

ESTUDIO SOBRE EFECTOS SIMULTÁNEOS PRODUCIDOS POR LA CONFORMACIÓN Y LA OBLICUIDAD EN HACES DE ELECTRONES TERAPÉUTICOS

M. E. GALASSI*, G. H. OLIVERA*, R. D. RIVAROLA* y P. J. MEOLI**

* Grupo de Colisiones Atómicas, Instituto de Física Rosario (CONICET-UNR), Av. Pellegrini 250, (2000) Rosario

** Departameto de Radioterapia, Instituto Alexander Fleming, Cramer 1180, (1426) Buenos Aires

e-mail: galassi@unrctu.edu.ar

El empleo de haces conformados de electrones para el tratamiento de neoplasias superficiales o poco profundas es muy habitual en radioterapia. Dado que en la mayoría de los casos la superficie a irradiar presenta curvaturas e irregularidades, el haz incide generalmente en forma oblicua. En una primera aproximación se pueden pensar los efectos de conformar el campo y la incidencia oblicua como independientes. De este modo, para estudiar la dosis entregada al tumor, se podrían usar correcciones correspondientes a campos conformados en incidencia normal por un lado, y campos sin conformar en incidencia oblicua por el otro. Sin embargo no existen en la bibliografía trabajos que muestren que estos efectos puedan ser considerados como correcciones independientes. En el presente trabajo se presentan perfiles de ionización de haces conformados de electrones, determinados experimentalmente en un fantoma de agua, en incidencia normal y oblicua. Las mediciones se realizaron sobre el eje central del haz y fuera del mismo. En el caso de incidencia oblicua y al variar los tamaños de campo se observan efectos que podrían explicarse como una competencia entre los efectos de dispersión múltiple gaussiana y disminución de la intensidad del haz en el espesor de aire existente entre la base del aplicador y la superficie del agua. Esto indicaría que los efectos de conformación del haz y oblicuidad producen efectos simultáneos que deberían ser considerados adecuadamente. Se presentan también comparaciones de nuestros datos experimentales con teorías simples de dispersión múltiple gaussiana.

The use of conformed electron beams for the treatment of superficial tumours is very common in radiotherapy. Since in most of the cases the surface to irradiate has curvatures and irregularities, the beam incidence is usually at oblique angles. In a first approximation we can think the effects of the field conformation and the oblique incidence as independent. In this way, to study the dose given to the tumor, we can use some corrections corresponding to conformed fields at normal incidence on the one hand and unconformed fields at oblique incidence on the other. However, there the bibliography does not include works which evidence that these effects can be considered as independent corrections. In the present work ionization profiles of conformed electron beams, determined experimentally in a water phantom, at normal and oblique incidence. The measures were carried out on the central axis and off the axis of the beam. For oblique incidence and for different field widths we can see some effects than can be explained as a probable competition between the coulombic multiple-scattering and the loss of intensity of the beam in the air gap which there is between the bottom of the applicator and the water surface. This would show that the conformation and oblique incidence of the beam produce simultaneous effects that must be considered correctly. Comparisons of our experimental results with simple coulombic multiple-scattering theory are enclosed.

I. INTRODUCCIÓN

Cuando un haz de electrones atraviesa un medio absorbente tal como agua o aire, se manifiestan dos efectos particularmente importantes: disminución de la intensidad del haz y dispersión lateral del mismo al aumentar el espesor atravesado. El primer efecto se conoce comúnmente como divergencia del haz y es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia atravesada. El segundo efecto se conoce como dispersión del haz y es una consecuencia de la dispersión múltiple gaussiana que experimentan los electrones del haz al atravesar el medio absorbente, siendo directamente proporcional al espesor atravesado. Ambos efectos, sumados a la contribución de electrones dispersados en el sistema de colimación y a la presencia de fotones generados en el mismo, influirán notablemente en las

distribuciones de dosis en profundidad. Particularmente, para haces conformados de electrones en incidencia oblicua, donde el espacio de aire entre la base del aplicador y la superficie del agua es variable (ver fig. 1) se espera que estos efectos contribuyan en distinta forma cuando se modifican ciertos parámetros (como por ejemplo el tamaño de campo).

En el presente trabajo se analizarán estas contribuciones teniendo en cuenta las distribuciones de ionización para barridos sobre el eje central del haz y fuera del mismo. Se analizará también el comportamiento de los factores de salida en función del ángulo de incidencia, tamaño de campo y energía nominal del haz incidente. Finalmente se presentarán comparaciones de datos experimentales con teorías simples de dispersión múltiple coulombiana¹.

II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Las mediciones se realizaron en un acelerador de electrones "Siemens KDS-2" con una cámara de placas paralelas tipo MARCUS, PTW 23343. Una descripción detallada del dispositivo experimental y de las características de los haces de electrones puede encontrarse en un trabajo previo presentado por Galassi *et al*².

Dado que las distribuciones de dosis en agua y tejido humano son muy similares, se utilizó un fantoma de agua ACCUSCAN II, de dos dimensiones, con una modificación que permitió medir los perfiles de ionización en profundidad en ángulo.

Para lograr una mayor uniformidad del haz a la salida del acelerador, se utilizó un aplicador (conos) que definía un campo de 10cm x 10cm. Para obtener campos rectangulares se situaron bloques de cerrobend (incidencia normal) o plomo (incidencia oblicua) sobre la base del cono.

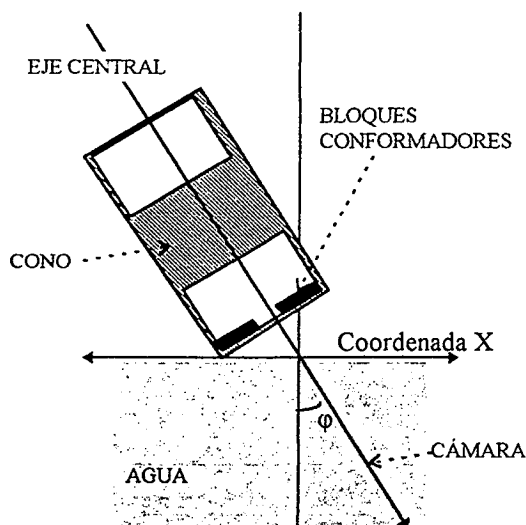


Figura 1. Geometría del dispositivo experimental y sistema de ejes coordenados.

En la figura 1 se muestra un esquema del dispositivo experimental. Los barridos en profundidad se realizaron sobre el eje central del haz, tomándose como cero el punto en el cual el eje central del haz interceptaba a la superficie del agua. En el caso de barridos transversales el cero de la coordenada X se corría al variar la profundidad y se tomó como la intersección entre el eje central del haz y la línea paralela a la superficie del agua a esa profundidad.

III. ANÁLISIS TEÓRICO

Las mediciones correspondientes a incidencia normal han sido comparadas con la teoría desarrollada por Hogstrom *et al*¹. Este método emplea un perfil de ionización en profundidad sobre el eje central del haz de un campo de referencia (en nuestro caso de 10x10 cm²)

como dato de entrada. La dispersión múltiple coulombiana es descrita utilizando la teoría de Fermi-Eyges^{3,4}. La presencia de electrones secundarios de alta energía producidos por la dispersión Möller electrón-electrón⁵ es considerada en la curva de referencia determinada experimentalmente. El modelo incluye contornos geométricos y espesores de aire.

IV. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En las figuras 2-a y 2-b se muestran perfiles de ionización transversales (barridos en el sentido de la coordenada X) para una energía nominal del haz incidente de 10 MeV, ángulo de incidencia de 40° y tamaños de campo de a) 10x10 cm² y b) 10x3 cm². En la figura 2-a se observa que, para una profundidad fija, la ionización es siempre mayor para valores negativos de la coordenada X. Sin embargo, en la figura 2-b se observa que las curvas correspondientes a profundidades cercanas al máximo de ionización presentan sus máximos para valores de X positivos. Este corrimiento de los máximos de izquierda a derecha al disminuir los tamaños de campo (que se observa también para otras energías, tales como 6 y 15 MeV) podría tener origen en una probable competencia entre los efectos de divergencia y dispersión del haz en el espesor de aire. Esto será explicado a continuación con ayuda de la figura 3.

Lillicrap *et al*⁶ demostraron que es posible tratar a un haz ancho de electrones como la suma de un gran número de haces delgados o *pencil beams*. En la figura 3 se esquematizan dichos haces delgados a través de sus contornos de isodosis (curvas que unen puntos de igual dosis). Cuando la incidencia del haz sobre la superficie del agua es oblicua, se genera un espesor de aire variable entre la base del aplicador y la superficie del agua. Los haces delgados que se encuentran en el sector en el cual dicho espesor es mayor presentarán una mayor dispersión al incidir sobre la superficie del agua que aquellos que atraviesan un menor espesor de aire. De este modo, se produce un mayor solapamiento de los *pencil beams* hacia el sector derecho (ver línea 1). Si se sigue ahora la línea 2 (recordar que los barridos se realizaron paralelamente a la superficie del agua) se observa que el solapamiento se incrementa en la zona izquierda disminuyendo en forma importante la contribución hacia el sector derecho.

Otro efecto que debe considerarse es la divergencia del haz. Para campos grandes, como por ejemplo 10x10 cm², dicha corrección se torna muy importante hacia el borde más alejado de la superficie del agua. De este modo, los máximos para el tamaño de campo de 10x10 cm² se manifiestan en el sector izquierdo de las curvas. Sin embargo, para campos más pequeños (10x3 cm²) dado dicha corrección es menor, se manifiestan claramente los corrimientos de los máximos de la derecha hacia la izquierda al aumentar la profundidad originados por la dispersión del haz en el *gap de aire*. A estos efectos deben sumarse otras contribuciones tales como electrones dispersados en el sistema de colimación, electrones secundarios y fotones.

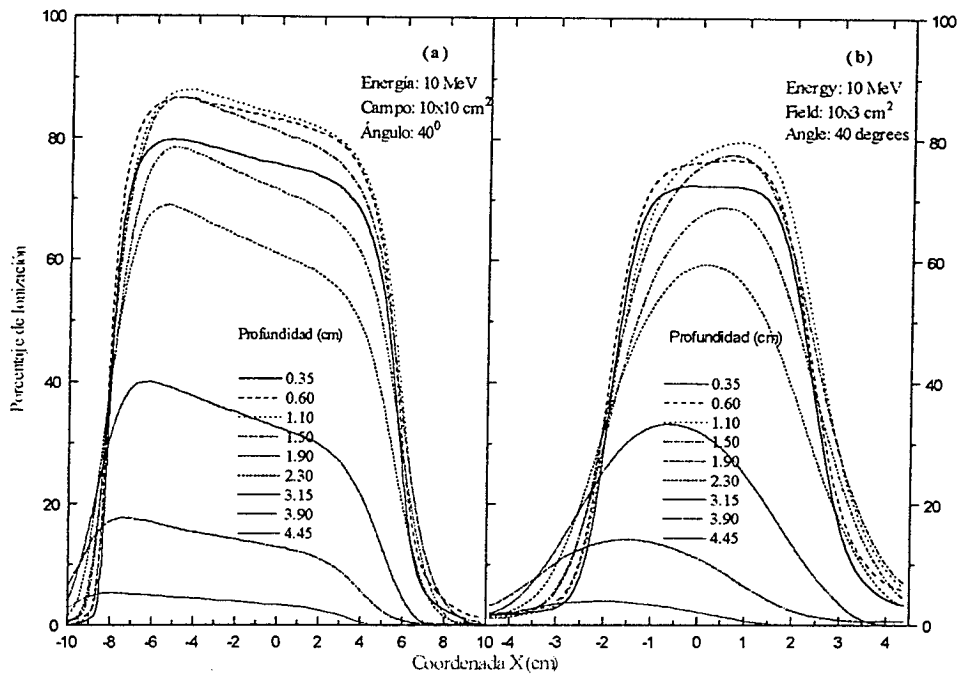


Figura 2. Barridos transversales para un ángulo de 40° , energía de 10 MeV y tamaños de campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y b) $10 \times 3 \text{ cm}^2$.

En la figura 4 se muestra una gráfica tridimensional y los contornos de iso-ionización correspondientes a un campo de $10 \times 3 \text{ cm}^2$, ángulo de 40° y energía de 6 MeV. En esta se pone en evidencia de forma muy notable la pérdida de simetría y la dispersión del haz al atravesar el medio acuoso.

para el campo de interés y el máximo correspondiente al campo de referencia (en nuestro caso de $10 \times 10 \text{ cm}^2$) en incidencia normal. En estas gráficas se observa que tanto en incidencia normal como en incidencia oblicua las curvas presentan una región plana para tamaños de campo cuyos lados exceden los 4 cm.

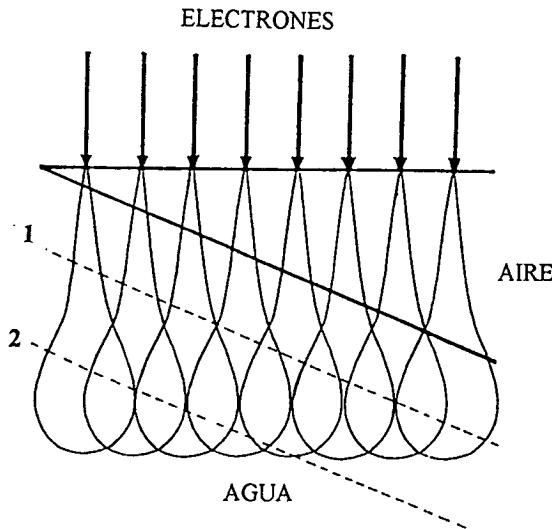
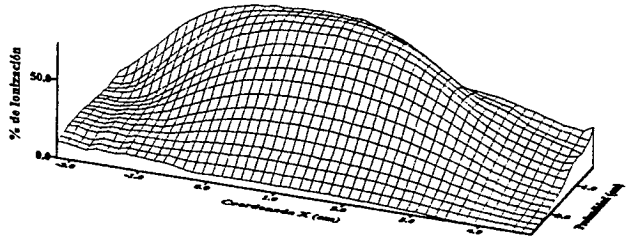


Figura 3. Esquema de haces delgados o "pencil beams" en incidencia oblicua.

En las figuras 5-a y 5-b se muestran las gráficas de los factores de salida para ángulos de 0° , 20° , 40° y 60° y energías de 6 y 15 MeV respectivamente. En este caso los factores de salida han sido calculados como el cociente entre el máximo de ionización sobre el eje central del haz



Curvas de Iso-ionización

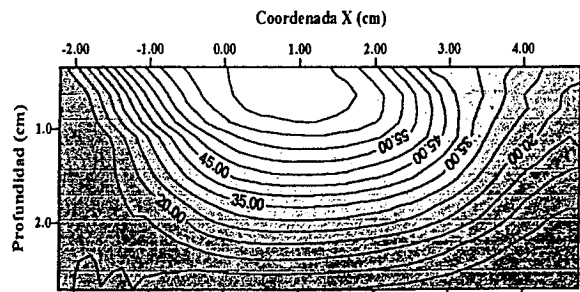


Figura 4. Esquema tridimensional de ionización y contornos de iso-ionización para un campo de $10 \times 3 \text{ cm}^2$, energía de 6 MeV y ángulo de incidencia de 40° .

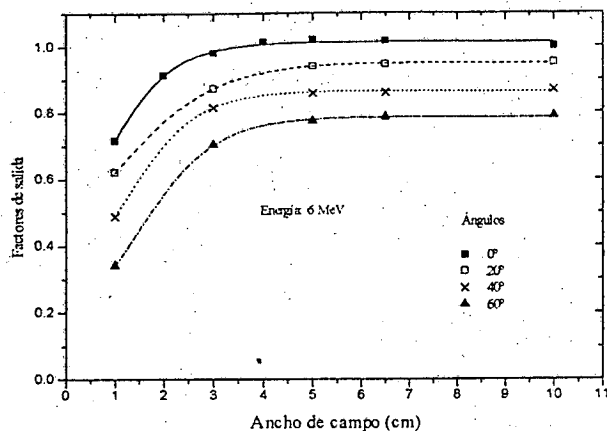


Figura 5-a) Factores de salida en función del tamaño de campo y ángulo de incidencia para energía de 6 MeV.

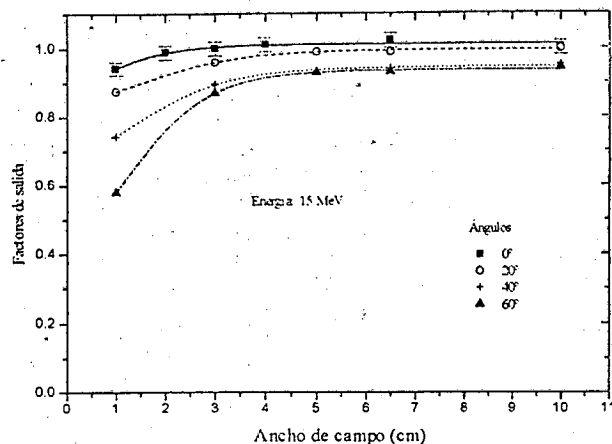


Figura 5-b) Factores de salida en función del tamaño de campo y ángulo de incidencia para energía de 15 MeV.

En la gráfica 5-a se puede observar la marcada diferencia entre los factores de salida correspondientes a incidencia normal e incidencia oblicua, presentándose diferencias de más de un 25% aún en la región de planicidad de las curvas.

En la figura 6 se comparan valores calculados de ionización con valores medidos para el caso de incidencia normal, tamaño de campo de $10 \times 5 \text{ cm}^2$ y energía de 6 MeV. Las curvas han sido normalizadas al máximo medido correspondiente al campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en incidencia normal y energía de 6 MeV. Como puede observarse en esta figura la curva correspondiente a los datos experimentales está por encima de la curva calculada en la zona entre superficie y la profundidad del máximo.

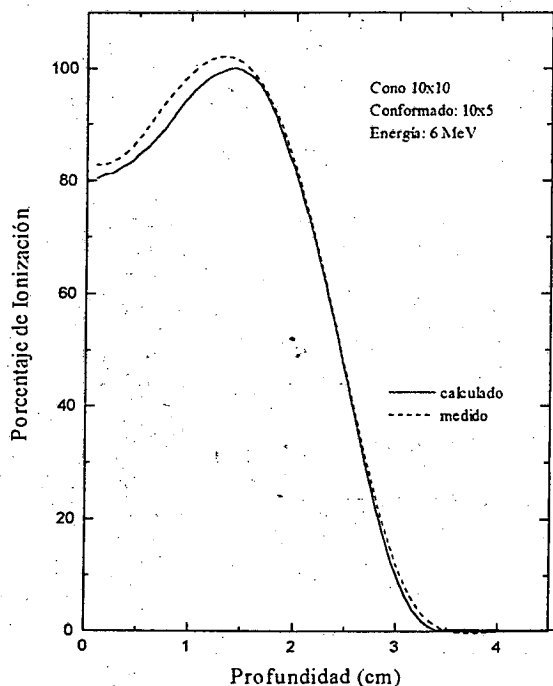


Figura 6. Comparación de perfiles de ionización en profundidad medido y calculado para un tamaño de campo de $10 \times 5 \text{ cm}^2$.

Esto se debe principalmente a que la teoría implementada no toma en cuenta la presencia de electrones dispersados en el sistema de colimación, los cuales por razones geométricas en algunos casos y por ser menos energéticos en otros, contribuirán a un aumento de la ionización en la zona de superficie.

En la figura 7 se comparan curvas de iso-ionización medidas y calculadas para un tamaño de campo de $10 \times 3 \text{ cm}^2$. En esta figura se observa que sobre el eje central, y a profundidades más grandes que la del máximo, las curvas se encuentran muy cercanas. Sin embargo, en las zonas próximas a los bordes de campo, donde la dispersión de electrones es importante, se observa una diferencia máxima entre las curvas correspondientes al 90% de ionización de casi 1 cm.

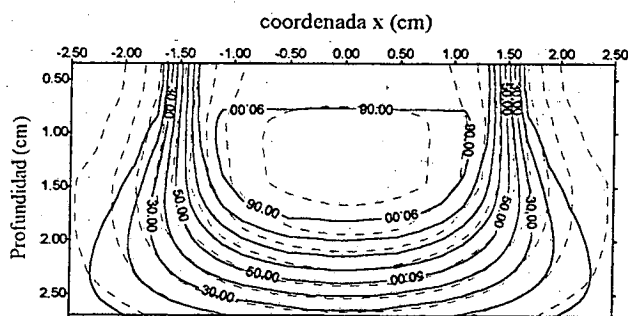


Figura 7. Comparación entre curvas de iso-ionización medidas (línea de puntos) y calculada (línea llena) para un haz de electrones en incidencia normal, tamaño de campo de $10 \times 3 \text{ cm}^2$ y energía nominal de 6 MeV. Las curvas de isoionización se variaron en intervalos de 10 %.

V. CONCLUSIONES

Algunos comportamientos de curvas de ionización en profundidad y perfiles de ionización de haces de electrones conformados en distintos ángulos de incidencia han sido estudiados. Se ha observado una probable competencia entre los efectos de dispersión múltiple gaussiana del haz

en el espesor de aire y la correspondiente pérdida de intensidad del haz al variar los tamaños de campo. Comparaciones de nuestros resultados experimentales con una teoría simple de dispersión múltiple gaussiana muestra que el acuerdo entre ambas se da a profundidades mayores que el máximo de ionización.

En el futuro está previsto comparar nuestros resultados experimentales sobre haces de electrones conformados en incidencia oblicua con modelos más elaborados incluyendo los efectos de la cabeza de tratamiento⁷⁻¹⁰.

REFERENCIAS

- 1- K. Hogstrom, M. Mills, A.J. Elevelt, P.R. Almond, Phys. in Med. Biol. 26 (1981) 445.
- 2- M.E. Galassi, P.J. Meoli, G.H. Olivera, R.D. Rivarola y P. Fainstein, Anales AFA 1996.
- 3- L. Eyges, Phys. Rev. 74 (1948) 1534.
- 4- B. Rossi, K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13 (1941) 267.
- 5- E.J. Williams, Phys. Rev. 58 (1940) 292.
- 6- S.C. Lillicrap, P. Wilson y J.W. Boag, Phys. Med. Biol. 24 (1975) 825.
- 7- D. Jette, Med. Phys. 23 (1996) 459.
- 8- D. Jette, in: A.R. Smith (Ed.), Medical Radiology, Radation Therapy, Springer, Berlin (1995) 95.
- 9- H. Neuenschwander, T.R. Mackie, P.J. Reckwerdt, Phys. in Med. Biol. 40 (1995) 543.
- 10- H. Huizenga, P.R.M. Storchi, Phys. in Med. Biol. 34 (1989) 1371.