rand())
        current_error=error;
    else
        if(dice==1)
            R0=R00;
        else
            if(dice==2)

```



```

end
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'      Depth (cm)      Calculated Dose (A.U.)\n');
fprintf(s,'\n');
step=R0/(points-1);
for i=1:points
    new_depth(i)=i*step;
    if(new_depth(i)<R0)
        new_dose(i)=final_amplitude*(1.0+final_beta*new_depth(i))*((new_depth(i)-
final_R0)^2)/(final_width*final_width+(new_depth(i)-final_z0)^2);
    else
        new_dose(i)=0.0;
    end
    fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',new_depth(i),new_dose(i));
end
fclose(s);

```

Apéndice D

Código del Programa Complementario en MATLAB para Mejorar el Ajuste del Perfil de Dosis a Profundidad para Protones

```
%Bragg Peak Fit for Improvement  
iterations=12000000;  
%Range for R0 exploration  
R0_range=2000.0;  
%Range for beta exploration  
beta_range=0.001;  
%Range for width exploration  
width_range=100.0;  
points=1000;  
%Input  
s=fopen('BraggPeakFit.in','r');  
%Maximum proton range (cm)  
R0=fscanf(s,'%f',1);  
%Slope parameter (cm-1)  
beta=fscanf(s,'%f',1);  
%Maximum position (cm)  
z0=fscanf(s,'%f',1);  
%Peak width (cm)  
width=fscanf(s,'%f',1);  
%Amplitude for the angular distribution  
final_amplitude=fscanf(s,'%f',1);  
%Obtained minimum error for the angular distribution fit  
minimum_error=fscanf(s,'%f',1);  
%Number of experimental points  
Np=fscanf(s,'%4d',1);
```



```

%Range of values for depth z
depth=fscanf(s,'%f',Np);
% Range of values for the relative dose
measured_dose=fscanf(s,'%f',Np);
fclose(s);
sum3=0.0;
for i=1:Np
    sum3=sum3+measured_dose(i);
end
if((R0~=0.0)&&(beta~=0.0)&&(z0~=0.0)&&(width~=0.0))
    final_R0=R0;
    final_beta=beta;
    final_z0=z0;
    final_width=width;
end
for k=1:iterations
    if((k==1)&&(width==0.0)&&(beta==0.0)&&(R0==0.0)&&(z0==0.0))
        R0=rand()*R0_range;
        z0=rand()*R0;
        beta=beta_range*rand();
        width=width_range*rand();
    else
        dice=floor(4*rand()+1);
        if(dice==1)
            R00=R0;
            R0=rand()*R0_range;
        else
            if(dice==2)
                width0=width;
                width=width_range*rand();
            else
                if(dice==3)
                    beta0=beta;
                    beta=beta_range*rand();
                else
                    z00=z0;
                    z0=rand()*R0;
                end
            end
        end
    end
end
end

```

```

end
sum1=0.0;
sum2=0.0;
for i=1:Np
    if(depth(i)<R0)
        profile(i)=(1.0+beta*depth(i))*((depth(i)-R0)^2)/(width*width+(depth(i)-z0)^2);
    else
        profile(i)=0.0;
    end
    sum1=sum1+profile(i)*profile(i);
    sum2=sum2+profile(i)*measured_dose(i);
end
if((sum1>0.0)&&(sum2>0.0))
    amplitude=sum2/sum1;
else
    amplitude=0.0;
end
error=0.0;
for i=1:Np
    dose(i)=amplitude*profile(i);
    error=error+abs(measured_dose(i)-dose(i));
end
error=error/sum3;
if(error<minimum_error)
    minimum_error=error;
    final_amplitude=amplitude;
    final_width=width;
    final_beta=beta;
    final_R0=R0;
    final_z0=z0;
    final_dose=dose;
    fprintf('cycle = %8d amplitude = %10.8f width = %10.8f beta = %10.8f R0 = %10.8f
z0 = %10.8f error = %10.8f\n',k,amplitude,width,beta,R0,z0,error);
else
    if(dice==1)
        R0=R00;
    else
        if(dice==2)
            width=width0;
        else

```

```

        if(dice==3)
            beta=beta0;
        else
            z0=z00;
        end
    end
end
end
end
%Output
s=fopen('BraggPeakFit.out','w');
fprintf(s,'amplitude (A.U.) = %16.12f\n',final_amplitude);
fprintf(s,'width (cm) = %16.12f\n',final_width);
fprintf(s,'beta (1/cm)= %16.12f\n',final_beta);
fprintf(s,'R0 (cm) = %16.12f\n',final_R0);
fprintf(s,'z0 (cm) = %16.12f\n',final_z0);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'B(z=0 cm) (A. U.) = %16.12f\n',final_amplitude*final_R0*final_R0
/(final_width*final_width+final_z0*final_z0));
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'Weighted Relative Error Fraction = %16.12f\n',minimum_error);
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'    Depth(cm)           Measured Dose (A.U.)       Calculated Dose (A.U.)\n');
fprintf(s,'\n');
for i=1:Np
    fprintf(s,'%20.12E           %20.12E
%20.12E\n',depth(i),measured_dose(i),final_dose(i));
end
fprintf(s,'\n');
fprintf(s,'    Depth (cm)           Calculated Dose (A.U.)\n');
fprintf(s,'\n');
step=R0/(points-1);
for i=1:points
    new_depth(i)=i*step;
    if(new_depth(i)<R0)
        new_dose(i)=final_amplitude*(1.0+final_beta*new_depth(i))*((new_depth(i)-
final_R0)^2)/(final_width*final_width+(new_depth(i)-final_z0)^2);
    else
        new_dose(i)=0.0;
    end
end

```

```
fprintf(s,'%20.12f      %20.12E\n',new_depth(i),new_dose(i));  
end  
fclose(s);
```


BIBLIOGRAFÍA

- [At86] F. Attix. “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. Madison, Wisconsin. (1986)
- [Ca09a] G. Caporaso, Y-J. Chen and Sampayan, “The Dielectric Wall Accelerator”. Reviews of Accelerator Science and Technology 2 (2009) p. 253-263. DOI No: [10.1142/S1793626809000235](https://doi.org/10.1142/S1793626809000235)
- [Ca10b] G. J. Caporaso, D. T. Blackfield, Y.-J. Chen, E. Cook, S. Falabella, G. Guethlein, S. A. Hawkins, C. L. Holmes, S. D. Nelson, A. C. Paul, B. R. Poole, M. A. Rhodes, R. Richardson, D. M. Sanders, J. Stanley, J. S. Sullivan, L.-F. Wang, J. A. Watson, J. Weir . “Dielectric Wall Accelerator for Proton Therapy”. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore CA (2010)
- [Ch07] Y-J Chen, A. Paul. “Compact Proton Accelerator For Cancer Therapy”. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore CA (2007)
- [Fo03] E. Fourkal, T. Tajima, C-M. Ma. “Particle selection for laser accelerated proton therapy feasibility study”. Medical Physics, Vol 30 N° 7 (2003)
- [Ga11] R. García, I. Abril, S. Heredia, I. Kyriakou and D. Emfietzoglou. “A combined molecular dynamics and Monte Carlo Simulation of the spatial distribution of energy deposition by proton beams in liquid water”. IOP Publishing. Physics in Medicine and Biology. Vol. 56 (2011)
- [Ma06a] C. Ma and R. Maughan, “Within the next decade conventional cyclotrons for proton radiotherapy will become obsolete and replaced by far less expensive machines using compact laser systems for the acceleration of the protons” Medical Physics 33 (2006) p. 571-573. DOI: [10.1118/1.2150220](https://doi.org/10.1118/1.2150220)

- **[Ma04b]** V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d’Humières, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, J.P. Chambaret, A. Antonetti and D. Hulin, “Practicability of Protontherapy using compact laser systems” *Medical Physics* 31 (2004). p. 1587-1592 DOI: 10.1118/1.1747751
- **[Ma06b]** C. Ma and R. Maughan, “Within the next decade conventional cyclotrons for proton radiotherapy will become obsolete and replaced by far less expensive machines using compact laser systems for the acceleration of the protons” *Medical Physics* 33 (2006) p. 571-573. DOI: 10.1118/1.2150220
- **[Pa05]** H. Paganetti, T. Borthfeld. “New Technologies in Radiation Oncology”. *Medical Radiology Series*. (2005)
- **[Sa95]** S. Sampayan, G. Caporaso, B. Carder, Y. Chen, S. Holmes, E. Lauer, D. Trimble, J. Elizondo, M. Krogh, B. Rosenblum, C. Eicherberger and J. Fockler. “High Gradient Insulator Technology For The Dielectric Wall Accelerator”. Lawrence Livermore National Laboratory (1995)
- **[Sc07]** R. Schulz and A. Smith, “Proton therapy is too expensive for the minimal potential improvements in outcome claimed” *Medical Physics* 34 (2007) p. 1135-1138. DOI: 10.1118/1.2717380
- **[Se09]** E. Sengbusch and A. Pérez, P DeLuca, T. R. Mackie. “Maximum proton kinetic energy patient-generated neutron fluence considerations in proton beam arc delivery radiation therapy”. *Medical Physics*, Vol 36, No. 2 (2009).
- **[Sm08]** A. Smith and H. Paganetti. “Proton Therapy”. *AAPM 50th Annual Meeting*. (2008)
- **[St85]** D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses”, *Opt. Commun.* 56, 219 (1985)

- **[Wi01]** W. Wieszczycka and W. H. Scharf, “Proton Radiotherapy Accelerators”. World Scientific, Singapur (2001).
- **[Zh11]** X. Zhang, W. Liu, Y. Li, X. Li, M. Quan, R. Mohan, A. Anand, N. Sahoo, M. Gillin and X. Zhu. “Parameterization of multiple Bragg curves for scanning proton beams using simultaneous fitting of multiple curves”. IOP Publishing. Physics in Medicine and Biology. Vol. 56 (2001)