

**UNIVERSIDAD DE VALENCIA
FACULTAD DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR**



**Dosimetría y verificación de tratamientos en
Radioterapia: Intercomparación de soluciones
existentes y desarrollo de soluciones basadas en
cámaras de ionización líquida**

TESIS DOCTORAL

Luis Brualla González

2015



Universidad de Valencia.

Facultad de Física.

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear.

Memoria presentada para optar al grado de Doctor

Luis Brualla González

Título: Dosimetría y verificación de tratamientos en Radioterapia: Intercomparación de soluciones existentes y desarrollo de soluciones basadas en cámaras de ionización líquida.

Directores:

Dr. Juan Pardo Montero

Dr. Faustino Gómez Rodríguez

POP: TECNOLOGÍAS PARA LA SALUD Y EL BIENESTAR.

D. Faustino Gómez Rodríguez, profesor titular del Departamento de Física de Partículas de la Universidad de Santiago de Compostela y D. Juan Pardo Montero, Investigador Miguel Servet en el Instituto de Investigación Sanitaria de Santiago de Compostela,

CERTIFICAN:

Que la presente memoria titulada "Dosimetría y Verificación de tratamientos en Radio-terapia: Intercomparación de soluciones existentes y desarrollo de soluciones basadas en cámaras de ionización líquida" recoge los resultados del trabajo realizado por Don Luis Brualla González bajo su dirección y supervisión, y constituye la tesis de doctorado para optar al título de doctor por la Universidad de Valencia.

En Valencia, a 30 de Noviembre de 2015



Faustino Gómez Rodríguez



Juan Pardo Montero

Agradecimientos

“Ilusiones de oro, Bidasas de plata, Guantes de acero” son necesarios pero no suficientes. Determinadas tareas no pueden llevarse a cabo sin ayuda. Ayuda de mi mujer, Pilar, codo con codo, día tras día, y de mis hijos Luis y Pilar, por quienes todo lo hacemos. Ayuda de mis padres, Luis y Silvia, y de mi hermano, Mario, auténticos baluartes. Ayuda de mi familia política, con mi suegra Pili y su hermana Chus siempre pendientes.

Muchas gracias, Juan y Faustino, por dejarme compartir vuestro conocimiento y pasión por la ciencia y por vuestra generosidad profesional y humana. Trabajar con vosotros ha sido mi mejor regalo. Imperdonable sería no admirar tu paciencia y perseverancia en todo momento, Juan. Faustino, siempre presente. A los dos, todo mi reconocimiento.

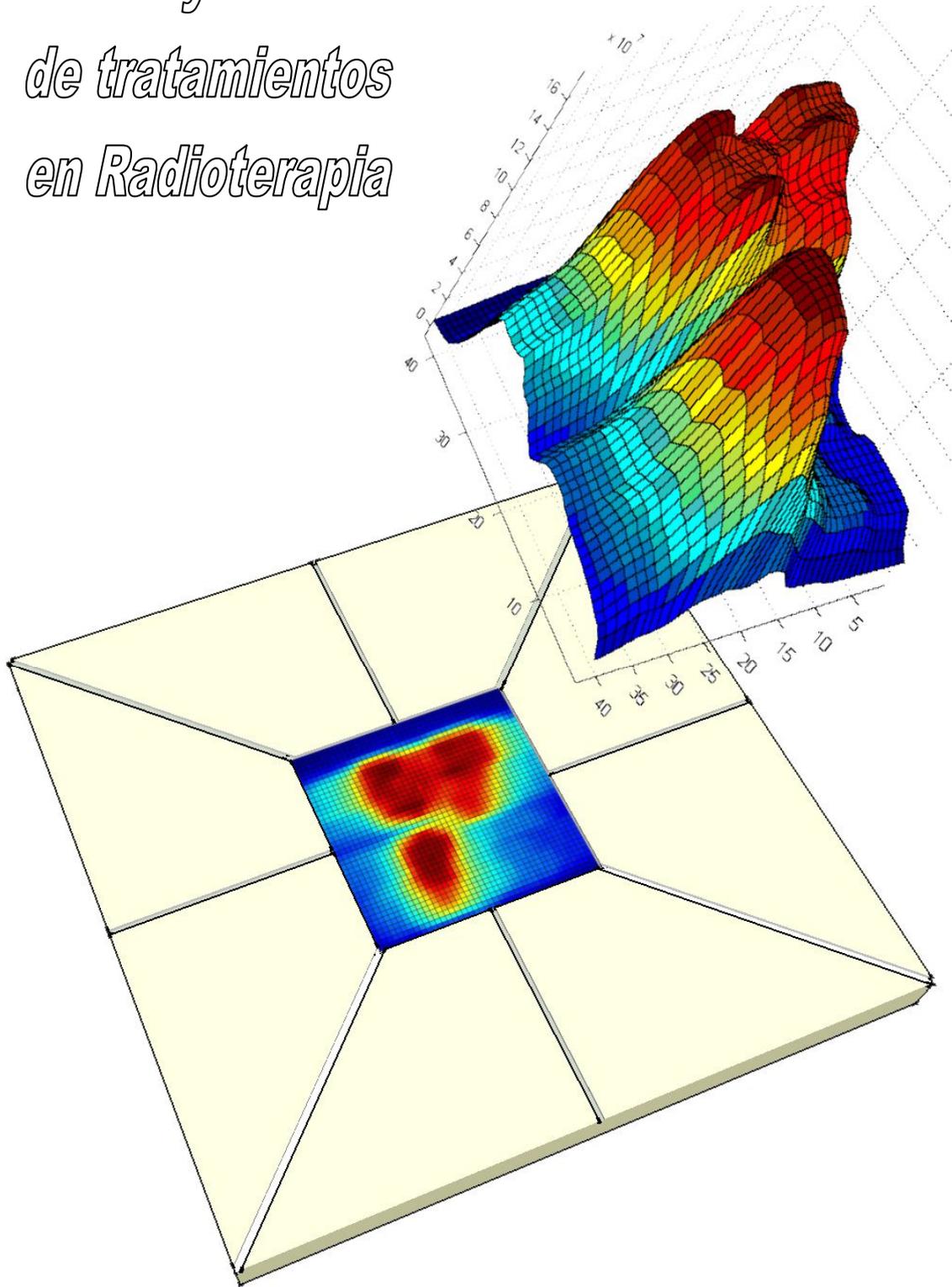
Gracias a Rosa, Joan y Paco por haber motivado en mí el empezar y terminar este trabajo. A Facundo, por su contribución silenciosa pero fundamental al proceso. A Araceli y a Diego por su ayuda, consejos y por haber compartido nuestras experiencias paralelas.

Una empresa de estas características no me hubiera resultado posible de no haber formado parte de dos grupos de trabajo: el Servicio de Radiofísica del Hospital General de Valencia y el Grupo de Investigación en Radiofísica de la Universidad de Santiago de Compostela. Todas y cada una de las personas que los forman han permitido directa o indirectamente que este trabajo se haya podido llevar a cabo. A todos mis compañeros, muchas gracias.

Gracias al Servicio de Radiofísica del Hospital General de Elche y al Servicio de Oncología Radioterápica del Hospital General de Valencia por su colaboración y apoyo.

Por último quiero remarcar también, el agradecimiento hacia la empresa para la que trabajo, ERESA, por su apuesta inquebrantable por la ciencia y tecnología y por su labor de mecenazgo, que permiten que ésta y otras muchas iniciativas puedan ver la luz.

*Dosimetría y verificación
de tratamientos
en Radioterapia*



Listado de publicaciones

Publicaciones desarrolladas a partir de la tesis

Gago-Arias, A., Brualla-González, L., González-Castaño, D. M., Gómez, F., Sánchez-García, M., Vega, V. L., Mosquera Sueiro J., Pardo-Montero, J. (2012). Evaluation of chamber response function influence on IMRT verification using 2D commercial detector arrays. *Physics in Medicine and Biology*, 57, 2005-2020.

Brualla-González, L., Gómez, F., Vicedo, A., González-Castaño, D. M., Gago-Arias, A., Pazos, A., Zapata M., Roselló, J. V., Pardo-Montero, J. (2012). A two-dimensional liquid-filled ionization chamber array prototype for small-field verification: characterization and first clinical tests. *Physics in Medicine and Biology*, 57, 5221-5234.

Brualla-González, L., Gómez, F., Pombar, M., Pardo-Montero, J. (2016). Dose rate dependence of the PTW 60019 microDiamond detector in high dose-per-pulse pulsed beams. *Physics in Medicine and Biology*, 61, N11-N19.

Brualla-González, L., Aguiar P., González-Castaño, D.M., Roselló, J., Gómez, F., Pombar, M., Pardo-Montero, J. (2015). Recombination in liquid-filled ionization chambers beyond the Boag limit. Enviado a Medical Physics (Septiembre 2015).

Brualla-González, L., Vázquez-Luque, A., González-Castaño, D. M., Zapata, M., Pombar, M., Roselló JV, Gómez F,..., Pardo-Montero, J. (2015). Characterization and clinical tests of a novel high resolution 2041-pixels liquid-filled ionization chamber array. En preparación para Medical Physics.

Otras publicaciones

González-Castaño, D. M., Gómez, F., Brualla-González, L., Roselló, J. V., Planes, D., Sánchez, M., Pombar, M. (2011). A liquid-filled ionization chamber for high precision relative dosimetry. *Physica Medica*, 27, 89-96.

Sánchez-Doblado, F., Domingo C., Gómez, F., Sánchez-Nieto, B.,...,Brualla-González, L.,...Fernández, F. (2012). Estimation of neutron-equivalent dose in organs of patients undergoing radiotherapy by the use of a novel online digital detector. *Physics in Medicine and Biology*, 57, 6167-6191.

González-Castaño, D. M., Brualla-González, L., Gago-Arias, M. A., Pardo-Montero, J., Gómez, F., Luna-Vega, V., ... Lobato, R. (2012). A convolution model for obtaining the response of an ionization chamber in static non standard fields. *Medical*

Physics, 39(1), 482-491.

- González Sanchis, A., Brualla-González, L., Fuster Diana, C., Gordo Partearroyo, J. C., Garcia-Vilanova Comas, A., Lopez Torrecilla, J. L., & Roselló Ferrando, J. (2013). Tumor bed segmentation: First step for partial breast irradiation. *Clinical and Translational Oncology*, 15(1), 39-45.
- Hernández, T. G., González, A. V., Peidro, J. P., Ferrando, J. V. R., Brualla-González, L., Cabañero, D. G., & Torrecilla, J. L. (2013). Radiobiological comparison of two radiotherapy treatment techniques for high-risk prostate cancer. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, 18(5), 265-271.
- González-Sanchis, A., Vicedo-González, A., Brualla-González, L., Gordo-Partearroyo, J. C., Iñigo-Valdenebro, R., Sánchez-Carazo, J., ... López-Torrecilla, J. (2014). Looking for complementary alternatives to CTCAE for skin toxicity in radiotherapy: quantitative determinations. *Clinical & Translational Oncology*, 16(10), 892-897.

Índice

INTRODUCCIÓN	1
1.1. RADIOTERAPIA	1
<i>1.1.1. Aceleradores</i>	<i>2</i>
1.1.1.1 Formación del haz	3
1.1.1.2 Colimación del haz	4
1.1.1.3 Administración del haz	5
1.1.1.4 Propiedades del haz de fotones	7
<i>1.1.2. Técnicas</i>	<i>7</i>
<i>1.1.3. Sistemas de planificación</i>	<i>9</i>
1.2. FUENTES DE ERROR/INCERTIDUMBRE Y CONTROL DE CALIDAD	11
<i>1.2.1. Tolerancias del cálculo de la distribución de dosis</i>	<i>11</i>
<i>1.2.2. Fuentes de error</i>	<i>12</i>
<i>1.2.3. Etapas del control de calidad</i>	<i>13</i>
1.3. DETECTORES PARA CONTROL DE CALIDAD/DOSIMETRÍA DE HACES RADIOTERÁPICOS	14
<i>1.3.1. Generalidades</i>	<i>14</i>
<i>1.3.2. Cámaras de ionización de gas y líquidas</i>	<i>16</i>
1.3.2.1 Principios físicos de funcionamiento	16
1.3.2.2 Recombinación inicial	19
1.3.2.3 Recombinación general	21
1.3.2.4 Pérdidas por difusión	23
1.3.2.5 Dependencia de presión y temperatura	23
1.3.2.6 Dependencia con la polaridad	24
1.3.2.7 Sensibilidad y Resolución espacial	25
1.3.2.8 Dependencia con la energía	25
1.3.2.9 Dependencia con la tasa de dosis	26
1.3.2.10 Velocidad de respuesta	30
<i>1.3.3. Detectores ionización de estado sólido: diodos y diamantes</i>	<i>30</i>
1.3.3.1 Principio de funcionamiento.	31
1.3.3.2 Dependencia de presión y temperatura	33
1.3.3.3 Sensibilidad y resolución espacial	34
1.3.3.4 Dependencia con la energía	34
1.3.3.5 Dependencia con la tasa de dosis	34

1.3.3.6	Velocidad de respuesta	35
1.4.	DESCRIPCIÓN DEL PRESENTE TRABAJO	36
ANÁLISIS DE MATRICES PARA VERIFICACIÓN DE TRATAMIENTOS		37
2.1.	MÉTODOS PARA VERIFICACIÓN DE TRATAMIENTOS EN DOS DIMENSIONES	37
2.1.1.	<i>Tratamiento colapsado</i>	37
2.1.2.	<i>Tratamiento completo</i>	39
2.1.3.	<i>Análisis de la verificación de los tratamientos. Índice Gamma</i>	40
2.2.	MATRICES EN UN PLANO	41
2.2.1.	<i>Tipos de matrices en un plano</i>	42
2.2.2.	<i>Limitaciones debidas al detector seleccionado: La función de respuesta</i>	43
2.2.3.	<i>Limitaciones debidas al número de detectores empleado. Distancia de muestreo y factor de llenado</i>	51
2.2.3.1	Distancia de muestreo	51
2.2.3.2	Factor de llenado	53
2.2.4.	<i>Limitaciones debidas a la geometría plana de la matriz</i>	57
2.3.	MATRICES CON OTRAS GEOMETRÍAS	59
2.3.1.	<i>Tipos de matrices</i>	59
2.3.2.	<i>Verificación 2D con el Delta⁴</i>	61
2.3.3.	<i>Verificación 2D con el ARCHECK</i>	62
2.4.	VERIFICACIÓN DE TRATAMIENTO EN TRES DIMENSIONES	63
2.4.1.	<i>Matrices planas</i>	64
2.4.1.1	COMPASS	64
2.4.1.2	Octavius 4d	66
2.4.1.3	3DVH	68
2.4.2.	<i>Matrices con otras geometrías</i>	69
2.4.2.1	Delta ^{4DVH}	69
2.4.2.2	3DVH	70
2.5.	CONCLUSIONES	72
PROTOTIPOS BASADOS EN CÁMARAS DE IONIZACIÓN LÍQUIDAS		75
3.1.	MATRIZ LINEAL DE 128 ELEMENTOS	80
3.2.	MATRIZ PLANA DE 128 ELEMENTOS	82
3.3.	MATRIZ PLANA DE 2041 ELEMENTOS: 2KLIC	84

CARACTERIZACIÓN Y APLICACIÓN CLÍNICA DE LOS PROTOTIPOS	87
4.1. MATRIZ LINEAL DE 128 ELEMENTOS	87
4.1.1. <i>Aplicación de la matriz lineal</i>	88
4.1.1.1 Cuñas dinámicas	89
4.1.1.2 Campos oblicuos	91
4.1.1.3 Modelado multiláminas	92
4.1.1.4 Cálculo en presencia de heterogeneidades	95
4.1.1.5 Campos con modulación de intensidad	98
4.1.2. <i>Conclusiones</i>	101
4.2. MATRIZ PLANA DE 128 ELEMENTOS	102
4.2.1. <i>Caracterización de la matriz plana</i>	102
4.2.1.1 Uniformidad de respuesta	102
4.2.1.2 Dependencia con la tasa de dosis	103
4.2.1.3 Dependencia con la profundidad y el tamaño de campo	105
4.2.1.4 Anisotropía	106
4.2.1.5 Reproducibilidad a corto y medio plazo	107
4.2.2. <i>Aplicación de la matriz plana</i>	108
4.2.2.1 Machihembrado y campo segmentado	108
4.2.2.2 Transmisión del micromultiláminas	110
4.2.2.3 Factores de salida	111
4.2.2.4 Verificación de tratamiento de radiocirugía con modulación de intensidad	113
4.2.3. <i>Conclusiones</i>	116
4.3. MATRIZ PLANA DE 2041 ELEMENTOS: 2KLIC	118
4.3.1. <i>Caracterización de la matriz 2KLIC</i>	118
4.3.1.1 Calibración	118
4.3.1.2 Dependencia con la tasa de dosis	124
4.3.1.3 Determinación del punto efectivo de medida	125
4.3.1.4 Dependencia con la profundidad y el tamaño de campo	126
4.3.1.5 Anisotropía	129
4.3.1.6 Sensibilidad de la cámara para la detección de movimientos de láminas	130
4.3.1.7 Reproducibilidad a corto y medio plazo	131
4.3.2. <i>Aplicación de la matriz plana 2KLIC</i>	131
4.3.2.1 Factores de salida	132
4.3.2.2 Machihembrado y campo segmentado	134

4.3.2.3	Perfiles de campos pequeños	135
4.3.2.4	Campos irregulares	136
4.3.2.5	Verificación de tratamientos con modulación de intensidad	138
4.3.3.	<i>Conclusiones</i>	142
ESTUDIO DE RECOMBINACIÓN EN HACES SIN FILTRO APLANADOR		145
5.1.	RADIOTERAPIA CON HACES SIN FILTRO APLANADOR	145
5.2.	DEPENDENCIA DE LA TASA DE DOSIS DE LA CÁMARA MICRODIAMOND PTW 60019	146
5.2.1.	<i>Montaje experimental</i>	147
5.2.2.	<i>Medida de la frecuencia de repetición de pulsos y cálculo de la dosis por pulso</i>	147
5.2.3.	<i>Método de cálculo de las eficiencias de colección</i>	149
5.2.4.	<i>Eficiencias de colección en función de la dosis por pulso</i>	150
5.2.5.	<i>Eficiencias de colección en función de la frecuencia de repetición de pulsos</i>	152
5.2.6.	<i>Conclusiones</i>	154
5.3.	RECOMBINACIÓN EN CÁMARAS LÍQUIDAS DE IONIZACIÓN: MÁS ALLÁ DE LOS LÍMITES DE BOAG	155
5.3.1.	<i>Montaje experimental</i>	156
5.3.2.	<i>Método de cálculo de eficiencias de colección experimentales</i>	156
5.3.3.	<i>Eficiencias de colección en función de la dosis por pulso</i>	158
5.3.4.	<i>Eficiencias de colección en función de la frecuencia de repetición de pulsos</i>	159
5.3.5.	<i>Simulación numérica</i>	160
5.3.6.	<i>Implicaciones en los métodos de corrección por recombinación</i>	162
5.3.7.	<i>Conclusiones</i>	163
BIBLIOGRAFÍA		165

Capítulo 1

Introducción

1.1. Radioterapia

La radioterapia, o tratamiento con radiaciones, tiene varios campos de aplicación pero el objeto fundamental de su aportación está en la aportación al proceso de curación de los pacientes con cáncer. El cáncer puede afectar a personas de todo tipo de edad y condición. Las estadísticas muestran una extensión abrumadora de la enfermedad entre la población. Por ejemplo, según la Agencia para Investigación Internacional en Cáncer sólo en 2012 se registraron 14.1 millones de casos nuevos de cáncer a nivel mundial. En la actualidad la primera línea de actuación la constituyen la cirugía, la radioterapia y la quimioterapia. En torno al 50% de los pacientes afectados precisarán radioterapia en algún momento del transcurso de la enfermedad.

Desde el punto de vista histórico la utilización de los Rayos X para el tratamiento de pacientes tiene lugar, prácticamente, desde el momento en que son descubiertos (año 1895). Desde entonces, la evolución de los sistemas de irradiación ha sido constante. Desde los equipos de ortovoltaje, que proporcionan energías máximas que no superan los 500 keV, hasta el betatrón y el acelerador lineal de electrones con energías máximas en el rango de los MeV. La inversión en el desarrollo de la radioterapia ha sido permanente, sustentada por los buenos resultados que las mejoras han permitido alcanzar in-



Figura 1. 1. Acelerador TrueBeam de Varian (Palo Alto, California) en el Hospital General de Valencia_ERESA.

crementando el control local de la enfermedad y disminuyendo la toxicidad asociada al proceso.

1.1.1. Aceleradores

En la actualidad, el método más extendido para el tratamiento de pacientes a nivel clínico es el acelerador lineal de electrones con guía de ondas estacionarias (Webb, 1997). Estos sistemas permiten la obtención de haces de fotones de bremsstrahlung con diferentes espectros de energía y haces de electrones para su uso clínico. En el presente trabajo de tesis doctoral nos centraremos en la dosimetría de haces de fotones exclusivamente. Cada tipo de haz es identificado por el valor máximo aproximado de energía que pueden alcanzar los fotones que lo componen, como por ejemplo: 6 MV (15 MV) que designa haces de fotones que provienen del frenado de electrones con energía en torno a 6 MeV (15 MeV). El acelerador lineal de electrones puede subdividirse en distintos bloques funcionales:

- Formación del haz

- Colimación del haz
- Administración del haz

Además de estos subsistemas hay que añadir los sistemas de imagen para corrección y verificación del posicionamiento del paciente, la instalación de refrigeración y los equipos de control de todo el acelerador.

Dada la trascendencia que luego tendrán en el desarrollo del estudio se muestran brevemente la funcionalidad y composición de los elementos principales.

1.1.1.1 Formación del haz

El haz de fotones de Rayos X se produce por bremsstrahlung de electrones al alcanzar un material (de alto número atómico) que denominaremos "blanco". Estos electrones han sido acelerados hasta alcanzar energías del orden de los MeV en una cavidad en la que se ha establecido una onda electromagnética de radiofrecuencia estacionaria. La señal de radiofrecuencia utilizada para la aceleración de los electrones puede ser generada bien a partir de un magnetrón o a partir de un Klystron (Van Dyk, 1999), dependiendo del modelo de acelerador.

Los electrones que intervienen en el proceso son suministrados por el inyector. El flujo de electrones no es continuo si no que estos son inyectados en grupos que constituyen pulsos. El inyector controla la cantidad de electrones por pulso y la energía con la que son inyectados en la cavidad. Por este motivo el haz de fotones que se obtiene al final del proceso es un haz pulsado caracterizado por una frecuencia y amplitud de pulsos. Los aceleradores lineales tienen la posibilidad de variar la tasa de administración de la radiación dentro de cada modalidad de energía modificando la frecuencia de los pulsos de inyección.

La cavidad aceleradora es lineal (de ahí el nombre de acelerador lineal) y está conectada a un sistema magnético para deflexión del haz de electrones. A la salida de este sistema magnético se coloca el material blanco perpendicularmente a la dirección del haz de electrones, donde se producirán los fotones por bremsstrahlung. Los fotones de frenado

para energías de megavoltaje se producen primordialmente formando un ángulo pequeño con la dirección del momento del electrón incidente. Por ello, el haz de fotones presenta una fluencia en energía máxima en el eje del haz, perpendicular al material blanco, que disminuye rápidamente al alejarnos del mismo. Para conseguir una mejor uniformidad en esta fluencia puede interponerse en el haz un material con simetría cónica que tiene más espesor en la zona central que en los bordes (Khan, 2010). Este elemento recibe el nombre de filtro aplanador. En la actualidad, también se puede tratar pacientes con haces de fotones que no tengan esta pieza interpuesta (haz sin filtro aplanador).

Para el control del haz por parte del acelerador se colocan a continuación dos cámaras de ionización (cámaras monitoras) que miden la fluencia en energía de forma redundante y la uniformidad de dicha fluencia al ser atravesadas por el haz. La carga registrada por las cámaras monitoras es multiplicada por un factor de conversión que arroja una variable denominada unidades de monitor (UM). El factor de conversión se ajusta para cada haz de forma que en unas determinadas condiciones de referencia (distancia fuente superficie, tamaño de campo y profundidad para un tanque de agua) la dosis absorbida en agua corresponde a 1 cGy por unidad de monitor.

1.1.1.2 Colimación del haz

Los fotones producidos en el blanco son emitidos en múltiples direcciones. El objetivo de la radioterapia es irradiar determinados volúmenes, y por consiguiente es preciso limitar o conformar el haz de fotones que alcanza el paciente. Para lograrlo se utiliza el sistema de colimación que suele estar dividido en varios niveles: primario, secundario e incluso terciario.

El nivel primario de colimación es un bloque metálico fijo localizado a la salida del blanco y del filtro aplanador. El sistema secundario de colimación está constituido por dos pares de bloques, uno más próximo a la fuente que el otro, que se mueven en direcciones ortogonales. Para dotar al acelerador de una mayor capacidad de configuración del haz uno de los dos pares de bloques se construye con elementos discretos, que llamamos láminas, cuya posición puede variar de unas a otras. De esta manera el acelera-

Por lo tanto, el acelerador ya no está limitado a la configuración de campos cuadrados o rectangulares sino que puede proporcionar contornos irregulares. Dependiendo del ancho de la lámina el acelerador podrá conformar con mayor o menor resolución distintas figuras. Esta ventaja acarrea como inconveniente la posibilidad de fugas de radiación entre láminas adyacentes. Para minimizarla se establece entre las láminas un sistema de machihembrado. En algunos diseños de aceleradores se mantienen los dos pares de bloques a nivel secundario y se añade un tercer nivel de colimación con el multiláminas. De esta forma el par de bloques paralelos a las láminas puede acompañar a estas en su desplazamiento reduciendo aún más la radiación interláminas.

El sistema de machihembrado tiene como contrapartida una disminución de dosis cuando se irradian de forma consecutiva campos complementarios en la zona de adyacencia entre láminas. Este fenómeno debe ser medido y tenido en cuenta en el tratamiento de los pacientes.

Por último, el frente de las láminas puede ser recto, para lo cual las láminas deben seguir una trayectoria concéntrica a partir de la fuente (sistema de multiláminas focalizado), o bien, si las láminas se mueven en un plano ortogonal al eje del haz para facilitar su construcción, entonces el extremo de la lámina debe ser redondeado para alterar de forma similar al haz, independientemente de su posición respecto al eje del haz. En este caso, la relación entre el tamaño de campo y la posición de la lámina no es lineal y es necesario saber cómo varía en función de la misma.

1.1.1.3 Administración del haz

La utilización de la radioterapia en el tratamiento del cáncer se basa en la destrucción del tejido tumoral preservando el tejido sano. Aunque en muchos casos los tumores presentan una mayor radiosensibilidad comparados con el tejido normal, éste también se ve afectado por la radiación (IAEA, 2010). Por tanto, para la realización de los tratamientos es preciso llevar a término configuraciones de irradiación que concentren la radiación en el volumen de tratamiento y minimicen la radiación sobre el tejido no afecto.

Dada la falta de simetría en el sistema de colimación, donde existen dos direcciones preferentes de colimación y una de ellas, la que posee el multiláminas, es claramente más eficiente en la conformación, se dota al acelerador de la posibilidad de rotar el sistema de colimación de forma que se pueda adaptar mejor al volumen de tratamiento. La rotación se produce en torno a un eje que debe pasar por el punto focal del haz de tratamiento y en torno al cual el haz debe ser simétrico.

Utilizando distintas incidencias sobre el paciente que intersequen en el volumen tumoral se consigue depositar una mayor cantidad de radiación en el tumor preservando el tejido sano. Para poder conseguirlo el acelerador lineal consta de una estructura mecánica, que se denomina brazo, que permite rotar alrededor del paciente la cavidad aceleradora de electrones. De esta manera, los haces de fotones pueden incidir según distintas direcciones en el plano transversal al paciente.

Para conseguir, una mayor diversidad de incidencias sobre el paciente, se permite la posibilidad de rotar la mesa sobre la que se encuentra el paciente según un eje perpendicular al eje de giro del brazo. De esta manera los haces ya no inciden necesariamente por un plano transversal al eje cráneo caudal del paciente sino que lo pueden hacer según diferentes planos.

El eje de giro del brazo, el eje de giro del colimador y el eje de giro de la mesa deben intersectarse teóricamente en un punto. El radio de la menor esfera que contiene a estas tres rectas debe ser inferior al milímetro. Este conjunto mecánico así definido tiene un sistema de referencia característico cuyo origen es un punto representativo de la zona de intersección entre los tres ejes, que recibe el nombre de isocentro. La dirección según el eje de giro del brazo constituye el eje longitudinal y la correspondiente al eje de giro de la mesa constituye el eje vertical. La dirección perpendicular a ambas constituye el eje lateral. Este sistema de referencia se utiliza para la colocación de los pacientes previa al tratamiento y se identifica dentro de la sala de tratamiento mediante el uso de tres planos de láseres, uno coronal, otro axial y otro sagital.

1.1.1.4 Propiedades del haz de fotones

Para analizar el haz de radiación producido por el acelerador se utilizan medidas de dosis realizadas en agua a lo largo del eje del haz (rendimiento) y en dirección perpendicular al mismo (perfil) (Klein et al., 2009).

El rendimiento se caracteriza mediante la dosis en la superficie del agua, la profundidad a la que se encuentra la dosis máxima y un coeficiente que muestra cómo se atenúa el haz en profundidad, por ejemplo, la razón de la dosis depositada a dos profundidades distintas (10 y 20 cm) en agua.

El perfil se caracteriza por el tamaño asociado al campo (considerado como la distancia que separa los valores correspondientes al 50% de la dosis en el eje del haz) y por parámetros que determinan su simetría y su uniformidad. Es necesario también documentar el tamaño de la penumbra (normalmente la zona comprendida entre el 20% y el 80% de la dosis máxima). El tamaño de la penumbra determina el gradiente de dosis lateral producido por un acelerador, resultando un factor determinante a la hora de evaluar las exigencias que se requieren a los equipos de dosimetría.

Por último, al variar el tamaño de campo, la dosis medida varía debido a las diferentes contribuciones de los sistemas de colimación y del transporte de la radiación en el material que circunda el punto de medida. Cuanto mayor es el campo de radiación mayor es la dosis registrada. Esto se refleja en unos factores asociados a cada campo que reciben el nombre de factores de salida.

1.1.2. Técnicas

La modalidad de tratamiento más sencilla, conocida como Radioterapia 3D conformada (Webb, 1997), consiste en la aplicación de haces de radiación cuya colimación coincide con la proyección del volumen de tratamiento desde el punto de perspectiva del haz. Así, se seleccionan distintas incidencias y se procede a la irradiación del paciente.

Esta técnica presenta limitaciones: no es posible obtener una alta homogeneidad de la dosis que compense la falta de simetría en las incidencias o la superficie irregular del paciente, no se contempla la posibilidad de irradiar con mayor dosis algunas zonas del

volumen de tratamiento y fundamentalmente, no es posible la conformación de concavidades.

Para poder evitar estos inconvenientes con el acelerador lineal se procede a modular la fluencia de las distintas incidencias mediante la creación de conformaciones, denominadas segmentos, que irradian el volumen parcialmente. Esta técnica recibe el nombre de Radioterapia con intensidad modulada (IMRT). De esta manera, tiene lugar la utilización de campos de dimensiones menores, en particular se contempla el uso de campos pequeños, aquellos cuyo tamaño es equiparable o menor al recorrido libre medio de los electrones secundarios en el paciente (Das, Ding, & Ahnesjö, 2008). Además, la dosis depositada en la penumbra de los campos de radiación ya no se corresponde necesariamente con los márgenes de los volúmenes de tratamiento, sino que puede contribuir parcialmente a la dosis del volumen de tratamiento. Por tanto, la incertidumbre asociada a su cálculo debe ser menor, aumentando por consiguiente la complejidad de la planificación del tratamiento.

El tiempo necesario para irradiar múltiples segmentos era un factor limitante cuando se planteó esta disyuntiva a principios del siglo XXI. La solución propuesta fue administrar los segmentos de forma continua y no discreta de manera que una abertura se “deslizaba” a lo largo de la extensión del frente del haz consiguiendo el efecto deseado de obtener una fluencia no uniforme en función de las necesidades. Esta técnica recibe el nombre comercial de “Sliding Windows” y presenta como principal desventaja el alto número de unidades de monitor que precisa debido a que el tamaño de la abertura es sensiblemente más pequeño que el tamaño característico de los segmentos empleados en la radioterapia con intensidad modulada de segmentos discretos (Van Esch et al., 2002).

La irradiación utilizando múltiples incidencias permite disminuir la radiación que recibe el tejido sano y seleccionar los ángulos más favorables dependiendo de la geometría. No obstante, si se aumentan las posiciones del brazo durante el tratamiento, aumenta también el tiempo necesario para el mismo. Para poder sacar partido a esta opción sin que se alarguen los tiempos requeridos, se plantea la creación de una nueva técnica conocida como “VMAT” (Arcoterapia modulada volumétrica). Esta técnica consiste en que el

acelerador irradia de forma continua mientras describe un arco alrededor del paciente. Durante dicho arco la velocidad de rotación del brazo puede variar, así como la tasa de unidades monitor administradas por el acelerador y la posición de las láminas. Esta modalidad consigue conformaciones equivalentes a la radioterapia con intensidad modulada con alto número de incidencias (alrededor de 15) en un tiempo total menor (Ling et al., 2008).

En la actualidad existe una tendencia creciente a aumentar las dosis que se administran a los pacientes debido a mejoras en conformación de la radiación y precisión en su administración. También a aumentar la dosis que recibe el paciente por fracción en base a la reducción total del número de días de tratamiento sin menoscabo de su eficacia, y a efectos radiobiológicos que mejoran la respuesta al tratamiento cuando la dosis por fracción supera unos determinados valores (alrededor de 10 Gy). A estos tratamientos hay que unir los ya existentes de radiocirugía donde el paciente recibe la dosis total de tratamiento en una única sesión. Estas situaciones suelen tener lugar en tratamientos donde el volumen a irradiar es de dimensiones pequeñas lo cual conlleva que el acelerador necesita más unidades de monitor de las que se necesitan para volúmenes más grandes. Por todo ello, surge la necesidad de aumentar la tasa de dosis lo cual se puede conseguir eliminando el filtro aplanador de la trayectoria del haz. Aunque el frente del haz en estas condiciones no sea plano, este hecho no es acentuado si el tamaño de campo está por debajo de un $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y en cualquier caso, la posibilidad de añadir segmentos que modulen el haz permite salvar cualquier obstáculo de falta de uniformidad. El nombre asociado a estos haces es “FFF” (“flattening filter free”, haces sin filtro aplanador).

1.1.3. Sistemas de planificación

El diseño de los planes de irradiación para tratamiento, se realiza en sistemas de cálculo (estaciones de cálculo o TPS) que permiten conocer cuál es la distribución de dosis correspondiente a un conjunto de configuraciones del acelerador. Para ello son necesarios varios elementos:

- Modelo virtual del acelerador, que permita determinar la fluencia de un haz que se obtiene a través del sistema de colimación para unas unidades de monitor seleccionadas. La fluencia que mana del acelerador debe poder ser administrada según diferentes incidencias en un mismo plano que contenga al isocentro. Este plano, a su vez, debe poder rotarse en torno a un eje que también debe pasar por el isocentro.
- Modelo virtual del paciente, obtenido de una tomografía axial computada, en el cual se procederá al cálculo de la distribución de dosis.
- Algoritmo de cálculo, que calcule la distribución de dosis en el interior del paciente teniendo en cuenta sus características de heterogeneidad. Existen diferentes opciones implementadas en los sistemas de planificación: “pencil beam convolution”, “AAA”, “collapsed cone convolution”, “Accuros”, algoritmos que implementan Monte Carlo, ... La exactitud en el cálculo no es equivalente para todos ellos y se pone de manifiesto sobre todo en condiciones de pérdida de equilibrio electrónico y de falta de homogeneidad (Hasenbalg, Neuenschwander, Mini, & Born, 2007; Tsuruta et al., 2014)
- Algoritmo de optimización que implemente la modulación de fluencia de los haces. Inicialmente existían algoritmos que recibían el nombre de optimización inversa pues calculaban previamente los mapas de fluencias de cada haz y después los convertían a segmentos. Como alternativa, los usuarios podían diseñar segmentos basándose en criterios geométricos desde la perspectiva del haz y posteriormente ajustar los pesos de los mismos. Esta segunda opción, permite llegar a distribuciones de dosis equivalentes con un consumo de recursos de la máquina menor. De hecho, las evoluciones posteriores implementadas de forma automática en los planificadores (“Direct Machine Parameter Optimization”, “Direct Aperture Optimization”) han procedido al cálculo previo de segmentos para posteriormente optimizarlos. De esta forma, han conseguido tratamientos más eficaces que los previamente implementados mediante optimización “inversa”. Es importante reseñar, que dependiendo de los criterios previos que se elijan

para la optimización puede variar el nivel de complejidad del cálculo de la distribución de dosis. Un ejemplo claro es la restricción que se determine para el tamaño mínimo de campo. Cuanto menor sea éste mayor será la complejidad del cálculo.

La distribución de dosis calculada se corresponde con la administrada por el acelerador dentro de unas incertidumbres asociadas. Dentro del proceso radioterápico son aceptados unos determinados valores para estas tolerancias que el tratamiento debe cumplir (Fraass et al., 1998).

1.2. Fuentes de error/incertidumbre y control de calidad

La radioterapia es pues un proceso altamente complejo, con muchos sistemas y algoritmos involucrados, y múltiples posibles fuentes de error. Dada la potencial fatalidad asociada a errores en la impartición de tratamientos radioterápicos es fundamental seguir un riguroso control de calidad que permita garantizar que los tratamientos administrados se encuentran dentro de las tolerancias previstas.

1.2.1. Tolerancias del cálculo de la distribución de dosis

Debemos distinguir entre:

- Dosis en condiciones de referencia. Medida en un punto en agua en unas determinadas condiciones de distancia fuente superficie, tamaño de campo y profundidad. En estas condiciones de las magnitudes de influencia el factor de calibración de la cámara de ionización es válido sin factores de corrección adicionales.
- Dosis en condiciones distintas a las de referencia. Estas dosis se calculan a partir de la dosis en el punto de referencia. La incertidumbre asociada incluye, por tanto, la correspondiente a la determinación del valor de referencia.

El cálculo de la dosis en condiciones de referencia se realiza multiplicando la medida obtenida por el factor de calibración del detector. Este factor de calibración ha sido obtenido en una calidad de haz diferente, con lo cual es preciso aplicar un factor de corrección para conocer la dosis correspondiente. Este factor de corrección se extrae a

partir de protocolos, como pueden ser el TRS-398 de la IAEA ó el TG-51 de la AAPM. Las diferentes partes del proceso tienen incertidumbres asociadas que suelen dar lugar a una estimación de incertidumbre en torno al 1.5% para una cámara calibrada en la radiación gamma del ^{60}Co .

El proceso de estimación de la dosis en otros puntos conlleva, evidentemente, un incremento en la incertidumbre final. Para este segundo cálculo, existen límites de tolerancias comúnmente aceptados que pueden variar entre el 3% y el 5% para las zonas de bajo gradiente y en las zonas de alto gradiente suele aceptarse una tolerancia en distancia de 3 mm.

1.2.2. Fuentes de error

Cuando en un proceso como el de radioterapia, intervienen muchos elementos diferentes las causas de una desviación fuera de las tolerancias previstas pueden ser múltiples. De entrada es obvia la criticidad del sistema de planificación. Dentro de éste, cualquiera de las partes que lo componen puede ser la razón del problema final:

- Modelo virtual del acelerador:
 - Errores en las medidas (rendimientos, perfiles y factores de salida) que se emplean para ajustar el modelo.
 - Errores en la descripción mecánica del sistema de colimación (distancias y espesores de los elementos que lo componen).
 - Errores en el ajuste de los parámetros del modelo (ejemplo: tamaños de las fuentes).
- Modelo virtual del paciente
 - Errores en la curva que relaciona los números Hounsfield con densidades másicas o electrónicas.
 - Errores debido a artefactos en la imagen (ejemplo: pacientes con prótesis).

- Algoritmo
 - Errores debidos a limitaciones del algoritmo de cálculo.

Las fuentes de error también podemos encontrarlas en las variaciones del comportamiento de los equipos de irradiación y adquisición de imagen a lo largo del tiempo. Así tenemos, asociados a los diferentes sistemas:

- Acelerador
 - Errores en la formación del haz, variación de la respuesta de cualquier elemento que contribuye a la creación del haz.
 - Errores en la colimación del haz, desviación con respecto a la posición esperada de componentes del sistema de conformación.
 - Errores en la administración del haz, ocurren cuando el ángulo del brazo del acelerador o de la mesa en la que se coloca al paciente no es el previsto.
- TAC
 - Desviaciones en los números Hounsfield correspondientes a densidades electrónicas o másicas conocidas.

Los errores asociados a desviaciones en el comportamiento de los equipos también pueden ser originados por fallos en la transmisión de la información entre el TAC y el sistema de planificación o entre este último y el acelerador.

1.2.3. Etapas del control de calidad

Para poder garantizar que estos errores no tienen lugar, en los diferentes centros se lleva a término un programa de garantía de calidad que consta de los siguientes pasos:

- Establecimiento del estado de referencia. Tras la aceptación de los sistemas se determinan los valores de referencia que deben permanecer estables en el tiempo.

- Validación del cálculo en el planificador. Tras el modelado en el sistema de planificación debe procederse a la realización de medidas que verifiquen que la comparación entre el resultado del modelo y la realidad están dentro de tolerancias.
- Seguimiento. Se realizará un control de calidad exhaustivo del TAC y del acelerador que garantice que su comportamiento a lo largo del tiempo es estable. En caso contrario se procede a su reparación o en su defecto al establecimiento de una nueva referencia y si es necesario un nuevo modelo.
- Verificación del tratamiento de pacientes. Dada la complejidad que conllevan algunas de las técnicas empleadas, es preciso llevar a término una verificación experimental previa al tratamiento que verifique que el resultado calculado está dentro de tolerancias.

Llegados a este punto parece procedente efectuar la siguiente reflexión. Si el comisionado y el control de calidad fuesen extremadamente exhaustivos la verificación de pacientes podría parecer redundante. No obstante, por un lado la complejidad de los tratamientos, y por otro lado la posibilidad de un fallo en la transmisión de la información desde el planificador al acelerador, justifican la necesidad de la verificación del tratamiento de los pacientes. Puede resultar también interesante reflexionar a la inversa: un proceso de comisionado y control de calidad insuficientes descargarían demasiada responsabilidad sobre la verificación del tratamiento de las pacientes.

La situación más equilibrada consiste en desarrollar procesos de comisionado y control de calidad lo más completos posibles y mecanismos de verificación de pacientes cuya exhaustividad se adecúe a procesos que se realizan con mucha asiduidad.

1.3. Detectores para control de calidad/dosimetría de haces radioterápicos

1.3.1. Generalidades

Para poder llevar a término el programa de control de calidad es preciso la utilización de detectores de radiación que permitan cuantificar la dosis administrada por el acelerador.

Tabla 1. 1. Listado de detectores en base a su funcionalidad y respuesta a la radiación.

ACTIVOS		PASIVOS	
Cámara de ionización de gas	Producción de pares ión electrón	Película Radiográfica	Conversión iones de plata a átomos neutros
Cámara de ionización líquida	Producción de pares ión electrón	Película Radiocrómica	Cambio de enlaces químicos entre moléculas
Diodo	Producción de pares electrón hueco	Dosímetro termoluminiscente	Producción de pares electrón hueco
Cámara de diamante	Producción de pares electrón hueco	OSL	Producción de pares electrón hueco
Calorímetro	Temperatura	MOSFET	Producción de pares electrón hueco
Detector centelleador	Luz visible	Alanina	Formación de radicales de alanina
		Fricke	Oxidación iones sulfato de hierro

La gama de detectores disponibles es amplia y variada, y por consiguiente, pueden clasificarse de diferentes formas. Si atendemos a su papel durante el proceso de medida tendríamos detectores pasivos, aquellos que requieren un procesado posterior y detectores activos, cuya señal debe ser leída de modo electrónico durante el proceso de irradiación. En la Tabla 1.1 se muestran diferentes tipos de detectores separados según esta clasificación. Se incluye también el proceso físico en que se basan.

La elección del detector depende del objetivo de la medida y de las características de los detectores. Entre las diferentes fases del control de calidad, previamente expuestas, no se ha contemplado la dosimetría in-vivo, auditorías ni intercomparación entre distintos centros. Teniendo esto presente, los detectores habitualmente disponibles en las instalaciones clínicas quedan reducidos a:

- Cámaras de ionización de gas y líquidas.
- Cámara de diamante.
- Diodo de silicio.
- Película radiográfica.
- Película radiocrómica.

La película radiográfica o la película radiocrómica constituyen sistemas de dosimetría que permiten la medida de dosis en múltiples puntos al mismo tiempo. Esta posibilidad hace que sean instrumentos muy interesantes para la verificación de tratamientos de pacientes. No obstante, tanto la película radiográfica como la radiocrómica son detectores pasivos, y por tanto, no permiten un análisis dinámico de los tratamientos y requieren un tiempo de procesado significativo.

La posibilidad de fabricar detectores que estén constituidos a partir de una colección de elementos individuales de dosimetría que permitan medir en tiempo real y que puedan ser dispuestos en el interior de un maniquí resulta muy atractiva. De hecho, esto se ha llevado a cabo comercialmente para las cámaras de ionización, tanto líquidas como de gas, y para el diodo.

A continuación, se exponen con detalle las características de estos elementos individuales de detección. Sus particularidades afectarán de forma directa a los equipos que se diseñen a partir de los mismos.

1.3.2. Cámaras de ionización de gas y líquidas

Las cámaras de ionización de gas son el dosímetro más habitual en los diferentes servicios. Son muy resistentes, su estabilidad a largo plazo es muy buena y están bien caracterizadas en diferentes protocolos internacionales de cara al cálculo de dosis en un acelerador. Las cámaras de ionización líquidas empezaron a utilizarse ya en los años 60 en física de altas energías. En la actualidad se utilizan como alternativa a las cámaras de ionización de aire dado que permiten obtener una mejor resolución espacial.

1.3.2.1 Principios físicos de funcionamiento

Ambos tipos de cámaras de ionización consisten en un dieléctrico dispuesto entre dos electrodos sometidos a diferencia de potencial. En el caso de las cámaras gaseosas se emplea aire en contacto con la atmósfera. En las cámaras de ionización líquidas se usa un líquido orgánico no polar, habitualmente iso-octano (C_8H_{18}). Al introducir las en un campo de radiación se producen ionizaciones dentro del dieléctrico. La energía de ioni-

zación promedio para la obtención de un par ión-electrón en aire es de 34 eV. En isoootano se requieren 55 eV.

Los iones y electrones producidos, al estar en presencia de un campo eléctrico, derivarán hacia los electrodos de polaridad opuesta. En cámaras de aire y cámaras líquidas no ultrapurificadas, la presencia de moléculas electronegativas provoca una captura casi inmediata de los electrones ionizados, por lo que los portadores de carga negativa son también iones. La carga inducida en el circuito de lectura puede obtenerse a partir del principio de conservación de la energía electromagnética. Para un detector plano-paralelo se verifica que:

$$Q(t) = \int_0^t dV C dt = \int_0^t \left[\frac{e \cdot S}{d} \int_0^d E(x, t) [\mu_+ n_+(x, t) + \mu_- n_-(x, t)] dx \right] dt \quad (1.1)$$

C , S y d son la capacidad, superficie y distancia de separación del detector. $E(x, t)$ es el campo eléctrico y μ y n son las movilidades y concentraciones de los portadores de carga respectivamente.

La velocidad alcanzada por los portadores de carga, v , depende del campo eléctrico presente en el medio de forma que:

$$v = \mu \cdot E \quad (1.2)$$

El valor de la movilidad depende de la densidad del medio de forma que ésta disminuye al aumentar la densidad.

Las concentraciones de portadores positivos y negativos por unidad de volumen pueden determinarse a partir de las ecuaciones de continuidad en el medio. En una cámara de electrodos plano-paralelos, si despreciamos los efectos de borde, el problema se reduce a un problema unidimensional. La variación de la concentración de portadores en el tiempo dependerá del gradiente de la concentración de dichos portadores, del gradiente del campo eléctrico, de la difusión de los portadores, de las pérdidas por recombinación y de la generación de nuevas cargas en el medio. Las ecuaciones de continuidad serán:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -\mu_+ E \frac{\partial n_+}{\partial x} - \mu_+ n_+ \frac{\partial E}{\partial x} + D_+ \frac{\partial^2 n_+}{\partial^2 x} - \alpha n_+ n_- + N_{ion} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \mu_- E \frac{\partial n_-}{\partial x} + \mu_- n_- \frac{\partial E}{\partial x} + D_- \frac{\partial^2 n_-}{\partial^2 x} - \alpha n_+ n_- + N_{ion} \quad (1.4)$$

donde D representa el coeficiente de difusión de los portadores de carga positivos y negativos, α la constante de recombinación, y N_{ion} el número de ionizaciones debido a la irradiación producidas en el medio por unidad de tiempo y por unidad de volumen.

El fenómeno de difusión es despreciable en cámaras de ionización líquidas debido a la baja movilidad de los iones en el líquido. Sin embargo, en cámaras de ionización de aire, la mayor movilidad de los portadores de carga hace que deba ser tenido en cuenta. Concretamente darán lugar a un fenómeno de dispersión en el camino de deriva de los iones hacia los electrodos.

La separación de las cargas en su deriva hacia los electrodos genera un campo eléctrico (E_{apant}) que se opone al creado por la diferencia de potencial entre electrodos que resultará apreciable si la densidad de cargas creada es muy elevada. De esta forma el campo eléctrico en las Ecuaciones 1.3 y 1.4 resulta ser igual a:

$$E = \frac{V}{d} - E_{apant} + \tilde{E} \quad (1.5)$$

donde \tilde{E} es un factor de corrección para asegurar que

$$\int_0^d E dx = V \quad (1.6)$$

No todas las cargas libres creadas por la radiación alcanzarán los electrodos de signo opuesto. Parte se perderán por fenómenos de recombinación o debido a fenómenos de difusión. La recombinación en cámaras de ionización afecta en gran medida a su funcionamiento y se discutirá en detalle junto con las pérdidas por difusión. Suele hablarse de dos tipos de recombinación: inicial y general.

1.3.2.2 Recombinación inicial

Después de tener lugar la ionización, el electrón recorre una distancia promedio antes de termalizarse. En el medio líquido, la distancia de termalización es muy pequeña ($\approx 170\text{Å}$ para el isooctano) y por tanto, la probabilidad de escapar del campo coulombiano del ión es reducida. Esta recombinación recibe el nombre de recombinación inicial. En las cámaras de ionización de gas, debido a su menor densidad en condiciones normales de presión y temperatura, es despreciable, pero en las líquidas debe ser tenida en cuenta.

El primero en estudiar este fenómeno fue Lars Onsager (Onsager, 1938). La teoría de Onsager resuelve el problema del movimiento Browniano de un electrón que se encuentra bajo la influencia de la atracción de Coulomb de un ión y de un campo eléctrico externo. Esta teoría sólo puede ser aplicada cuando la distancia entre ionizaciones consecutivas es grande comparada con la distancia de termalización tal y como ocurre, para radiaciones de bajo LET como los fotones de megavoltaje. La probabilidad de escape del electrón depende de la distancia de termalización, del campo eléctrico, del ángulo entre la dirección ión electrón y el campo eléctrico y de la temperatura. Para campos eléctricos pequeños, $E \approx \text{MV/m}$, la probabilidad de que un par electrón-ión escape a la recombinación inicial puede aproximarse por:

$$\Pi(E, T) = \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right) \left(1 + \frac{E}{E_0} + \dots\right) \quad (1.7)$$

Siendo r_0 y E_0 el radio y el campo eléctrico de Onsager respectivamente. Están descritos por las ecuaciones:

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon kT} \quad (1.8)$$

$$E_0 = \frac{2kT}{er_0} \quad (1.9)$$

ϵ es la permitividad del medio ($\epsilon = 1.94 \epsilon_0$ para el isooctano a temperatura ambiente), T es la temperatura y k es la constante de Boltzmann.

Conocida la probabilidad de escape, el término N_{ion} que aparece en las Ecuaciones 1.3 y 1.4 se puede calcular como:

$$N_{ion} = N_{tot}\Pi(E, T) \quad (1.10)$$

Donde N_{tot} es el número total de ionizaciones creadas por cada 100 eV (para el isooctano es 1.83).

A partir de las Ecuaciones 1.7 y 1.10 se tiene para campos eléctricos pequeños que:

$$N_{ion} = N_{ion}^0 \left(1 + \frac{E}{E_0}\right) \quad (1.11)$$

donde se observa la dependencia lineal de N_{ion} con el campo eléctrico (Pardo et al., 2004). N_{ion}^0 son los iones que consiguen escapar en ausencia de campo eléctrico. En concreto N_{ion}^0 es igual a:

$$N_{ion}^0 = N_{tot} \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right) \quad (1.12)$$

La recombinación inicial depende de la temperatura. A partir de las Ecuaciones 1.8, 1.9 y 1.12 se obtiene:

$$N_{ion} = N_{tot} \exp\left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon kTr}\right) \left(1 + \frac{e^3}{8\pi\epsilon(kT)^2} E\right) \quad (1.13)$$

Cuando la temperatura toma valores próximos a la temperatura de sala (T_0) N_{ion} varía en primer orden de forma lineal con la temperatura (Franco et al., 2006).

$$N_{ion}(T) = N_{ion}(T_0)[1 + m(T - T_0)] \quad (1.14)$$

siendo

$$m = \frac{r_0}{rT_0} - \left[\frac{er_0}{kT_0^2} E\right] \left[1 + \frac{er_0}{2kT_0} E\right]^{-1} \quad (1.15)$$

Como valor de r para el isooctano se toma la distancia de termalización promedio de 170 Å.

Por cada 100 eV depositados por la radiación en isooctano se tienen 1.83 pares electrón-ion. Esto es equivalente a decir que la energía de ionización media es de 55 eV. Sin em-

bargo, estos pares tienen probabilidad de sufrir recombinación inicial y por tanto, una parte de los mismos no dará lugar a señal en el detector. Si se tiene en cuenta la recombinación inicial en un detector con isooctano con un espaciado de 0.55 mm, una diferencia de potencial de 1000 V y una temperatura de 20 °C se puede deducir que la energía media de ionización efectiva ronda los 160 eV.

1.3.2.3 Recombinación general

Portadores de signo opuesto pueden encontrarse y recombinarse durante la deriva hacia los electrodos. Esta recombinación recibe el nombre de general. Aparece reflejada en las ecuaciones de continuidad 1.3 y 1.4 en el término $\alpha n_+ n_-$, siendo α la constante de recombinación. La constante de recombinación viene dada por (Hummel, 1974):

$$\alpha = \frac{e(\mu_+ + \mu_-)}{\epsilon} \left[1 + \frac{r_0 D}{R^2 v} \exp\left(-\frac{r_0}{R}\right) - \exp\left(-\frac{r_0}{R}\right) \right] \quad (1.16)$$

donde ϵ es la permitividad del medio ($\epsilon=1.94\epsilon_0$ para el isooctano), r_0 el radio de Onsager (Ecuación 1.8), D es la suma de los coeficientes de difusión para iones positivos y negativos y R es la distancia de separación entre el ión positivo y el negativo.

En líquidos no polares de permitividad baja como el isooctano el cociente r_0/R es muy grande y la constante de recombinación se puede aproximar por:

$$\alpha = \frac{e(\mu_+ + \mu_-)}{\epsilon} \quad (1.17)$$

La recombinación general disminuye al aumentar el campo eléctrico y aumenta con la tasa de dosis a la que está expuesto el detector. En las cámaras de ionización de aire la carga colectada aumenta a medida que se aumenta el voltaje de polarización hasta alcanzar un valor, conocido como carga de saturación, Q_{sat} , a partir del cual permanece constante. Si se sigue aumentando el campo eléctrico llega un momento en que la energía adquirida por los portadores de carga es suficiente para ocasionar nuevas ionizaciones dando lugar a un proceso de multiplicación de carga. En las cámaras líquidas la recombinación general es más acusada dada la baja movilidad de los portadores que las componen. Además, en las cámaras líquidas en la zona de saturación, no se llega a alcanzar

un valor constante debido a que, aunque se recoja toda la carga proveniente de las ionizaciones, el incremento de campo eléctrico sigue aumentando la probabilidad de escape. Disminuye, por tanto, la recombinación inicial y aumenta la carga colectada.

Si se denomina Q_{col} a la carga colectada en el detector y Q_{sat} a la carga que se recogería en ausencia de recombinación general, la eficiencia de colección en la cámara viene dada por:

$$f = \frac{Q_{col}}{Q_{sat}} \quad (1.18)$$

En un acelerador lineal el haz de radiación es un haz pulsado, con pulsos con una duración de pocos microsegundos, y distancia entre pulsos en el rango de milisegundos. En estas circunstancias la eficiencia de colección puede parametrizarse con la teoría de Boag si se cumplen las llamadas condiciones de Boag:

- La colección y recombinación de cargas durante la duración del pulso son despreciables.
- El periodo (p) entre pulsos es mayor que el tiempo que tarda en recogerse la carga debida a un pulso de radiación, y por tanto no hay solapamiento de pulsos en el detector.

$$p \geq \frac{d^2}{V\mu_{min}} \quad (1.19)$$

- La irradiación del detector es homogénea y se desprecian los efectos de apantallamiento del campo.

En esta situación la eficiencia de colección viene dada por la teoría de Boag (Boag, 1950), y se tiene que:

$$f = \frac{1}{u} \log(1 + u) \quad (1.20)$$

Siendo

$$u = \frac{Q_{ion}d^2}{V\epsilon_r\epsilon_0} \quad (1.21)$$

Donde Q_{ion} es la carga producida por la radiación por pulso y por unidad de volumen (aquella que escapa de la recombinación inicial).

1.3.2.4 Pérdidas por difusión

Debido a la baja movilidad de los portadores en las cámaras líquidas la difusión de los mismos es reducida. En gases sin embargo, sí es un fenómeno a tener en cuenta. Una parte de la carga se puede perder debido a difusión térmica de los portadores de carga en contra del campo eléctrico. Langevin determinó que la eficiencia de colección debida a difusión depende del voltaje y se puede expresar como (Langevin, 1913):

$$f_d = \frac{1}{(1 + \frac{\Lambda_d}{V})} \quad (1.22)$$

También se puede escribir como (DeBlois, Zankowski, & Podgorsak, 2000):

$$\frac{1}{Q_{col}} = \frac{1}{Q_{sat}} + \frac{\lambda_d}{V} \quad (1.23)$$

donde Λ_d es el parámetro de difusión $\Lambda_d = \frac{2kT}{e} = \lambda_d Q_{sat}$ con k la constante de Boltzmann, T la temperatura y e la carga electrónica.

1.3.2.5 Dependencia de presión y temperatura

Tanto las cámaras de aire como las cámaras líquidas presentan una dependencia con la temperatura que es importante conocer y corregir para comparar medidas a diferentes temperaturas. Sin embargo, el origen físico de esta dependencia es muy distinto en ambos casos. Las cámaras de aire también muestran una dependencia con la presión.

Las cámaras de ionización de aire están abiertas al exterior. Como consecuencia la masa de aire en el volumen sensible de la cámara es variable y depende de las condiciones de presión y temperatura ambientales. Para trasladar a condiciones estándar (760 mm Hg y 20°C) las medidas realizadas a una presión y temperatura determinadas se aplica el siguiente factor (IAEA, 2005):

$$K_{T,P} = \frac{(273,2 + T(^{\circ}\text{C}))}{293,2} \cdot \frac{P(\text{mmHg})}{760} \quad (1.24)$$

Se ha mostrado, previamente, que las cámaras líquidas presentan pérdidas apreciables por recombinación inicial. Estas pérdidas dependen del valor del campo eléctrico y de la temperatura. En base a esta dependencia con la temperatura se establece un factor de corrección que permite trasladar a condiciones estándar una medida realizada a una temperatura concreta. A partir de la Ecuación 1.14 este factor de corrección tiene la forma:

$$K_T = \frac{1}{1 + (T - T_0) * \Delta S_{exp}} \quad (1.25)$$

$$\Delta S_{exp} = 4.6 \cdot 10^{-3} - (1.87 \cdot 10^{-6}) \cdot V \quad (1.26)$$

Donde el valor del coeficiente reflejado ΔS_{exp} se ha determinado experimentalmente (Franco et al., 2006). Se puede observar cómo la dependencia con la temperatura depende de la diferencia de potencial. Cuanto mayor es el campo eléctrico menor es la dependencia con la T .

1.3.2.6 Dependencia con la polaridad

Las cámaras de ionización gaseosas y líquidas tienen sus electrodos conectados a una elevada diferencia de potencial. La interacción de la radiación con los electrodos puede dar lugar a la creación de carga que es directamente recogida por el sistema de lectura. La carga neta producida debe ser sustraída de la carga total medida para obtener la carga en el volumen sensible, que es la magnitud de interés. Para realizarlo se mide en las mismas condiciones cambiando la polaridad de la diferencia de potencial. El promedio de ambas medidas elimina la carga directamente producida en los electrodos. Teniendo esto presente puede definirse un factor de corrección que proporcione la carga corregida por polaridad (IAEA, 2005):

$$K_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M} \quad (1.27)$$

Donde M_+ y M_- son las medidas efectuadas con polaridad positiva y negativa respectivamente. M es la medida obtenida con la polaridad utilizada habitualmente.

1.3.2.7 Sensibilidad y Resolución espacial

La resolución espacial que permite alcanzar un detector está directamente relacionada con su sensibilidad, pues cuanto menor es su tamaño menor es el número de interacciones que tienen lugar, y por tanto, menor es la señal.

En las cámaras de ionización de aire atmosféricas la densidad del aire a 20 °C y 1 atmósfera es de $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ y la sensibilidad típica para un volumen de 0.6 cm^3 es de $\approx 20 \text{ nC/Gy}$. Si ese volumen se redujese a 2 mm^3 la sensibilidad estaría en torno a 0.06 nC/Gy para esa misma cámara. Esta sensibilidad proporciona una pobre relación señal ruido en los sistemas convencionales.

A pesar de que la energía media de ionización (efectiva) para las cámaras líquidas es superior a las basadas en aire (en torno a un factor tres, aunque varía en función del valor del campo eléctrico para las cámaras líquidas), la notable diferencia en el valor de densidad (0.69 g/cm^3 en el caso del isoootano) tiene como consecuencia que la sensibilidad de la cámara líquida sea muy superior para un mismo volumen. En concreto para una cámara de 1.7 mm^3 con un espaciado de 0.35 mm (microLion de PTW) la sensibilidad es de 9.8 nC/Gy a 20 °C para un voltaje de 800 V.

1.3.2.8 Dependencia con la energía

Las cámaras de ionización se construyen de forma que su respuesta a la radiación sea lo más parecida a la del agua para todo el rango de energía involucrado. Para ello se emplean materiales que presentan poderes de frenado y coeficientes de absorción lo más parecidos al agua o en su defecto, que las razones entre esos valores para el material y el agua se mantengan constantes para las diferentes energías. De esta forma la respuesta del detector frente a agua resulta independiente de la energía.

Algunos diseños de cámaras de ionización gaseosas consiguen este efecto combinando materiales que presentan diferentes respuestas en función de la energía para que el re-

sultado final obtenido resulte mínimamente dependiente. Como ejemplo están las cámaras con pared de grafito y electrodo central aluminio. Por otro lado, algunos diseños de cámaras que disminuyen mucho su volumen sensible, alrededor de 10 mm^3 , presentan un electrodo central de alto número atómico que permite mejorar la sensibilidad a costa de aumentar la dependencia en energía (ejemplo: la cámara CC01 de IBA con 0.01 cm^3 y electrodo central de acero).

La gran ventaja del uso de un líquido orgánico para dosimetría es que los átomos que forman el líquido (Carbono e Hidrógeno) tienen secciones eficaces similares a las del agua. El cociente de poder de frenado de agua e isooctano es constante desde 10 keV hasta 20 MeV con una desviación menor de un 3% (Wickman & Nystrom, 1992). Este hecho permite que el detector presente una dependencia en energía muy pequeña. No obstante, el resto de materiales que lo componen, electrodos, pistas de conducción, pueden hacer que éste comportamiento empeore.

En ausencia de equilibrio electrónico, por ejemplo en la medida de campos pequeños, se ha demostrado (Scott, Kumar, Nahum, & Fenwick, 2012) que la equivalencia a agua de la cavidad de un detector depende también de forma importante de la densidad de la cavidad. En este sentido la densidad de los líquidos que conforman la cámara líquida está mucho más próxima a la del agua que la densidad del aire usado en las cámaras de ionización.

1.3.2.9 Dependencia con la tasa de dosis

Las cámaras de ionización gaseosas y líquidas pueden presentar pérdidas de carga debido a recombinación general a pesar de trabajar en zonas de saturación. Estas pérdidas podrían calcularse directamente a partir del modelo teórico de Boag, siempre y cuando se cumplan las condiciones para el mismo. No obstante, las incertidumbres asociadas a los parámetros son muy altas y es preferible la aplicación de métodos experimentales que además permiten caracterizar cada cámara de forma individual.

De esta forma, para radiación pulsada, se plantea el método de los dos voltajes para corregir la carga por las pérdidas de recombinación general en cámaras de ionización de

gas (Boag & Curren, 1980). Consiste en repetir la medida cambiando el voltaje de operación. Sean Q_1 y Q_2 las cargas medidas a estos voltajes V_1 y V_2 . A partir de la expresión de Boag para la eficiencia de colección (ver Ecuación 1.20) se cumple que:

$$\frac{f(V_1)}{f(V_2)} = \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{V_1}{V_2} \frac{\log(1 + u_1)}{\log(1 + \frac{V_1}{V_2} u_1)} \quad (1.28)$$

Esta es una ecuación trascendente que sólo se puede resolver por métodos numéricos o gráficos. A partir de ella se puede escribir para u_1 :

$$u_1 = \left(1 + u_1 \frac{V_1}{V_2}\right)^{Q_1 V_2 / Q_2 V_1} - 1 \quad (1.29)$$

Esta ecuación se puede resolver mediante el método de iteración. A partir del valor de u_1 se puede extraer la eficiencia de colección. El inverso de la misma proporciona el factor de corrección necesario (K_S) para obtener la carga de saturación. Este factor de corrección suele calcularse empíricamente como (Weinhaus & Meli, 1984):

$$K_S = a_0 + a_1 \left(\frac{M_1}{M_2}\right) + a_2 \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 \quad (1.30)$$

donde M_1 es la medida obtenida con el voltaje normal de trabajo y M_2 es la obtenida para un voltaje sensiblemente menor (recomendable un factor ≥ 3 entre ambos). Las constantes a_0 , a_1 y a_2 están tabuladas en función de la razón de los voltajes.

El método de los dos voltajes sólo incluye las variaciones de carga debidas a pérdidas por recombinación general. En determinadas circunstancias, otros efectos, como recombinación inicial, pérdidas por difusión y especialmente multiplicación de carga pueden ser importantes y causar desviaciones del comportamiento lineal $I/Q-I/V$ predicho por Boag. La consecuencia es que la carga de saturación calculada a partir del método de los dos voltajes esté sobrestimada hasta en un 0.7%. Para contemplar estas desviaciones dentro del modelo teórico se plantean modificaciones de la fórmula de Boag (DeBlois et al., 2000). En este trabajo se parte de la fórmula de Boag para la eficiencia de colección (Ecuación 1.20). Para eficiencias de colección mayores del 90% se puede escribir:

$$f^{-1} = \frac{u}{\log(1+u)} \approx 1 + \frac{u}{2} \quad (1.31)$$

Lo que da lugar a:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{sat}} + \frac{\lambda_p}{V} \text{ donde } \lambda_p = \frac{Q_{ion}d^2}{2Q_{sat}\epsilon_r\epsilon_0} \quad (1.32)$$

Para incluir el fenómeno multiplicación de carga en la Ecuación 1.32 se introduce una dependencia exponencial $e^{-\gamma V}$ donde γ es un parámetro:

$$\frac{1}{Q} = \left(\frac{1}{Q_{sat}} + \frac{\lambda_p}{V} \right) e^{-\gamma V} \quad (1.33)$$

A partir del ajuste por mínimos cuadrados de las medidas experimentales a la función descrita en 1.33 se obtienen los valores de γ y λ_p . Al hacer tender $1/V$ a cero se obtiene el valor de Q_{sat} sin estar afectado por el proceso de multiplicación de carga.

En las cámaras de ionización líquidas el fenómeno de multiplicación de cargas es muy improbable debido a la baja movilidad de los portadores. En cambio, la recombinación inicial es muy significativa. Debido a su dependencia con el valor del campo eléctrico el método de los dos voltajes no se puede aplicar directamente pues es preciso conocer de antemano la contribución de la recombinación inicial para ambas polaridades (Pardo-Montero & Gómez, 2009). Para poder calcular la carga de saturación en estas condiciones se han diseñado otros métodos alternativos: el método de los tres voltajes y el método de las dos tasas de dosis.

El método de los tres voltajes asume una dependencia lineal de la carga de saturación (aquella que escapa de la recombinación inicial) con el voltaje, introduciendo por tanto un nuevo parámetro. Realizando tres medidas con tres voltajes diferentes se pueden resolver las ecuaciones de Boag aplicadas a las tres situaciones (Pardo-Montero & Gómez, 2009). El método de las dos tasas de dosis se basa en la no dependencia de la recombinación inicial de la tasa de dosis y también resuelve la ecuación de Boag combinando varios resultados experimentales (Tölli, Sjögren, & Wendelsten, 2010). En este caso se hace realizando dos medidas a dos tasas diferentes, teniendo presente que la

variación de tasa debe ser debida a variación del tamaño del pulso y no de la frecuencia de los mismos.

Método de los tres voltajes

La ecuación de Boag puede escribirse como:

$$f(V) = \frac{V}{A_p(1 + cV)} \log \left(\frac{V + A_p(1 + cV)}{V} \right) \quad (1.34)$$

donde c determina la dependencia lineal respecto al voltaje, de la carga que consigue escapar de la recombinación inicial (véase Ecuación 1.11), A_p es igual a $\frac{\alpha Q_{ion}^0 d^2}{e(k_1 + k_2)}$ siendo d la distancia entre los electrodos de la cámara, α la constante de recombinación, Q_{ion}^0 la carga ionizada por unidad de volumen y pulso de radiación (tras recombinación inicial) en ausencia de campo eléctrico, e es la carga del electrón y k_1 y k_2 las movilidades de los portadores positivos y negativos.

Sean (Q_1, Q_2, Q_3) las cargas medidas a tres voltajes de operación (V_1, V_2, V_3). Tomando los cocientes $f(V_1)/f(V_2)$ y $f(V_1)/f(V_3)$ se obtiene:

$$V_1 Q_2 \log \left(\frac{V_1 + A_p(1 + cV_1)}{V_1} \right) - V_2 Q_1 \log \left(\frac{V_2 + A_p(1 + cV_2)}{V_2} \right) = 0 \quad (1.35)$$

$$V_1 Q_3 \log \left(\frac{V_1 + A_p(1 + cV_1)}{V_1} \right) - V_3 Q_1 \log \left(\frac{V_3 + A_p(1 + cV_3)}{V_3} \right) = 0$$

A partir de la resolución de estas dos ecuaciones se determinan los valores de A_p y c necesarios para determinar el valor de la eficiencia de colección $f(V)$.

Método de las dos tasas

Sean (Q_1, Q_2) las cargas medidas con la cámara líquida a dos tasas de dosis (D_1, D_2). La tasa de dosis se determina a partir de la medida corregida de una cámara de ionización de aire en idénticas condiciones, (q_1, q_2). A partir de la fórmula de Boag (Ecuación 1.20) de la relación $f(Q_1)/f(Q_2)$ se obtiene:

Tabla 1. 2. Movilidades iónicas en aire e isooctano no ultrapurificado.

Medio	$\mu_+(m^2V^{-1}s^{-1})$	$\mu_-(m^2V^{-1}s^{-1})$
Aire	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$
Isooctano no ultrapurificado	$2.3 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\log(1 + u_1)}{\log\left(1 + \frac{q_1}{q_2} u_1\right)} \quad (1.36)$$

Resolviendo la ecuación se puede obtener el valor de u_1 y a partir de él hallar la eficiencia de colección sustituyéndola en la fórmula de Boag.

1.3.2.10 Velocidad de respuesta

La velocidad de respuesta intrínseca del detector está condicionada por las movilidades de los portadores de carga. En la Tabla 1.2 aparecen los valores para portadores de carga en aire y en isooctano.

Aunque para el aire aparece la movilidad asociada a los iones negativos a los que los electrones han transferido su carga, se puede ver que su movilidad y la de los iones positivos es cuatro órdenes de magnitud superior que la de los líquidos. Esto permite que las cámaras de aire presenten tiempos de colección de carga inferiores a 200 μs mientras que para cámaras líquidas estos valores suelen estar entre 5 y 15 ms. Esto tiene como consecuencia que en las cámaras líquidas, al aumentar la frecuencia de los pulsos, pueda producirse solapamiento durante la colección de la carga correspondiente, con lo cual aumentará la probabilidad de pérdidas por recombinación.

1.3.3. Detectores ionización de estado sólido: diodos y diamantes

El semiconductor seleccionado habitualmente para realizar dosimetría en radioterapia es el silicio. Su alta sensibilidad permite que se puedan fabricar detectores de un tamaño muy reducido obteniendo una muy buena resolución espacial. Sus principales desventajas son: la no equivalencia a agua, dado que el número atómico del silicio es 14, y la

pérdida de sensibilidad debido al daño producido en la estructura cristalina por la radiación.

Una alternativa al silicio, más equivalente a agua y menos sensible al daño por radiación, es el diamante (Planskoy, 1980). Inicialmente se usaban diamantes naturales, con la contrapartida de una fabricación muy cara y poca reproducibilidad. El desarrollo de métodos específicos para la creación de detectores de diamante sintéticos (Almaviva et al., 2010) ha permitido sustituir los diamantes naturales por diamantes sintéticos, más baratos y reproducibles. Los detectores resultantes tienen una muy alta sensibilidad, alta resistencia a la radiación, coste no muy elevado y buena equivalencia a agua. En concreto en este trabajo se hace referencia al detector de diamante sintético “microDiamond” desarrollado en la Universidad de Roma Tor Vergata y recientemente comercializado por PTW.

1.3.3.1 Principio de funcionamiento.

La estructura cristalina de un semiconductor presenta grupos de niveles de energía electrónicos muy próximos que reciben el nombre de bandas. La banda de valencia corresponde al más alto de los intervalos de energías electrónicas que se encuentra ocupado en el cero absoluto, por encima, se halla una banda prohibida de energía y a continuación, la banda de conducción (vacía a 0 K). Cuando un electrón de la banda de valencia promociona a la banda de conducción el estado libre resultante en la banda de valencia se comporta como una carga neta positiva. Esta vacante recibe el nombre de hueco. En una red cristalina perfecta la concentración de electrones y huecos es la misma. Si se introducen impurezas en el cristal podrá aumentarse la concentración de electrones frente a huecos, dando lugar a un semiconductor de tipo n, o la concentración de huecos, en cuyo caso se tendrá un semiconductor tipo p.

Los diodos empleados para detección se realizan utilizando un semiconductor de tipo p (menos susceptible al daño por radiación y con menos corriente de fuga) o uno de tipo n, sobre el cual se depositan impurezas en la superficie de manera que esta pasa a ser del tipo contrario. Resulta, por tanto, una interfase entre la zona de tipo p y la zona de tipo

n. Los portadores mayoritarios de cada zona se difunden a través de la misma creando una zona de carga espacial donde existe un campo eléctrico sin necesidad de aplicar una diferencia de potencial externa.

En un detector de diamante el principio es muy similar. En el caso del detector “micro-Diamond” la estructura multicapa consiste en una secuencia metal/semiconductor intrínseco/semiconductor tipo p. En la interfase de separación metal semiconductor intrínseco se crea una zona de carga espacial que da lugar al campo eléctrico que separa los pares electrón/hueco.

La generación de señal en un semiconductor irradiado es muy similar al caso de cámaras de ionización. Cuando el detector es irradiado las interacciones de la radiación con el medio crean pares electrón/hueco en la zona de carga espacial que derivan hacia dos electrodos externos debido al campo eléctrico propio de la interfase (puede existir también un campo eléctrico externo creado por una diferencia de potencial entre los electrodos, aunque como se ha comentado, la presencia de estas zonas de carga espacial tanto en el diodo como en el diamante permite utilizar estos detectores sin necesidad de aplicar un voltaje externo).

La energía media de ionización en un detector de ionización estado sólido es aproximadamente igual a tres veces la diferencia de energía entre la banda de valencia y la de conducción (esta diferencia en el caso del silicio es de 1.1 eV y en el caso del diamante es de 5.6 eV).

Sin embargo, los mecanismos de recombinación de carga en un detector de estado sólido son diferentes, y más complejos, que en una cámara de ionización. En particular, el efecto de impurezas en el cristal es muy importante. Los mecanismos de recombinación que tienen lugar en un detector de estado sólido pueden ser debidos a que el electrón vuelva a ocupar una vacante de la banda de valencia directamente o que ocupe un nivel intermedio entre las dos bandas para después ocupar un estado libre en la banda de valencia. Los defectos del cristal que dan lugar a estos niveles intermedios se llaman centros de recombinación y son el mecanismo predominante. Se define un tiempo de vida

característico del electrón, τ , como el tiempo transcurrido entre la producción y la recombinación del mismo. Como diferentes centros de recombinación pueden tener diferentes tiempos característicos, el tiempo de vida total se calcula como (Shi, Simon, & Zhu, 2003):

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\tau_i} \quad (1.37)$$

Además de estos procesos, pueden existir también niveles intermedios en los que el electrón es atrapado para después retornar a la misma banda de la que provenía. Funcionan como "trampas" que obstaculizan el paso de la carga eléctrica (Jursinic, 2013).

La conductividad resultante en el detector (σ), es por tanto, función de la cantidad de portadores creada y de los fenómenos predominantes en la recombinación. Fowler modeló la dependencia de esta conductividad con la tasa de dosis mediante una relación empírica (Fowler, 1966):

$$\sigma \propto (\dot{D})^\Delta \quad (1.38)$$

donde \dot{D} es la tasa de dosis y Δ es un parámetro que depende de la cantidad de centros de recombinación presentes en el semiconductor. Su valor puede oscilar entre $0.5 \leq \Delta \leq 1$: si no existen $\Delta = 0.5$, en caso contrario $0.5 < \Delta \leq 1$.

1.3.3.2 Dependencia de presión y temperatura

La medida de los detectores de estado sólido no depende de la presión. En cambio, sí depende de la temperatura. Esto es debido a que electrones de banda de valencia pueden saltar a la de conducción por excitación térmica, y el tiempo característico de las trampas también depende de la temperatura. Si la temperatura se incrementa aumentará la concentración de portadores presente. En diodos de silicio esta variación con la temperatura es $<0.5\%/K$ y depende del tipo de diodo. Cuanto mayor es la diferencia de energía entre las bandas esta variación disminuye. Así, al pasar de 1.1 eV de diferencia de energía en el caso del silicio a 5.6 eV en el caso del diamante, se tiene que la dependencia de la temperatura de la cámara "microDiamond" es sensiblemente menor: $0.05\%/K$.

1.3.3.3 Sensibilidad y resolución espacial

La baja energía media de ionización unida a la alta densidad del detector de estado sólido (2.33 g/cm^3 para el silicio y 3.52 g/cm^3 para el diamante) hacen que estos sistemas presenten una sensibilidad muy elevada que permite fabricar los detectores de tamaño más reducido. El diodo 60016 de PTW con un volumen sensible de 0.03 mm^3 tiene una sensibilidad de 9 nC/Gy y la cámara “microDiamond” de PTW con un volumen de 0.004 mm^3 tiene una sensibilidad de 1 nC/Gy .

1.3.3.4 Dependencia con la energía

El alto número atómico del silicio comparado con el del agua hace que la respuesta del diodo varíe en función de la composición espectral del haz. En particular el silicio muestra una sobre-respuesta para bajas energías. Para compensar esta diferencia se fabrican diodos de silicio blindados por metal a su alrededor. De esta forma se disminuye la componente de baja energía que reciben. Sin embargo, cuando se emplean para medir campos muy pequeños, donde la contribución de energía baja es sensiblemente menor, el encapsulado aumenta la respuesta en relación a la dosis presente en el medio. Por esta razón, para la medida de campos pequeños se emplean diodos no encapsulados.

El diamante sintético presenta una mejor equivalencia a agua gracias a su número atómico y el de los materiales que constituyen los electrodos (aluminio).

En cuanto a las situaciones de no equilibrio electrónico la diferencia de densidades entre los detectores de estado sólido y el agua dan lugar a desviaciones en la dosis medida, en particular en la medidas de campos pequeños (Scott et al., 2012).

1.3.3.5 Dependencia con la tasa de dosis

Se ha observado que la sensibilidad de los diodos aumenta al aumentar la dosis por pulso (Saini & Zhu, 2004) y que la sensibilidad disminuye al disminuir la frecuencia de los pulsos (Létourneau, Gulam, Yan, Oldham, & Wong, 2004). Ambos efectos son debidos

Tabla 1. 3. Movilidades de electrones y huecos en silicio y diamante .

Medio	$\mu_+(m^2V^{-1}s^{-1})$	$\mu_-(m^2V^{-1}s^{-1})$
Silicio	$5 \cdot 10^{-2}$	$13 \cdot 10^{-2}$
Diamante	$12 \cdot 10^{-2}$	$18 \cdot 10^{-2}$

a los procesos de recombinación y captura de electrones en las trampas y en particular, a los tiempos característicos de las mismas. Por ejemplo, si la dosis por pulso es muy alta y los centros de recombinación presentes se saturan, la medida resultante aumentará en comparación a cuando la misma dosis es depositada usando pulsos más pequeños.

Por otro lado, la presencia de trampas cuyo tiempo para la liberación de la carga es grande comparado con la distancia entre pulsos tiene como consecuencia una disminución de la sensibilidad al disminuir la frecuencia de los pulsos. Si la frecuencia de los pulsos disminuye las trampas pueden vaciarse y contribuir a una mayor pérdida de carga. De esta forma, se tiene que la variación de la sensibilidad (S) del detector con la distancia entre pulsos varía según (Jursinic, 2013)

$$S = S_0 \exp\left(\frac{-P}{t_{ef}}\right) \quad (1.39)$$

Donde S_0 es la sensibilidad cuando el periodo entre pulsos es cero, P es el periodo entre pulsos y t_{ef} es un parámetro de ajuste relacionado con el tiempo de vida efectivo asociado a trampas presentes en el detector. t_{ef} depende del diodo, de la dosis por pulso y de la energía del haz.

1.3.3.6 Velocidad de respuesta

Los detectores de estado sólido tienen distancias características en sus volúmenes sensibles muy pequeñas y las movilidades de sus portadores son muy altas (Tabla 1.3). Por consiguiente, sus tiempos de respuesta característicos son muy pequeños, del orden de los nanosegundos.

1.4. Descripción del presente trabajo

Este trabajo aborda el estudio de tecnologías avanzadas de detección para la dosimetría/control de calidad de tratamientos radioterápicos, centrándonos principalmente en las matrices de cámaras de ionización líquida. Se han analizado las diferentes opciones existentes en la actualidad, se han desarrollado y testado varios prototipos de matrices de cámaras de ionización líquida, culminando en una matriz de 2048 canales que cubre un área de 10.7 cm x 10.7 cm, con alta resolución espacial y sin áreas muertas. Se ha prestado especial atención a la física de estos equipos (en particular a la recombinación), y a su uso para la verificación de tratamientos complejos para volúmenes de tratamiento cuya dimensión característica no exceda los 10 cm. Hemos estudiado también la utilidad de la tecnología del diamante sintético (cámara microDiamond) en la dosimetría de campos pequeños FFF.

En particular se ha estructurado el estudio en los siguientes temas:

Capítulo 2: Análisis crítico de las tecnologías/dispositivos existentes.

Capítulo 3: Desarrollo de prototipos de cámaras de ionización líquida.

Capítulo 4: Caracterización y aplicación clínica de los prototipos.

Capítulo 5: Estudio de recombinación en haces sin filtro aplanador.

Capítulo 2

Análisis de matrices para verificación de tratamientos

2.1. Métodos para verificación de tratamientos en dos dimensiones

Un tratamiento está compuesto de incidencias según diferentes direcciones, cada una de las cuales puede estar subdividida en diferentes conformaciones. A su vez, puede ser administrado de forma dinámica. Para su verificación se pueden adoptar distintas estrategias, las cuales están previamente condicionadas por las posibilidades de nuestro sistema de medida. La elección del detector puede condicionar la estrategia y viceversa. Estas posibles opciones son:

- Tratamiento colapsado
- Tratamiento completo

2.1.1. *Tratamiento colapsado*

Durante la verificación la orientación del detector se mantiene constante respecto al acelerador lineal. La medida resultante consiste en la integración de la medida correspondiente a todas las angulaciones del tratamiento (Figura 2.1). Puede hacerse de dos formas:

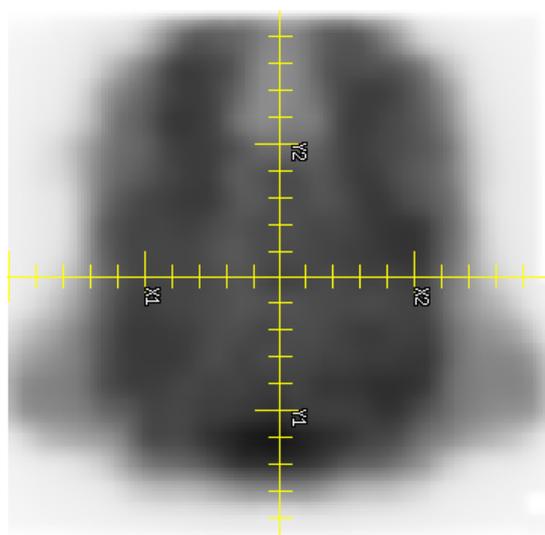


Figura 2. 1. Distribución de dosis tratamiento colapsado.

- Irradiando al detector sin variar la angulación del acelerador. Ejemplo: colocar un detector encima de la mesa de tratamiento e irradiar manteniendo el brazo a 0° .
- Colocar el detector solidario al acelerador. Ejemplo: la verificación realizada con el sistema de dosimetría portal.

La desventaja de la verificación del tratamiento colapsado es la dificultad para determinar la trascendencia de una posible desviación pues la localización espacial de los problemas detectados no está claramente correlacionada con la distribución de dosis del tratamiento.

Con este método, la posibilidad de pasar por alto desviaciones significativas es mayor debido a que la dosis de referencia con respecto a la cual se puede establecer un valor de tolerancia ha de ser la dosis máxima registrada, pues la dosis prescrita no tiene sentido para esta configuración de haces. Por otro lado, al ser la deposición de dosis de los distintos componentes arbitraria, ya que no se efectúa según el ángulo previsto, la distribución obtenida tiende a disminuir los altos gradientes que separan los órganos de riesgo de los volúmenes de tratamiento. Como consecuencia, la medida resultante es más

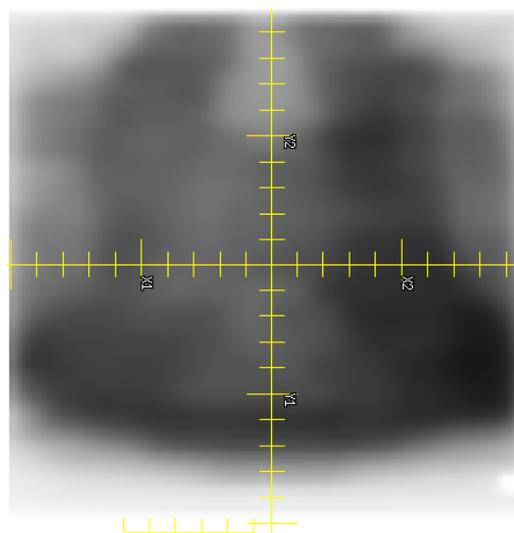


Figura 2. 2. Distribución de dosis tratamiento completo.

homogénea y los posibles errores asociados a irradiaciones parciales se difuminan al mezclarse con el resto.

Como ventajas de esta opción hay que reseñar que suele ser rápido de irradiar y analizar, además de que se eliminan los problemas derivados de la dependencia de la medida con la orientación del detector. También, es muy importante subrayar como elemento a favor, que verificando el tratamiento de esta manera toda la fluencia emitida por el acelerador será registrada por el detector (siempre y cuando el tamaño de éste lo permita).

2.1.2. Tratamiento completo

En este caso el detector mantiene una orientación solidaria a la mesa de tratamiento y el acelerador irradia el tratamiento tal y como se ha diseñado para el paciente (Figura 2.2). Al ser la distribución de dosis la misma que la diseñada para tratar al paciente, los errores encontrados pueden ser referenciados directamente a la localización de los órganos. De esta manera es más fácil valorar su repercusión y tomar una decisión.

La verificación de tratamiento completo es muy exigente de cara al diseño del detector. Por un lado, al irradiar al detector desde múltiples direcciones las propiedades de isotropía del detector en estas condiciones adquieren gran importancia y deben ser tenidas en cuenta. Por otro, dependiendo del diseño del detector, es muy probable que no toda la

fluencia del acelerador sea registrada por éste, y en cualquier caso, la densidad efectiva de elementos de detección vistos desde la abertura del colimador puede variar. Por último, la variación del eje de rotación del brazo respecto al detector, al mover la mesa de tratamiento, no siempre está permitida por los sistemas de detección o en caso de que sea posible, puede presentar limitaciones en el ángulo máximo permitido. En estos casos se procede a una solución mixta entre colapsado y completo, pues aunque el acelerador se puede mover respecto al detector, el eje de rotación del mismo se mantiene fijo, es decir, la mesa de tratamiento permanece a cero grados.

2.1.3. *Análisis de la verificación de los tratamientos. Índice Gamma*

La comparación de la medida resultante de la distribución de dosis colapsada o completa con el cálculo realizado por el planificador a partir de la diferencia en dosis puede dar lugar a discrepancias locales importantes en las zonas de alto gradiente. Sin embargo, si en esas zonas se compara la dosis con los valores presentes en el entorno puede que las diferencias existentes sean muy pequeñas. El tratamiento sería válido pero el mapa de diferencias no permitiría alcanzar esa conclusión directamente.

Para paliar la limitación del análisis en función de las diferencias de dosis locales se creó el índice Gamma (Low, Harms, Mutic, & Purdy, 1998).

Sea $\{D(\mathbf{r}_m)\}$ la distribución de dosis medida en las posiciones \mathbf{r}_m , y $\{D'(\mathbf{r}_c)\}$ la distribución de dosis calculada con el planificador en las posiciones \mathbf{r}_c . Debemos notar aquí que las posiciones \mathbf{r}_m y \mathbf{r}_c pueden no ser iguales. El índice Gamma define una nueva métrica $\Gamma(r_m, r_c)$, que además de la diferencia en coordenadas cartesianas incluye la diferencia en dosis. Estas diferencias están normalizadas por la tolerancia establecida para la distancia (Δd_M) y la tolerancia establecida para la dosis (ΔD_M).

$$\Gamma(r_m, r_c) = \sqrt{\frac{|\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_m|^2}{\Delta d_M^2} + \frac{(D'(\mathbf{r}_c) - D(\mathbf{r}_m))^2}{\Delta D_M^2}} \quad (2. 1)$$

Para su aplicación se calcula la distancia Gamma para cada punto de la medida del detector r_m en un entorno de la distribución de dosis esperada por el planificador. El valor

mínimo de esta distancia Gamma entre los diferentes puntos del entorno del planificador r_c es el valor del índice Gamma asociado al punto de medida del detector.

$$\gamma(r_m) = \min\{\Gamma(r_m, r_c)\} \forall \{r_c\} \quad (2.2)$$

La utilización del índice Gamma requiere, por tanto, el establecimiento de unos valores de tolerancia en distancia y dosis. Normalmente, los valores seleccionados son 3% y 3 mm. Se considera que en un punto hay coincidencia si $\gamma < 1$.

Es importante determinar respecto a qué valor se calcula el porcentaje de la tolerancia. En primer lugar hay que distinguir entre Gamma global y Gamma local. En el caso de Gamma local el porcentaje de dosis se refiere al valor de la dosis en ese punto. En el caso de la Gamma global el porcentaje de dosis se refiere a una dosis que suele ser la de prescripción o la dosis máxima en el plano. El criterio más restrictivo es la Gamma local, a continuación la dosis de prescripción y por último, la dosis máxima. El uso de la Gamma global respecto a la dosis de prescripción permite identificar más fácilmente desviaciones de relevancia clínica.

Además de estas tolerancias se establece un umbral para la dosis mínima que debe alcanzar un detector para ser contabilizado en la estadística. Un valor habitual suele ser 10%.

Los protocolos de aceptación en base al índice Gamma suelen establecer un porcentaje de puntos mínimos que debe ser alcanzado para los cuales debe ser menor que 1, habitualmente el 95% cuando la comparación es respecto a Gamma global. No obstante, existen también recomendaciones para analizar además la distribución de los índices Gamma obtenidos (Stock, Kroupa, & Georg, 2005).

2.2. Matrices en un plano

Las primeras matrices de detectores que se fabrican para verificación de pacientes se construyen sobre un plano. Presentan una gran versatilidad pues se pueden irradiar estando colocadas encima de la mesa en diferentes orientaciones (coronal o sagital) o, teniendo el accesorio apropiado, solidarias al cabezal del acelerador.

Tabla 2. 1. Características de las matrices planas.

Matriz	Detector	Nº	Vol (mm³)	Muestreo (mm)	Campo (mm²)
Octavius729 (PTW)	Cámara gas	729	5×5×5	10	270×270
Octavius1500 (PTW)	Cámara gas	1045	4.4×4.4×3	7.1	270×270
MatriXX ^{Evolution} (Iba)	Cámara gas	1020	4.5(∅)×5*	7.6	244×244
MatriXX ^{FFF} (Iba)	Cámara gas	1020	4.5(∅)×2*	7.6	244×244
OctaviusSRS1000 (PTW)	Cámara líquida	977	2.3×2.3×0.5	2.5mm/5mm**	110×110
MapCHECK 2(Sun Nuclear)	Diodo tipo n	1527	0.8×0.8×0.03	7.1	320×260

*Las cámaras del Matrixx son cilíndricas

**La distancia de muestreo de 2.5 mm corresponde a la zona central de 55×55 mm²

2.2.1. Tipos de matrices en un plano

En la Tabla 2.1 se recogen los distintos tipos de matrices planas existentes en la actualidad. Para cada una de ellas se especifica el tipo de detector empleado, el número de elementos, su volumen activo, su distancia de muestreo y el tamaño máximo de campo de detección. No aparecen recogidas dos matrices de aparición reciente, Delta4 Discover de Scandidos y Dolphin de Iba, pues su principal funcionalidad es la supervisión del tratamiento administrado al paciente.

Las matrices MatriXX^{Evolution} y MatriXX^{FFF} presentan un mismo diseño, a efectos prácticos, desde el punto de vista que se va a abordar este capítulo. La diferencia entre ambos radica en que la distancia entre electrodos pasa de 5 mm en el MatriXX^{Evolution} a 2 mm en el MatriXX^{FFF}. A pesar de la pérdida de sensibilidad el cambio se realiza para disminuir las pérdidas por recombinación en condiciones de alta tasa. A partir de ahora ambas matrices aparecerán bajo el término MatriXX.

La configuración geométrica de los detectores en el plano para cada detector es la siguiente:

- Octavius729: Los detectores están dispuestos en una cuadrícula de 27×27 elementos, siendo la distancia entre detectores consecutivos de 10 mm.
- Octavius1500: La distancia intercentros para detectores de una misma fila es de 10 mm. Los detectores de filas consecutivas están desfasados 5 mm y las líneas

que unen sus centros están separadas 5 mm. El número de detectores por línea es 27 y 25 de forma alternativa, empezando y acabando en líneas con 27 elementos.

- **MatriXX:** Los detectores están dispuestos en una cuadrícula de 32×32 elementos, siendo la distancia entre detectores consecutivos de 7.62 mm. No hay detectores en cada una de las cuatro esquinas de la rejilla, siendo por tanto el número de detectores 1020.
- **OctaviusSRS1000:** La zona central de $55 \times 55 \text{ mm}^2$ presenta distancias intercentros de 2.5 mm entre filas y columnas. En la zona externa que abarca hasta un $110 \times 110 \text{ mm}^2$ la distancia entre filas y columnas es de 5 mm.
- **MapCHECK 2:** La distancia intercentros para detectores de una misma fila es de 10 mm y la distancia entre líneas es de 5 mm. Los detectores de filas consecutivas están desfasados 5 mm. El contorno que une los diodos externos define un rectángulo de $32 \times 26 \text{ cm}^2$ al que se han cortado las esquinas.

Estas matrices presentan diferentes tipos de solución sobre un plano para la verificación de tratamientos de pacientes. Al abordar la creación de una matriz los principales factores que condicionarán su aplicación posterior, y por tanto, afectarán a las decisiones a tomar en relación a su diseño, son:

- El detector seleccionado.
- El número de detectores.
- La geometría de la matriz.

A continuación se expone cómo afectan estos factores a las prestaciones ofrecidas por la matriz (Gago-Arias, et al., 2012).

2.2.2. Limitaciones debidas al detector seleccionado: La función de respuesta

En el capítulo 1 se han introducido las características básicas y los principios físicos de funcionamiento de los detectores empleados para la fabricación de las matrices. Estas características (sensibilidad, tiempo de respuesta...) y las dependencias que presentan

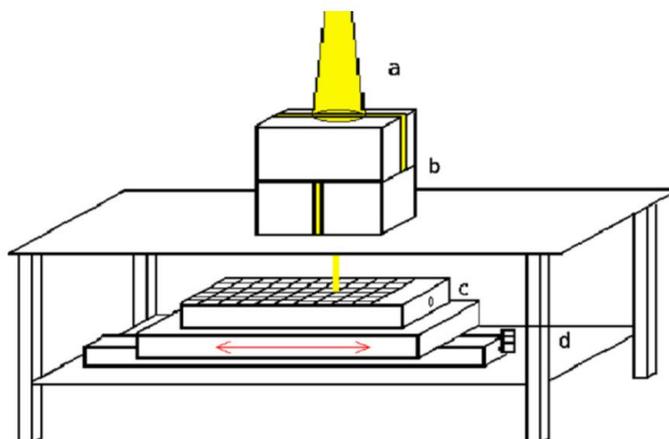


Figura 2. 3. Montaje para la determinación de la función de respuesta del detector de una matriz. Cuatro bloques de cerrobend permiten obtener un haz pincel de $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Para poder barrer el detector se coloca éste sobre una plataforma que se mueve en pasos de 0.5 mm .

respecto a distintos factores (presión, temperatura, tasa de dosis, energía...) también las tendrán las matrices que a partir de ellos se construyan.

En la verificación del tratamiento de pacientes el entorno de dosis en el que está localizado el detector puede presentar gradientes muy elevados. En esas condiciones el volumen finito del detector conlleva una alteración de la distribución de dosis medida. Para poder conocer cómo afecta dicha perturbación a la distribución de dosis es preciso determinar la función de respuesta lateral en dosis del detector.

En este trabajo se han analizado las funciones de respuesta de tres de las matrices de uso clínico más extendido (Octavius729, MatriXX y MapCHECK 2) como representativas del conjunto. Para caracterizar de forma ideal la respuesta en fluencia de un detector (F_ψ), se somete éste a un barrido en la dirección de interés mediante un haz de radiación infinitesimalmente estrecho de fluencia unidad. A partir de la función de respuesta en fluencia obtenida se puede determinar la respuesta del detector ante cualquier fluencia como,

$$S(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x', y') F_\psi(x - x', y - y', z) dx' dy' = \psi \otimes F_\psi \quad (2.3)$$

donde \otimes denota la integral de convolución/superposición.

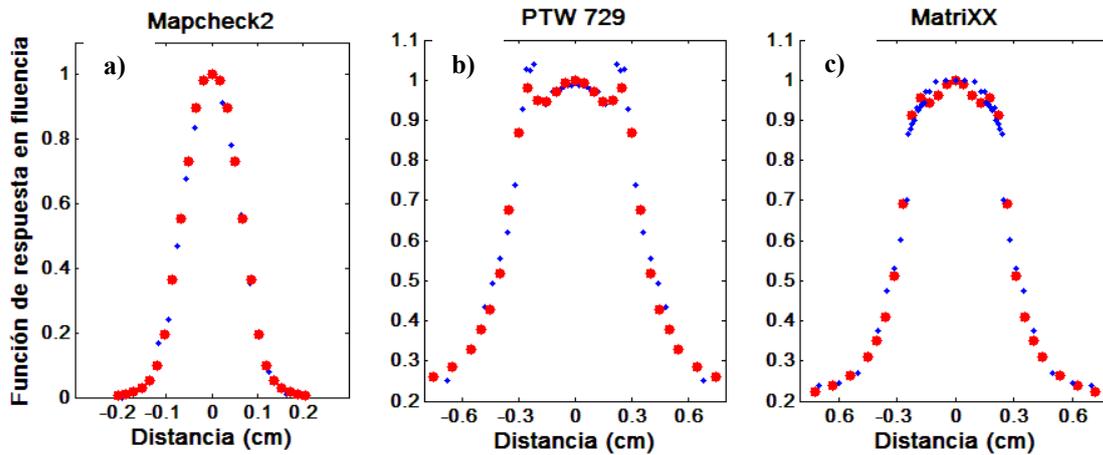


Figura 2. 4. Funciones de respuesta en fluencia medidas en el acelerador Siemens Primus (\cdot) y simuladas por MonteCarlo ($*$) correspondientes a un haz de 6 MV de $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$. La gráfica a) corresponde al MapCHECK 2, la b) al Octavius729 y la c) al MatriXX.

En nuestro caso, este proceso se ha llevado a cabo con un haz de 6 MV de un acelerador Siemens Primus, usando un campo $2 \times 2 \text{ cm}^2$ a cuya salida se han colocado 4 bloques de cerrobend paralelos 2 a 2 y perpendiculares entre sí (Figura 2.3). De esta manera se delimita un campo de $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Para poder barrer el detector con el haz se coloca en una plataforma motorizada que va desplazándolo en pasos de 0.5 mm de forma que un único detector es irradiado. Se emplearon planchas de metacrilato para colocar todos los detectores a profundidad de 5 g cm^{-2} y para que tuvieran retrodispersión suficiente.

El tamaño del haz empleado, $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$, pese a ser muy estrecho no resulta suficiente. Para mejorar el resultado se reproduce todo el experimento con MonteCarlo. En primer lugar se validará el modelado MonteCarlo comparando con la medida experimental. Posteriormente se determinará la función de respuesta mediante MonteCarlo empleando un haz de $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$. En la Figura 2.4 se pueden ver los resultados de la respuesta del diodo del MapCHECK 2 y las cámaras del MatriXX y del Octavius729 al ser irradiados con el haz de $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ en el acelerador, frente a los obtenidos en la simulación de MonteCarlo.

Mediante este método se obtiene la función de respuesta en fluencia. Sin embargo, lo que interesa es conocer la función de respuesta en dosis para así poder determinar la respuesta del detector ante la exposición a una determinada dosis. De esta manera:

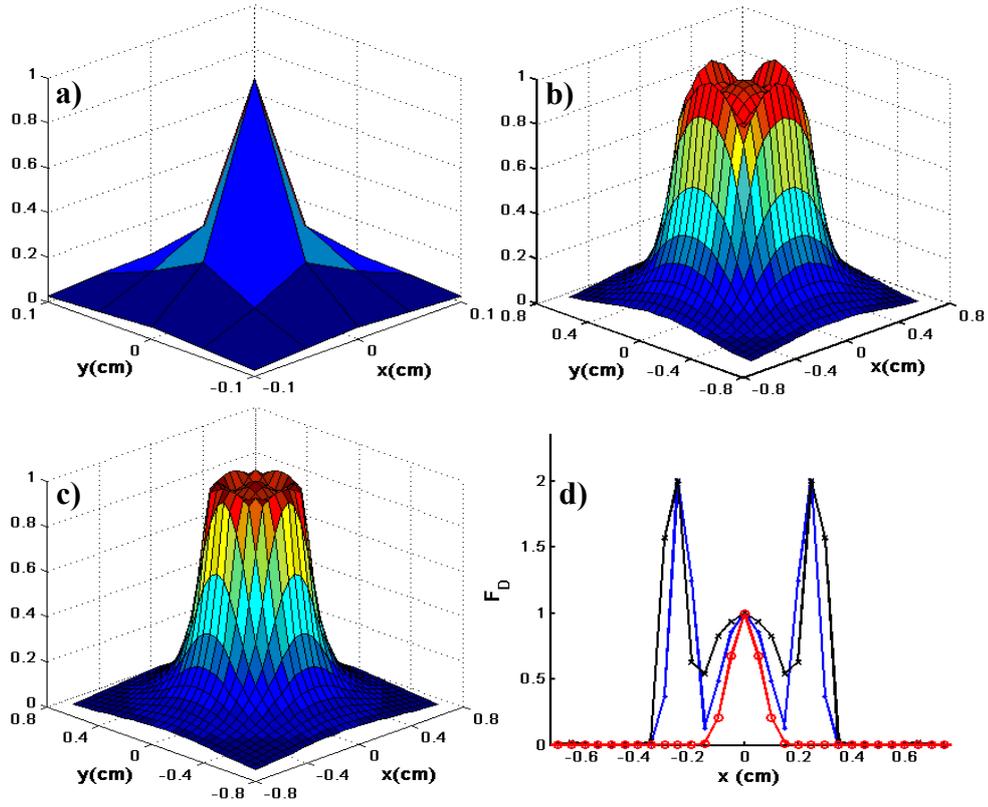


Figura 2. 5. Funciones de respuesta en fluencia calculadas por MonteCarlo para un haz de $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$ de 6 MV en un Siemens Primus de un MapCHECK 2 (a), un Octavius729 (b) y un MatriXX (c). En la gráfica (d) se representan las funciones de respuesta en dosis obtenidas para las tres matrices: (o) MapCHECK 2, (•) MatriXX y (x) Octavius729.

$$S(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} D(x', y') F_D(x - x', y - y', z) dx' dy' = D \otimes F_D \quad (2.4)$$

La dosis depositada en un medio por un haz de fotones cuya fluencia en energía es $\psi(x, y, z)$ es igual a la convolución/superposición de dicha fluencia con un kernel de deposición de dosis que da cuenta de la dispersión de fotones y del transporte de electrones primarios y secundarios en el medio:

$$D(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x', y') K(x - x', y - y', z) dx' dy' = \psi \otimes K \quad (2.5)$$

A partir de las ecuaciones 2.3, 2.4 y 2.5 se tiene:

$$S = \psi \otimes F_\psi \approx \psi \otimes K \otimes F_D = D \otimes F_D \quad (2.6)$$

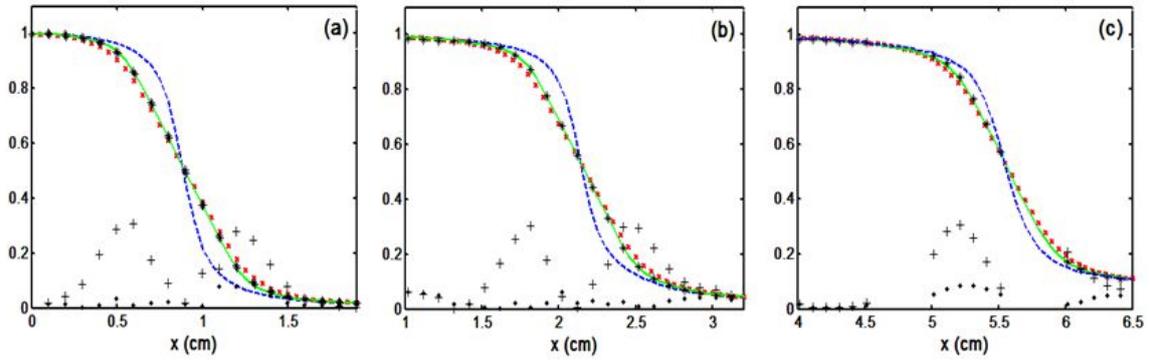


Figura 2. 6. Perfiles correspondientes a $1.8 \times 1.8 \text{ cm}^2$ (a), $4.2 \times 4.2 \text{ cm}^2$ (b), $11.2 \times 11.2 \text{ cm}^2$ (c) medidos con diodo (línea punteada) y matriz Octavius729 (*). Se muestran las respuestas del detector calculadas a partir de F_D (línea sólida) y F_ψ (·). Las diferencias locales para las señales derivadas de F_ψ (+) y F_D (◊) aparecen multiplicadas por 10.

donde

$$F_\psi = K \otimes F_D \quad (2.7)$$

Por tanto, F_D puede obtenerse a partir de la deconvolución de F_ψ y el kernel de deposición de dosis.

Se ha usado el kernel de deposición de dosis presentado en el trabajo de Djouguela y colaboradores (Djouguela et al., 2009):

$$K(x, y, z) = \frac{\lambda(z)}{2\pi} [x^2 + y^2 + \lambda^2(z)]^{-\frac{3}{2}} \quad (2.8)$$

donde se ha usado $\lambda = 1.3 \text{ mm}$ a la profundidad de 5 cm en agua.

Por consiguiente, utilizando el modelo de MonteCarlo previamente validado, se calculan unas nuevas funciones de distribución en fluencia para tamaños de campo de $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$ en lugar de los $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ iniciales. Una vez hecho esto se procede a la determinación de la función de respuesta en dosis del elemento de detección. Los resultados obtenidos pueden verse en la Figura 2.5.

El ancho de la función de respuesta en dosis al 50% del valor máximo (FWHM) es de 0.8 mm para el MapCHECK 2, 5 mm para el MatriXX y 6.3 mm para el Octavius729. Los máximos alcanzados en los laterales de la cámara del MatriXX y del Octavius729

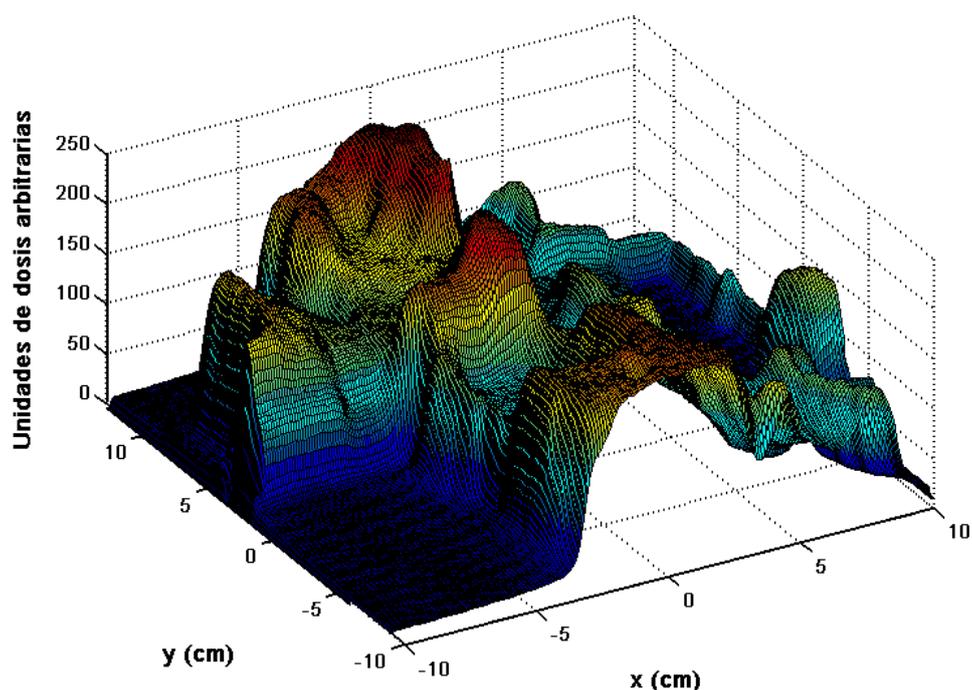


Figura 2. 7. Distribución de dosis correspondiente a campo modulado en intensidad creado en un planificador Pinnacle 8.0 h.

corresponden a los electrones secundarios que se originan en las paredes de separación entre cámaras.

Para comprobar que las funciones de respuesta F_D obtenidas reproducen fielmente la señal del detector, se calcula la señal que proporciona una matriz Octavius729 al medir un perfil característico de radiocirugía a partir de la distribución de dosis medida con un diodo PTW60016 y se compara con la obtenida experimentalmente con el detector. En la Figura 2.6 puede verse, además, que al utilizar F_D en lugar de F_ψ la estimación coincide mejor con la medida experimental.

Para ver la influencia de la función de respuesta del detector se procedió a irradiar un campo de fotones de 6 MV en un Siemens Primus compuesto por 38 segmentos (ver Figura 2.7), con tamaños desde un 1×3 y 0.5×10 cm^2 hasta 5×20 cm^2 . El campo forma parte de un tratamiento en la zona de cabeza y cuello. La irradiación se midió con película radiográfica a 5 cm de profundidad en un maniquí de agua sólida.

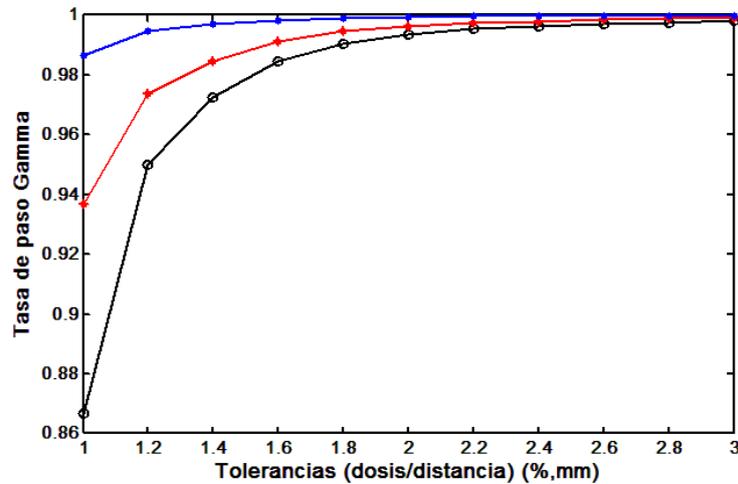


Figura 2. 8. Porcentaje de puntos con índice Gamma <1 para tolerancias que varían entre 1%/1 mm y 3%/3 mm. Medidas realizadas con MapCHECK 2(·), MatriXX(*) y Octavius729 (o).

La distribución de dosis obtenida en la película se convolucionó por la función de respuesta correspondiente a los tres detectores: MapCHECK 2, MatriXX y Octavius729. Esto es equivalente a realizar un conjunto de medidas repetidas con las matrices desplazando el dispositivo en pasos de 0.5 mm. Para la comparación entre el resultado de la película radiográfica y la convolución se empleó el índice Gamma. Se realizó el estudio para distintos pares de valores de tolerancia en dosis y en distancia desde 1%/1 mm hasta 3%/3 mm. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 2.8.

En ellos se puede ver que cuanto menor es la función de respuesta del detector mejor se reproduce la señal original medida por la matriz. No obstante, a pesar de la complejidad, las tasas de paso, incluso para una tolerancia del 1.5%/1.5 mm, están en un 96% para la matriz Octavius729, que es la que presenta una función de respuesta más ancha (FWHM= 6.3 mm).

La alteración de la distribución de dosis debido al tamaño finito del detector puede también abordarse a partir del análisis de señales en función de la frecuencia. En la Figura 2.6 se observa que al efectuar la medida con un detector que presenta un tamaño finito, se produce un suavizado del gradiente presente en la distribución de dosis. La integral de convolución por la función de respuesta para determinar la señal recogida por el detector es equivalente a la aplicación de un filtro pasa-baja en el espacio de frecuencias.

Tabla 2. 2. Frecuencias de corte correspondientes a las funciones de respuesta del MapCHECK 2, del MatriXX y del Octavius729 calculadas como el inverso del tamaño de la FWHM de la función de respuesta.

	Tamaño F_D (mm)	Frecuencia corte (mm^{-1})
MapCHECK 2	0.8	1.25
MatriXX	5	0.20
Octavius729	6.3	0.16

Tabla 2. 3. Frecuencias máximas correspondientes a distintos tamaños de campo en un haz de fotones de 6 MV con filtro aplanador a 5 cm de profundidad. Calculadas a partir del inverso del tamaño de la penumbra comprendida entre el 20% y el 80%.

	Frecuencia máxima (mm^{-1})
2×2	0.27
5×5	0.24
10×10	0.22
15×15	0.22

Cuanto mayor es el detector menor es la fidelidad en el detalle que se registra. Y viceversa, cuanto mayor sea el nivel de detalle correspondiente a la distribución de dosis más información se perderá para un mismo tamaño de detector. Dado un tipo de matriz, a partir de la función de respuesta de sus detectores se puede determinar su espectro en frecuencias. En cuanto a las distribuciones de dosis obtenidas en el planificador, la máxima capacidad de cambio de la señal dependerá de la penumbra de los perfiles del acelerador. En las Tablas 2.2 y 2.3 se muestran las frecuencias de corte para las distintas matrices y la frecuencia máxima dependiendo del tamaño de campo considerado.

Se observa que al medir utilizando el diodo del MapCHECK 2 se puede reproducir con fidelidad la señal del acelerador dado que su frecuencia de corte es mayor que la máxima alcanzable. En el caso del MatriXX y del Octavius729 parte de la información puede perderse pues su frecuencia de corte es inferior a la frecuencia máxima alcanzable por el acelerador. Este hecho ya se observó en la Figura 2.6.

2.2.3. Limitaciones debidas al número de detectores empleado. Distancia de muestreo y factor de llenado

El número de detectores total en una matriz de verificación es limitado. Aumentar este número implica aumentar los costes, requerir una electrónica más compleja, fabricar sistemas más pesados, ... En estas condiciones, es evidente que la densidad de detectores y el tamaño máximo de campo abarcable están interrelacionados. Las matrices que alcanzan un tamaño de campo de $244 \times 244 \text{ mm}^2$ presentan como mínimo una separación intercentros de 7.1 mm. Por otro lado el detector que presenta mayor densidad de elementos, el OctaviusSRS1000, presenta una distancia entre detectores de 2.5 mm en una región de $55 \times 55 \text{ mm}^2$, que sin embargo se degrada fuera de esa región para poder cubrir un $110 \times 110 \text{ mm}^2$.

Para evaluar las limitaciones que se infieren por emplear un número discreto de detectores se procede a analizar la influencia de la distancia de muestreo y del factor de llenado.

2.2.3.1 Distancia de muestreo

La medida de una distribución de dosis mediante una matriz implica la adquisición de un número limitado de muestras. Exceptuando el OctaviusSRS1000 todas las matrices expuestas en la Tabla 2.1 presentan distancias de muestreo uniformes.

La medida (S) de una distribución de dosis (D) por un detector con función de respuesta F_D es igual a la convolución $S = D \otimes F_D$ (Ecuación 2.6). El resultado de muestrear una distribución de dosis con detectores iguales distribuidos en un plano y separados entre sí un espaciado constante (T) puede obtenerse a partir del producto de la señal S por la función peine (Poppe et al., 2007):

$$\Pi(x, y) = |T|^2 \sum_{-\infty}^{+\infty} \sum_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_i, y - y_j) \quad (2.9)$$

donde

$$\begin{aligned} x_i &= iT, \quad i = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \\ y_j &= jT, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \end{aligned}$$

Tabla 2. 4. Distancias de muestreo y frecuencia de Nyquist de matrices planas.

Matriz	Muestreo (mm)	Frecuencia de Nyquist (mm ⁻¹)
Octavius729 (PTW)	10	0.05
Octavius1500 (PTW)	7.1	0.07
MatriXX (Iba)	7.6	0.07
OctaviusSRS 1000 (PTW)	2.5mm/5mm**	0.2/0.1**
MapCHECK 2 (Sun Nuclear)	7.1	0.07

**La distancia de muestreo de 2.5 mm y la frecuencia de Nyquist asociada corresponde a la zona central de 55×55 mm²

$\prod(x, y)$ es una suma de funciones delta en dos dimensiones, en los puntos de muestreo separados una distancia T .

Por el teorema de convolución se cumple que la transformada de Fourier del producto $S(x, y) \times \prod(x, y)$ es igual a la convolución de las transformadas de Fourier de ambas funciones. La transformada de Fourier de la función peine es otra función peine con distancia entre deltas $1/T$. La convolución de la medida por esta función peine genera réplicas de la misma centradas en múltiplos de $1/T$. Una función $S(x, y)$ es muestreada de forma suficiente cuando es posible volver a reconstruir la distribución de partida a partir de la convolución de su transformada de Fourier por el muestreo en el espacio de frecuencias. Esto puede hacerse si la transformada de Fourier de la distribución de dosis no se solapa con las réplicas adyacentes en el espacio de frecuencias. Para ello es necesario que la frecuencia máxima de la distribución de dosis sea menor que $1/2T$ (frecuencia de Nyquist (Nyquist, 1928)). En la Tabla 2.4 se exponen las distancias de muestreo y las frecuencias de Nyquist correspondientes a cada matriz plana.

Para muestrear de manera suficiente, de acuerdo al teorema de Nyquist, distribuciones de dosis de un acelerador tipo Truebeam es necesario una distancia de muestreo de 2.5 mm, es decir, una frecuencia de 0.2 mm^{-1} (Dempsey, Romeijn, Li, Low, & Palta, 2005). No obstante, esto ocurre para los casos más exigentes, volúmenes pequeños y gradientes de dosis muy acentuados. Un porcentaje importante de tratamientos presentará frecuencias máximas más bajas, alrededor de 0.1 mm^{-1} (Poppe et al., 2007). Para poder caracte-

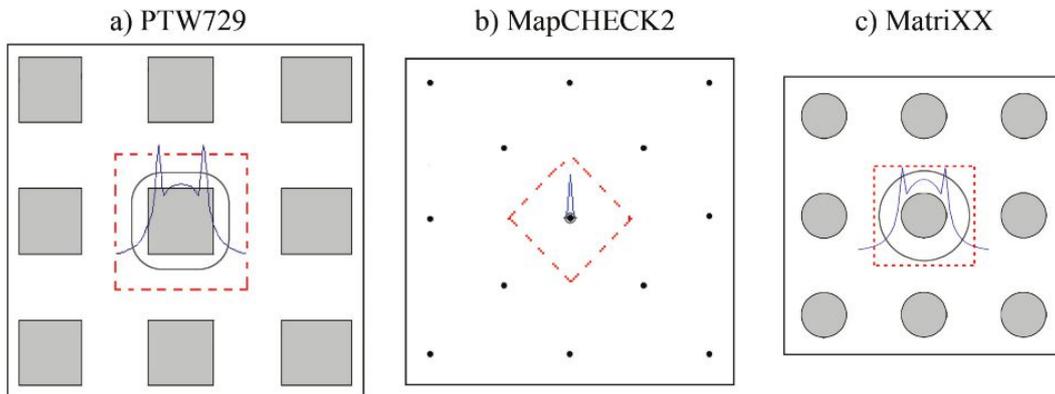


Figura 2. 9. Representación del área efectiva (línea continua) y de influencia (línea discontinua) para las matrices Octavius729, MapCHECK 2 y MatriXX.

rizar estas distribuciones de dosis adecuadamente el muestreo que efectúan las matrices (excepto el OctaviusSRS1000 en la zona central) es insuficiente. Para solucionarlo es preciso repetir la medida desplazando el detector de posición. En el caso del detector Octavius1500 y del MapCHECK 2 se ha introducido un desfase entre líneas consecutivas para que con un único movimiento longitudinal de 5 mm se obtenga una distancia de muestreo regular de 5 mm entre todos los puntos.

La alteración producida en la distribución de dosis por el tamaño finito del detector, suavizando los gradientes al actuar como filtro pasabaja, provoca una perturbación de la dosis medida, pero, por otro lado, esta misma perturbación permite disminuir las exigencias respecto a la distancia de muestreo. Si disminuye la importancia de las frecuencias más altas de la distribución de dosis la intersección entre réplicas en el espacio de frecuencias disminuye y por tanto, la distribución de dosis reconstruida a partir de la medida es más parecida a la original, eso sí, suavizada por el tamaño finito del detector.

Una forma equivalente de visualizar el efecto de función de respuesta y muestreo se puede obtener a partir del factor de llenado.

2.2.3.2 Factor de llenado

El muestreo que realiza la matriz implica que a cada detector le corresponde un área de influencia a su alrededor cuyas dimensiones coinciden con la distancia de muestreo. Por otro lado, la extensión finita de la función de respuesta puede interpretarse como un área

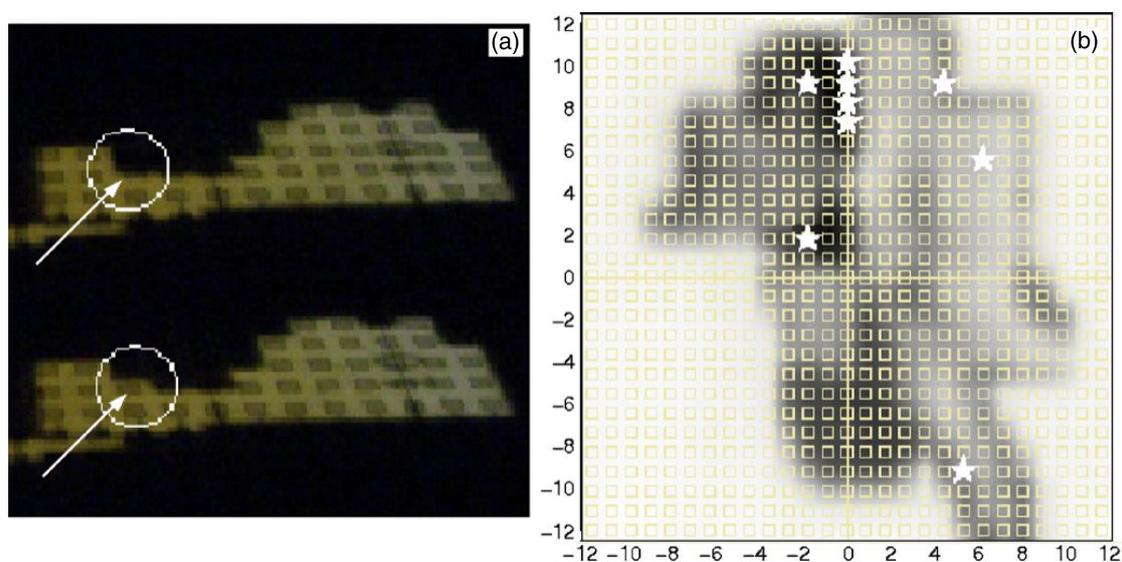


Figura 2. 10. En la figura a) se muestra ejemplo de cambio de posición de lámina. En la figura b) aparecen reflejados los lugares donde se ha producido un cambio en fluencia.

efectiva de medida. La razón entre el área efectiva de medida (definida a partir de la FWHM de la función respuesta) y el área de influencia proporciona el factor de llenado. En el caso del MapCHECK 2, del Octavius729 y del MatriXX el factor de llenado es de 1%, 49% y 55% respectivamente, calculado a partir de las funciones de respuesta obtenidas anteriormente. Cuanto mayor sea esta proporción más sensibilidad presentará la matriz a posibles cambios en fluencia en zonas que no afecten directamente a los puntos de medida. En la Figura 2.9 se muestran el área efectiva y de influencia para cada matriz analizada.

Para estudiar la sensibilidad de las matrices y su relación con el factor de llenado se irradiaron las distintas matrices con el campo de modulación que aparece reflejado en la Figura 2.7. A continuación se repitió la irradiación introduciendo manualmente una serie de errores: desplazamiento de 4 mm de una lámina en cinco segmentos diferentes y variación de 12 unidades de monitor en la fluencia de otro segmento. Los cambios introducidos aparecen en la Tabla 2.5 y se muestran en la Figura 2.10.

Para analizar los resultados obtenidos se compara la medida sin modificar con la modificada para cada una de las matrices y se registran aquellos detectores cuya variación de

Tabla 2. 5. Cambios de fluencia introducidos en la distribución de dosis de la Figura 2.7.

Eje X (cm)	Eje Y (cm)	Unidades monitor	$\Delta D_{\text{máx}}(\text{cGy})$
[-2,-1.5]	[9.5,10.5]	21	6.9
[-0.5,0.5]	[6.5,11.5]	40	19
[5,5.4]	[9.5,10.5]	53	18.42
[7,7.5]	[5.5,6.5]	44	8.2
[-2,-1.6]	[1.5,2.5]	51	15.1
[5.5,5.9]	[-9.5,-10.5]	57	17.9

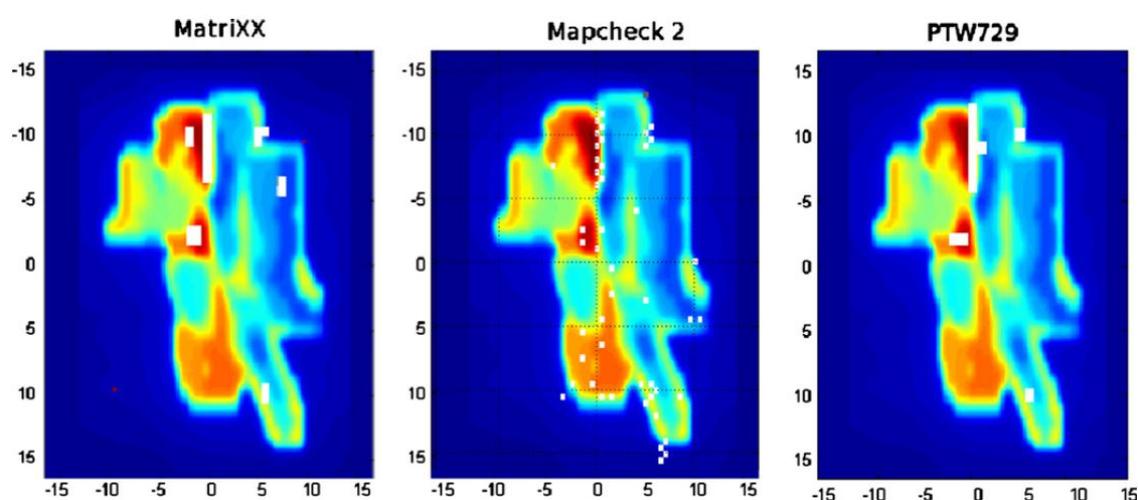


Figura 2. 11. Matrices de dosis donde aparecen señalados como puntos blancos los detectores que han sobrepasado el umbral de detección de 3%.

señal está por encima de un determinado umbral de detección (se realizan varias medidas para cada configuración para comprobar su repetitividad). En la Figura 2.11 se muestran resaltados los detectores que han identificado variaciones superiores al 3%. Se puede observar que en el caso del MapCHECK 2 se detectan desviaciones en lugares donde no han sido introducidos errores intencionadamente. El número de detectores que sobrepasan el umbral de detección varía según el valor que éste tenga. Para analizar la sensibilidad de las matrices se ha procedido a estimar la razón de verdaderos positivos frente al número total de positivos detectados en función del umbral elegido (Figura 2.12).

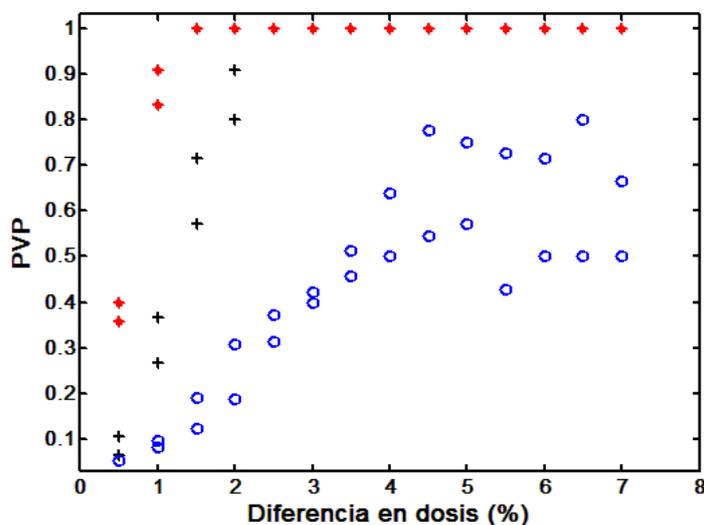


Figura 2. 12. Razón entre verdaderos positivos y número total detectado (PVP) para el MatriXX (*), el Octavius729 (+) y el MapCHECK 2 (o).

Las razones obtenidas son menores en el caso de la matriz de diodos (MapCHECK 2). Por otro lado se observa un rápido decrecimiento cuando el umbral es inferior al 1%, al 2% y al 4% para MatriXX, Octavius729 y MapCHECK 2 respectivamente. La existencia de mayor cantidad de falsos positivos en el caso del MapCHECK 2 es debida a la falta de precisión en la colocación del multiláminas Optifocus del Siemens Mevatron Primus (ronda el milímetro) y a la alta sensibilidad de la medida del diodo debido a su función de respuesta cuasi-puntual (Létourneau et al., 2004). Para comprobar este extremo se irradió un campo de $8 \times 12 \text{ cm}^2$ con 50 unidades de monitor en dos conjuntos de 10 medidas cada uno haciendo coincidir una columna de diodos con las penumbras del campo. Un conjunto fue irradiado de forma sucesiva sin cambiar las posiciones de láminas y el otro reconfigurando las láminas entre medida y medida. Cuando no se cambian las posiciones de las láminas la desviación estándar relativa para los diodos de la penumbra es del 0.5% en las 10 medidas y del 0.9% entre dos las dos medidas que presentan mayor variación. Si las láminas son modificadas entre irradiaciones entonces la desviación estándar del conjunto es de 3.5% y la máxima entre pares de medidas es del 7%. Se comprueba de esta forma que la mayor resolución de los diodos permite la detección de pequeñas desviaciones en la posición de las láminas y por otro lado, puede dar lugar a desviar la atención hacia alteraciones poco significativas.

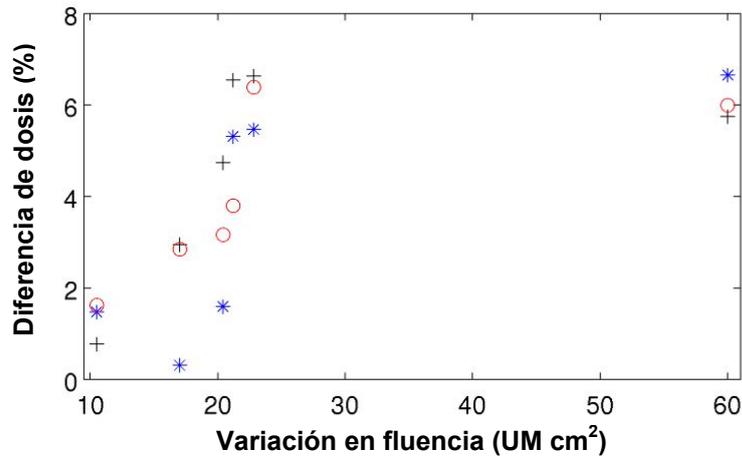


Figura 2. 13. Diferencia en dosis (en %) en función de la variación de fluencia para el Matrixx (*), el 729 (+) y el MapCHECK 2 (o).

Por otro lado, si se analiza la variación en porcentaje de dosis para cada detector en función del cambio de fluencia que lo origina (Figura 2.13) se observa que el MatriXX y el Octavius729 presentan una mayor sensibilidad ante cambios de fluencia debido a que presentan un mayor factor de llenado. El cambio de fluencia se calcula multiplicando el área donde se produce el cambio por el número de unidades monitor.

2.2.4. Limitaciones debidas a la geometría plana de la matriz

Los tratamientos diseñados para los pacientes generan distribuciones de dosis en volúmenes tridimensionales. La verificación de estos tratamientos colapsando todos los haces según una única incidencia tiene las limitaciones ya argumentadas anteriormente (Sección 2.1.1). Para la verificación del tratamiento completo las matrices planas son alojadas en el interior de maniqués (Figura 2.14) y se posicionan encima de la mesa de tratamiento. Al conjunto maniquí más matriz plana, se le efectúa previamente un estudio de TAC sobre el cual se recalcula la distribución de dosis del tratamiento del paciente. Esta distribución de dosis será la referencia respecto a la cual se comparará la medida obtenida en el acelerador con la matriz plana.

Para la verificación de tratamiento completo con una matriz plana deben analizarse las propiedades de isotropía de los detectores. Hay dos formas de corregir esta desviación:

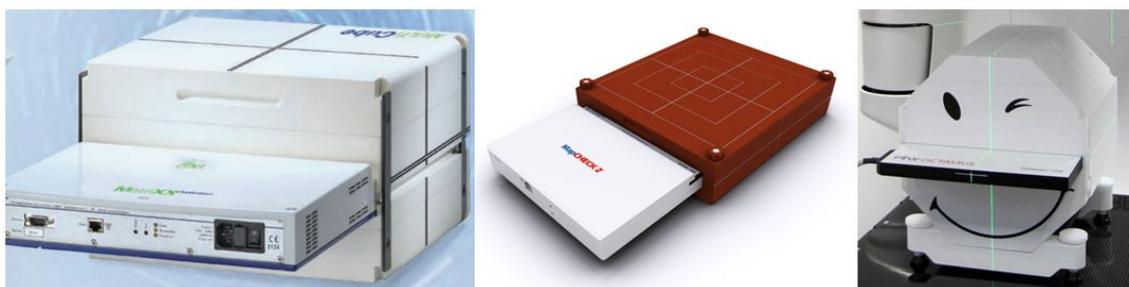


Figura 2. 14. Maniqués para verificación de tratamientos de MatriXX(a), MapCHECK 2 (b) y Octavius729 (c)

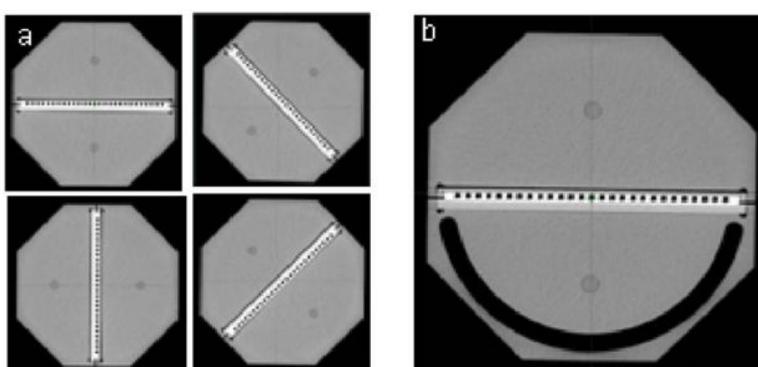


Figura 2. 15. Maniqué Octavius. Versión maciza para el Tac (a) y con cavidad para el acelerador (b) (Van Esch et al., 2007).

- Calcular las desviaciones en función del ángulo y aplicar factores de corrección para cada incidencia. Esto es lo que ocurre en el caso del MatriXX (Boggula et al., 2011) y del MapCHECK 2 (Jursinic, Sharma, & Reuter, 2010).
- Emplear un maniqué para el TAC y otro diferente para la irradiación de manera que las diferencias debidas a la respuesta del detector se compensen con distintos espesores atravesados durante el cálculo y durante la irradiación (Van Esch, Clermont, Devillers, Iori, & Huyskens, 2007). Esta solución la implementa PTW en el maniqué OCTAVIUS II (Figura 2.15).

La verificación del tratamiento completo con una matriz plana no interseca toda la fluencia proveniente del acelerador durante el tratamiento (ver Figura 2.16a). Es preciso repetir la irradiación cambiando la orientación del detector, por ejemplo, de coronal a sagital ó viceversa (Figura 2.16b) para poder incluir toda la fluencia en la verificación.

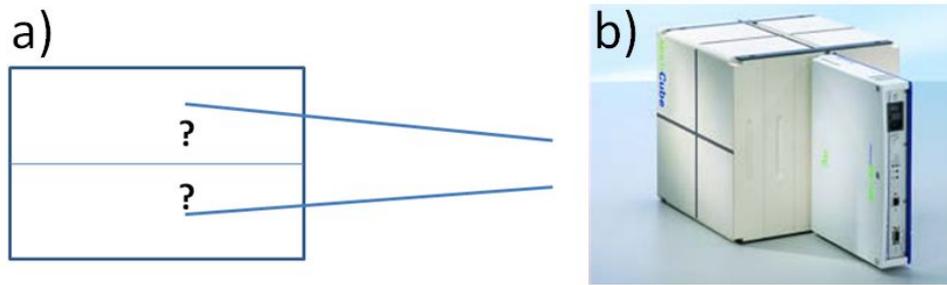


Figura 2. 16.a) Limitación por el hecho de medir en un plano. b) Detector colocado para medir plano sagital y complementar medida coronal.

Si a este hecho se añade la necesidad de combinar medidas en varias posiciones para disminuir la distancia de muestreo la cantidad de tiempo invertida es excesiva y es necesario buscar soluciones alternativas.

2.3. Matrices con otras geometrías

Como alternativa a la disposición en un único plano de los elementos de medida se han llevado a término dos opciones (Figura 2.17):

- Dos planos ortogonales de detectores.
- Detectores distribuidos de forma helicoidal en una superficie cilíndrica.

En ambos casos el objetivo es poder medir toda la fluencia en energía emitida por el acelerador durante el tratamiento completo.

2.3.1. Tipos de matrices

En la Tabla 2.6 se muestran las características de la matriz biplanar (Delta⁴) y la matriz helicoidal (ARCCHECK). En la actualidad ha salido una nueva versión del Delta⁴ conocida como Delta⁴ Phantom+ pero los avances implementados en la misma no afectan a la presente discusión.

La configuración geométrica de cada detector es la siguiente:

- Delta⁴: Cilindro de diámetro 22 cm en cuyo interior están dispuestas ortogonalmente dos matrices planas de detectores. Aunque los planos pueden orientarse de forma sagital y coronal, normalmente se emplean rotados +50° y -40° respec-

Tabla 2. 6. Características de la matriz biplanar y en hélice.

Matriz	Detector	Nº	Vol (mm ³)	Muestreo (mm)	Campo (mm ²)
Delta ⁴ (Scandidos)	Diodo tipo p	1069	1(ϕ) \times 0.05*	10/5	200 \times 200
ARC CHECK(Sun Nuclear)	Diodo tipo n	1386	0.8 \times 0.8 \times 0.03	10	210 \times 210

*Los diodos del Delta⁴ presentan forma de disco.

**La distancia de muestreo de 5 mm corresponde a la zona central de 60 \times 60 mm².

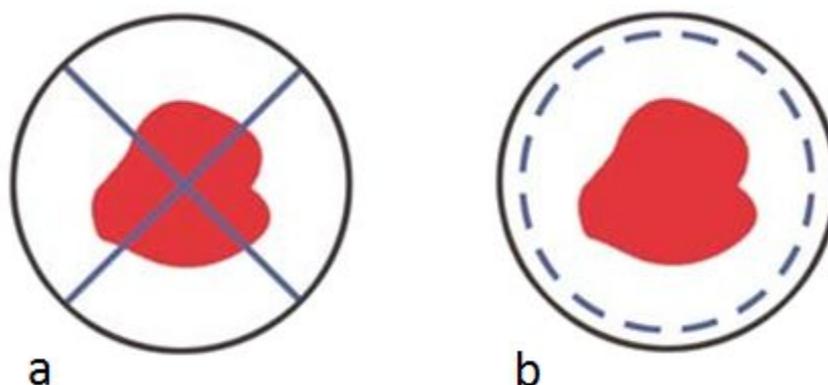


Figura 2. 17. a) Distribución biplanar (Delta⁴) y b) distribución cilíndrica (ARC CHECK).

to al plano sagital. Esta colocación permite que si se rota el detector 180° los planos varíen su orientación respecto a la incidencia de los haces en 10°. Ambos planos presentan la misma distribución: el campo central de 60 \times 60 mm² tiene una distancia de muestreo de 5 mm. El resto de la superficie hasta abarcar 200 \times 200 mm² tiene una distancia de muestreo de 10 mm.

- ARC CHECK: Corona circular de 26.6 cm y 15.1 cm de diámetros externo e interno respectivamente. En su interior se encuentra un matriz helicoidal de diodos de 21 cm de diámetro y 1 cm de paso de hélice. La distancia entre dos diodos consecutivos es de 1 cm.

La verificación de tratamientos completos con estas matrices tienen particularidades que conviene reseñar.

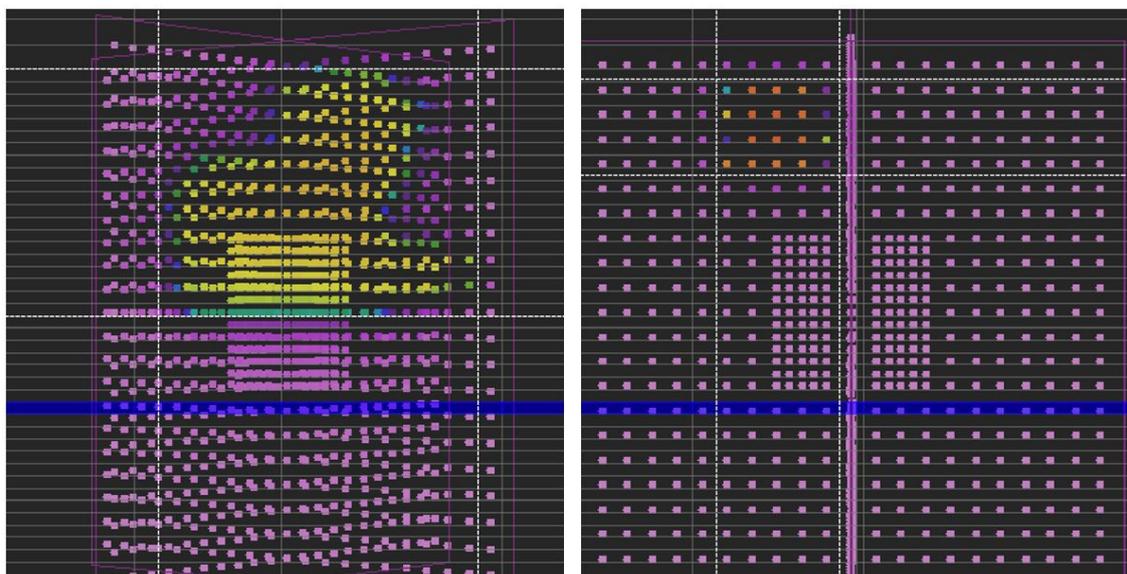


Figura 2. 18. Perspectiva de las matrices de diodos del detector Delta⁴ desde el punto de vista del haz durante la medida de un segmento a 270° (izquierda) y a 50° (derecha).

2.3.2. Verificación 2D con el Delta⁴

La verificación en dos dimensiones del Delta⁴ se lleva a cabo comparando las medidas en los dos planos con la distribución de dosis planificada. Durante la medida el detector se coloca encima de la mesa. Es interesante subrayar que el isocentro no es preciso que esté localizado en el centro del mismo y sólo se requiere que la colocación del cilindro sea paralela al eje de rotación del brazo. Para aumentar la relación señal/ruido el equipo sólo registra medida durante la duración del pulso del acelerador estando la mayor parte del tiempo a la espera. El Delta⁴ precisa de un inclinómetro que indique en todo momento el ángulo del brazo. Los factores de corrección que proporcionan la dosis medida por el diodo tienen en cuenta el ángulo de incidencia del haz y la posición del diodo a lo largo del eje longitudinal del maniquí (Feygelman, Forster, Opp, & Nilsson, 2009). Es posible rotar la mesa hasta un ángulo de $\pm 30^\circ$ durante la verificación del tratamiento.

La disposición de los puntos de medida en dos planos ortogonales conlleva que la distribución de diodos desde la perspectiva del haz varíe notablemente, dando lugar a diferentes características de resolución en función de la dirección de incidencia (Figura 2.18).

El análisis de las dosis medidas en los diodos se basa en la utilización del índice Gamma del conjunto de diodos respecto a la distribución de dosis calculada por el planificador. Es posible combinar medidas con posiciones del detector desplazadas en longitudinal (2.5 mm o 5 mm) para disminuir la distancia de muestreo según esa dirección.

2.3.3. Verificación 2D con el ARCHECK

Para la medida experimental en la superficie helicoidal se coloca la matriz encima de la mesa del acelerador con el isocentro en el centro de la hélice y el eje de la corona coincidente con el eje de giro del brazo. No necesita inclinómetro que indique el ángulo del brazo pues lo determina a partir de los diodos de entrada y salida (inclinómetro virtual). La medida obtenida por cada diodo es convertida a dosis aplicando un factor que depende de la dirección de incidencia del haz y de la posición del diodo respecto al isocentro en ambos casos (Létourneau, Publicover, Kozelka, Moseley, & Jaffray, 2009). Los tratamientos deben verificarse sin rotar la mesa.

La utilización de una matriz helicoidal para la verificación presenta las siguientes características:

- Desde la perspectiva del haz la densidad de detectores presenta poca variación.
- Si el tamaño de campo no es grande el ángulo de incidencia en los diferentes detectores está próximo a la perpendicularidad.
- La existencia de diodos a la entrada y salida del haz dispuestos en hélice mejora la resolución del conjunto.
- El volumen de tratamiento normalmente estará situado dentro de la hélice. No hay detectores dentro del volumen.
- Si los campos no son muy grandes toda la fluencia del acelerador atravesará alguna parte de la matriz con lo cual se tendrá medida de todo el tratamiento.

Para el análisis de la medida en comparación con la distribución de dosis del planificador se emplea el índice Gamma. Debido a que el volumen de tratamiento no está contenido dentro de la matriz la dosis de referencia para la Gamma global debe ser la dosis

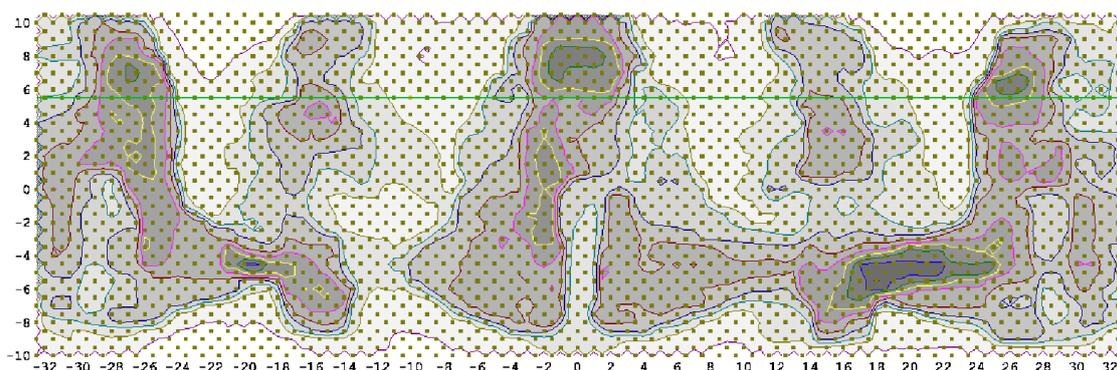


Figura 2. 19. Disposición espacial de los diodos del ARCHECK en un plano y distribución de dosis obtenida correspondientes a la composición de dos medidas desplazadas 5 mm en longitudinal y rotadas entre sí la mitad del ángulo de separación de dos diodos.

máxima registrada en la superficie, lo cual supone una tolerancia en dosis mayor frente al uso de la dosis de prescripción. La distancia de muestreo entre diodos si se extiende la superficie helicoidal es de 10 mm. Existe la posibilidad de mover 5 mm en longitudinal el equipo y rotarlo el ángulo correspondiente a la mitad entre dos diodos consecutivos. De esta forma la distancia de muestreo haciendo dos medidas consecutivas (con y sin desplazamiento) es de 7.1 mm (ver Figura 2.19).

La utilización de cualquiera de estas dos opciones permite reducir los tiempos necesarios para la verificación de los tratamientos frente al uso de matrices en un plano.

2.4. Verificación de tratamiento en tres dimensiones

La comparación a partir de los índices Gamma es una valoración cuantitativa de la similitud entre dos distribuciones de dosis. Como tal, no tiene en cuenta parámetros clínicos relacionados con el tratamiento del paciente que se está verificando. Los trabajos de Nelms y colaboradores han mostrado una falta de correlación entre valores de Gamma mayor que uno y parámetros clínicos importantes como alteraciones en el histograma de dosis volumen, la probabilidad de control tumoral y la probabilidad de complicación en órganos/tejidos sanos (falsos positivos). También, errores importantes en los mencionados parámetros pueden no ser detectados con la comparación Gamma (falsos negativos) (Carrasco et al., 2012; Cozzolino et al., 2014; Nelms et al., 2013; Nelms, Zhen, & Tomé, 2011; Visser et al., 2014).

La comparación de la medida con la dosis planificada en términos de histogramas dosis-volumen implica conocer la distribución de dosis en tres dimensiones derivada de la medida. Si se aplica esto a las matrices es preciso reconstruir dicha distribución de dosis a partir de la medida realizada. Se puede hacer de tres formas diferentes:

- Cálculo de dosis corregida a partir de medida de fluencias.
- Proyección de dosis en un cilindro a partir de rendimientos en profundidad.
- Perturbación de dosis a partir de variaciones registradas para cada incidencia.

En cualquiera de los métodos que se aplique es preciso registrar de forma individualizada segmentos, puntos de control (término empleado para describir los puntos en que se ha dividido un tratamiento mediante arcoterapia) o incidencias para posteriormente reconstruir la distribución de dosis tridimensional.

A continuación, se expone el procedimiento de verificación en tres dimensiones que plantean las distintas matrices.

2.4.1. Matrices planas

Los métodos de verificación en tres dimensiones asociados a las diferentes matrices son:

- COMPASS: MatriXX^{Evolution} y MatriXX^{FFF}
- Octavius4d: Octavius729, Octavius1500 y OctaviusSRS1000
- 3DVH: MapCHECK 2

2.4.1.1 COMPASS

Para poder utilizar COMPASS con MatriXX se coloca éste en un accesorio solidario al acelerador de forma que la matriz está perpendicular en todo momento al eje del haz. Dependiendo del accesorio la distancia puede ser 762 mm o 1000 mm. La primera de las dos es la recomendada por fábrica.

Al ir solidario a la cabeza, el sistema permite la verificación de planes con cualquier giro de mesa pues su posición no le afecta. Tampoco es sensible a los giros de colima-

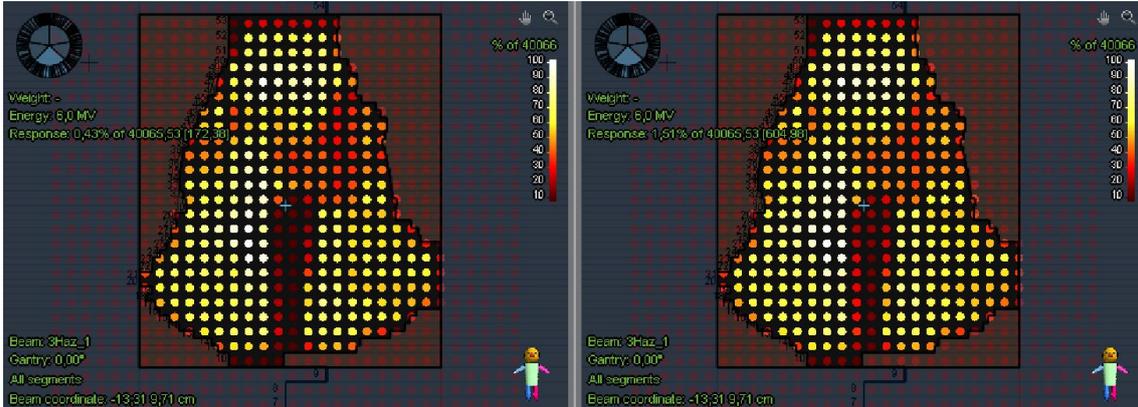


Figura 2.20. Fluencia calculada por el programa COMPASS (izquierda) frente a fluencia medida con el MatriXX (derecha).

por lo que gira solidario con él. No están permitidos desplazamientos de la matriz para mejorar el muestreo.

El programa COMPASS dispone de un motor interno de cálculo de distribuciones de dosis basado en el algoritmo de convolución/superposición de conos colapsados (Ahnesjö, 1989). Una vez modelado el acelerador se puede reconstruir la dosis correspondiente al plan de tratamiento sobre el volumen que se quiera, un maniquí o el mismo estudio de TAC del paciente.

No se puede emplear directamente la fluencia determinada a partir de las medidas debido a la baja resolución de la matriz (ver Figura 2.20). Para obtener una alta resolución en la distribución de dosis en tres dimensiones lo que se hace es modificar la fluencia predicha (ψ_p) por COMPASS a partir de las medidas de las cámaras (Godart, Korevaar, Visser, Wauben, & Van't Veld, 2011). Los pasos a seguir para la reconstrucción de la fluencia son:

- Cálculo de la respuesta del detector (R_p) mediante la convolución por la función de respuesta de la cámara (f_i):

$$R_p = \sum_{i=1}^N R_{p,i} = \sum_{i=1}^N f_i(x, y) \otimes \psi_p \quad (2.10)$$

- Cálculo de la desviación (R_i) para cada una de las N cámaras a partir de la medida de la matriz en cada cámara ($R_{m,i}$):

$$R_i = F_{escala}R_{p,i} - R_{m,i} \quad (2.11)$$

- La fluencia reconstruida para cada segmento se obtiene a partir de la fluencia predicha reescalada y corregida por las desviaciones de cada cámara.

$$\psi_{reconstruida} = F_{escala}\psi_p + \sum_{i=1}^N R_i \cdot k_{\psi_i}(x, y) \quad (2.12)$$

El factor de escala F_{escala} se determina a partir de la relación entre la fluencia medida y la fluencia predicha para la matriz. La corrección en fluencia se hace mediante el producto de la desviación de cada cámara (R_i) por el kernel de corrección que se obtiene a partir de la deconvolución de la función de respuesta de la cámara.

La distribución de dosis calculada por COMPASS a partir de esta fluencia reconstruida se puede comparar utilizando histogramas dosis volumen con la distribución de dosis del planificador (Visser et al., 2014). Las heterogeneidades presentes en el paciente se tienen en cuenta en el proceso de cálculo.

2.4.1.2 Octavius 4d

Esta solución se puede aplicar con las matrices Octavius729, Octavius1500 y OctaviusSRS1000. La matriz se coloca dentro de un maniquí cilíndrico cuyo eje es paralelo al eje del brazo del acelerador y su centro coincide con el isocentro. El maniquí rota de manera síncrona con el brazo, gracias a las indicaciones de un inclinómetro, de manera que el detector siempre se encuentra perpendicular al haz. El maniquí se encuentra encima de la mesa y ésta debe mantenerse a cero grados, no se contempla su rotación.

El sistema adquiere de forma regular cada 200 ms registrando en cada instante la posición del brazo. Para cada adquisición del detector el sistema calcula la distribución de dosis dentro del cilindro. Lo efectúa empleando medidas de rendimiento en profundidad previamente introducidas en el programa para diferentes tamaños de campo (Stathakis, Myers, Esquivel, Mavroidis, & Papanikolaou, 2013). A lo largo de la línea que une cada

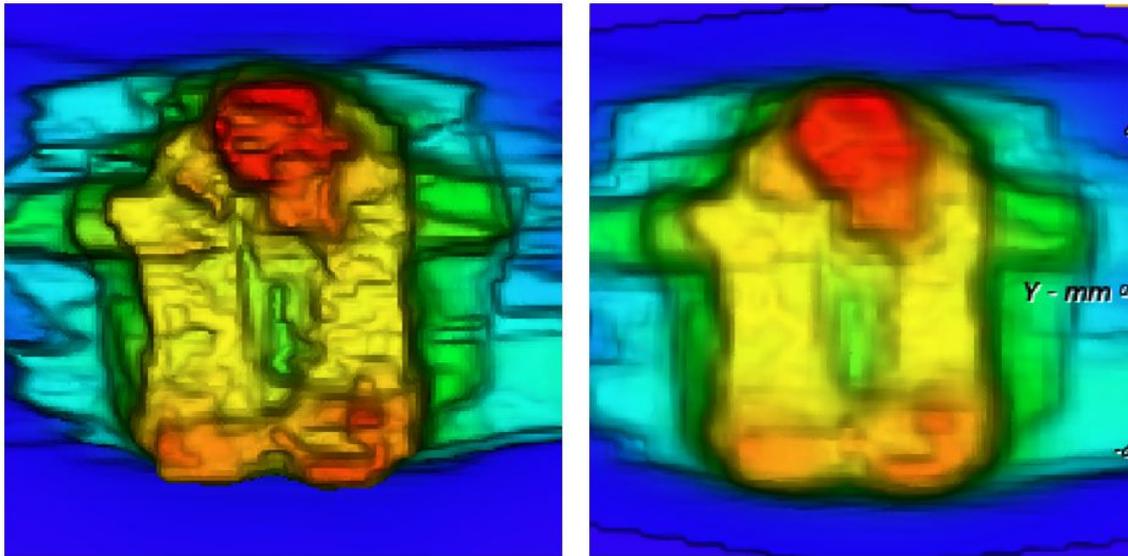


Figura 2.21. Reconstrucción tridimensional de tratamiento en localización de cabeza y cuello. A la izquierda se muestra cálculo de dosis de planificador y a la derecha dosis reconstruida a partir de las medidas del detector Octavius1500 sin desplazamiento para aumentar el muestreo.

cámara con la fuente se calculan las dosis a partir del valor medido por la cámara, el rendimiento en profundidad y correcciones en función de la distancia al eje central (con filtro aplanador (Tailor, Tello, Schroy, Vossler, & Hanson, 1998) y sin filtro aplanador (Georg et al., 2010)). Los resultados obtenidos son interpolados en todo el volumen del cilindro abarcado por las cámaras (cilindro completo-3cm para Octavius729 y Octavius1500 y cilindro de 11cm de diámetro para OctaviusSRS1000). Al terminar de medir el programa integra el resultado correspondiente a todas las adquisiciones permitiendo obtener la dosis final en el cilindro.

Para trasladar el resultado al paciente el procedimiento es equivalente teniendo en cuenta la diferente profundidad efectiva para cada dirección, en función de las densidades electrónicas atravesadas, tanto para la localización del detector como del punto de cálculo.

Para el análisis el sistema emplea la comparación mediante índice Gamma entre la dosis planificada y la dosis medida y los histogramas dosis volumen. La dosis planificada no es convolucionada por la función de respuesta del detector (Figura 2.21). Esto implica, por un lado, un porcentaje menor de puntos con índice Gamma menor que uno debido al

defecto de volumen finito del detector, lo cual no está asociado a ningún problema del tratamiento que se verifica, y por otro lado, que la visualización de los perfiles calculados frente a los medidos no permite discernir la presencia de errores al estar enmascarados por las alteraciones producidas por la cámara. Esto es más importante en el caso del Octavius729 que presenta el volumen de cámara más grande, pero sigue siendo apreciable con el detector Octavius1500 y resulta despreciable en el detector OctaviusSRS1000.

Otra cuestión a tener en cuenta, es que el sistema interpola los resultados obtenidos entre las diferentes cámaras para cada adquisición. El déficit de muestreo que presenta el Octavius729 y en menor medida el Octavius1500 (ver Figura 2.21) contribuye también a una alteración del resultado que afecta, por tanto, a los resultados de la comparación Gamma y a la visualización de los perfiles. El Octavius1500 permite reducir este problema combinando dos medidas desplazadas 5 mm de manera que se obtiene una distancia de muestreo de 5 mm y un factor de llenado del 100%.

En cuanto a la verificación del tratamiento sobre el TAC del paciente, a los problemas citados previamente hay que añadir que la simplicidad del algoritmo desarrollado trae como consecuencia desviaciones en los histogramas dosis volumen que no se corresponden con un problema real en el acelerador. En particular cuando se considera la presencia de heterogeneidades.

2.4.1.3 3DVH

El MapCHECK 2 se puede utilizar acoplándolo mediante un accesorio al colimador ó dejándolo encima de la mesa y forzando todos los giros de brazo a 0°. En cualquiera de los casos los detectores están en el plano de isocentro.

El procedimiento consiste en la verificación incidencia a incidencia del tratamiento. Para cada una de ellas se determinan las diferencias con el cálculo efectuado por el planificador. Los valores correspondientes a puntos situados entre diodos son interpolados por un procedimiento que recibe el nombre de “Smarterpolation”. Este método utiliza la

información del planificador de forma que la zona entre dos puntos de medida presente los mismos gradientes que en la planificación.

Las diferencias registradas para cada haz son retroproyectadas a la distribución de dosis calculada por el planificador mediante un algoritmo conocido como “Perturbación de Dosis Planificada” (PDP) (Carrasco et al., 2012). Este algoritmo, a partir de un modelo físico (que depende del tipo de acelerador, de la energía, y del tipo de MLC), del plan de tratamiento y de las diferencias obtenidas en la medida de cada incidencia, construye un mapa de perturbaciones en el volumen del paciente que aplicado a la distribución de dosis del planificador genera la distribución de dosis en el paciente, y refleja las desviaciones detectadas en la verificación (Zhen, Nelms, & Tomé, 2011).

La distribución de dosis así reconstruida presenta una alta resolución a pesar de que las medidas presentan baja resolución debido a la distancia de muestreo (7.1 mm). La posibilidad de utilizar medidas combinadas para disminuir a 5 mm la distancia de muestreo no está contemplada. Por último, en este procedimiento la responsabilidad del cálculo de dosis en presencia de heterogeneidades recae exclusivamente en la aportación del planificador a la distribución original.

2.4.2. Matrices con otras geometrías

Tanto el Delta⁴ como el ARCCHECK permiten el cálculo de la distribución de dosis en tres dimensiones. El Delta⁴ a partir del programa Delta^{4DVH} y el ARCCHECK a partir de una variante del 3DVH. En ambos casos se emplea la medida experimental utilizada para la verificación en dos dimensiones. Delta⁴ permite utilizar en tres dimensiones una medida combinada con menor distancia de muestreo pero ARCCHECK no.

2.4.2.1 Delta^{4DVH}

Durante el proceso de medida se asocia la información recogida para cada pulso a los diferentes haces y puntos de control del plan previamente introducidos. Para la reconstrucción de la dosis se emplean dos métodos diferentes en función de si la distribución de dosis del tratamiento se hace sobre el cilindro del maniquí o sobre el TAC del paciente. Si la reconstrucción se efectúa sobre el maniquí el procedimiento consiste en

subdividir cada haz (o punto de control si es un tratamiento de VMAT) en un conjunto de microhaces que pasan por los diodos. La dosis calculada por el planificador es reescalada por el valor del diodo a lo largo del microhaz. La suma para cada punto de las contribuciones de todos los haces proporciona la distribución de dosis 3D en el maniquí (Sadagopan et al., 2009).

Para obtener la distribución de dosis en el paciente el proceso consta de dos partes:

- Determinación de la fluencia en energía incidente en el detector a través de optimización iterativa que proporcione la mejor correspondencia posible en todos los diodos entre la dosis medida y la dosis calculada, utilizando para ello el algoritmo de “pencil-beam” (Ahnesjö, 1992).
- Cálculo de dosis sobre el CT del paciente a partir de la fluencia en energía obtenida en el paso anterior. Se emplea para ello el algoritmo de “pencil-beam”.

La baja resolución debida a la distancia de muestreo de 1 cm fuera de la zona central de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ se puede paliar en parte a partir del uso de medidas combinadas con desplazamientos de 5 mm ó de 2.5 mm. Por otro lado, dependiendo de la dirección de incidencia del haz la densidad de detectores varía.

Por último, el cálculo en presencia de heterogeneidades dentro del volumen del paciente emplea el algoritmo de “pencil-beam” que no modela adecuadamente la distribución de electrones secundarios en medios de diferente densidad (Krieger & Sauer, 2005), lo cual puede conducir a errores en la verificación de los tratamientos.

2.4.2.2 3DVH

ARCCHECK adquiere datos cada 50 ms. En cada adquisición almacena el ángulo del brazo. A partir de estas adquisiciones permite reconstruir la distribución de dosis en el volumen del paciente mediante una variante del programa 3DVH. En este caso el algoritmo de perturbación de dosis recibe el nombre de Perturbación de Dosis Planificada con ARCCHECK, ACPDP, (Nelms, Opp, Robinson, & Wolf, 2012). El primer paso consiste en sincronizar la información contenida en el plan de tratamiento con las adquisi-

ciones efectuadas cada 50 ms. A continuación, para cada segmento o punto de control se calcula la distribución de dosis relativa correspondiente a un impulso de fluencia en energía empleando un modelo que tiene en cuenta el tipo de acelerador, el multiláminas y la energía. Para convertir a dosis absoluta la distribución de dosis correspondiente a cada punto de control se escala ésta última en función de la medida de los diodos. Los diodos empleados son los diodos seleccionados tanto a la entrada como a la salida. Los criterios de selección son:

- La dosis del diodo debe ser mayor que el 80% de la dosis máxima registrada a la entrada para los diodos de entrada o a la salida para los diodos de salida.
- El diodo no está en un área donde el cambio en fluencia relativa es mayor que el 10% en 4 mm proyectado en isocentro.

A partir de los diodos a la entrada y a la salida se definen factores de escala que pueden variar al atravesar el volumen entre uno y otro. La suma de las dosis absolutas correspondientes a todos los puntos de control proporciona la distribución de dosis dentro del volumen definido por la hélice. Habiendo partido de una medida de baja resolución se obtiene una distribución de dosis de alta resolución con vóxeles de lado 2 mm.

Con el MapCHECK 2 y el 3DVH se construye un mapa de perturbaciones dentro del volumen del paciente que modifica la distribución calculada por el planificador. Con el ARCHECK y el 3DVH el procedimiento se basa en que si se conoce las diferencias en dosis absolutas dentro de la hélice y éstas son razonables (~10% o menor) entonces resultan muy próximas a las que tendrían lugar dentro del volumen del paciente a pesar de su tamaño y de su forma.

El cálculo de la distribución de dosis corregida dentro del paciente se realiza multiplicando la dosis del planificador en cada punto por un factor de corrección. Este factor se obtiene como la relación entre la dosis reconstruida a partir de las medidas dentro del ARCHECK y la calculada por el planificador para ese mismo volumen en cada punto (Nelms et al., 2012). En base a la descripción del procedimiento la presencia de heterogeneidades depende exclusivamente del cálculo previo realizado por el planificador.

2.5. Conclusiones

La creación de detectores para verificación de tratamientos de pacientes que abarquen un área o volumen extensos a partir de elementos independientes, está restringida por el tipo de elemento seleccionado y un número limitado de recursos. La medida de distribuciones de dosis requiere una alta resolución, lo cual implica una función de respuesta lo más puntual posible unida a una distancia de muestreo reducido. Ante la necesidad de buscar un compromiso se debe valorar el factor de llenado que proporciona la matriz pues incide directamente en la posibilidad de detectar errores.

Los dispositivos basados en cámaras de ionización líquidas en los que se centrarán los capítulos posteriores presentan un adecuado balance entre resolución espacial (del orden del mm) y factor de llenado (pudiendo llegar al 100%) para una correcta verificación de tratamientos radioterápicos.

La verificación basada en dosimetría plana e intercomparación Gamma no es ideal. Se ha demostrado que criterios basados en un porcentaje de puntos que presentan un índice menor que uno pueden conducir a decisiones erróneas. Un método alternativo consiste en la verificación de la distribución de dosis tridimensional, reconstruida a partir de medidas experimentales de un modo similar a la reconstrucción de imágenes médicas. Existen varios métodos que permiten reconstruir la dosis en el volumen del paciente. En todos los casos es necesaria una distribución de dosis de alta resolución. Todas las soluciones planteadas hasta el momento emplean información del planificador (o sistema alternativo en el caso de COMPASS) para conseguir esta matriz de alta resolución excepto la solución OCTAVIUS 4D. En este caso si la matriz sobre la que se aplica presenta una baja resolución (como ocurre con el Octavius729 y en menor medida con el Octavius1500) la perturbación de la medida por el detector dificultará el análisis de la verificación del tratamiento.

Los métodos de dosimetría 3D, necesitando medidas experimentales para la reconstrucción de la distribución de dosis, son también sensibles a las limitaciones de los detectores usados. Aunque en esta tesis no nos hemos centrado en esta nueva metodología de

verificación, el desarrollo de detectores con alta resolución espacial y factor de llenado puede presentar importantes ventajas a la hora de implementar algoritmos de dosimetría 3D.

Capítulo 3

Prototipos basados en cámaras de ionización líquidas

En la introducción se describieron las propiedades principales de los diferentes detectores activos empleados para la medida de dosis en un punto. En el capítulo 2, a partir del análisis de las matrices disponibles comercialmente, se expone la necesidad de utilizar matrices de alta resolución que permitan reconstruir con detalle las complejas distribuciones de dosis que se emplean actualmente. Esta alta resolución requiere tamaños de detector reducidos y distancias de muestreo por debajo de los tres milímetros.

En este sentido, las cámaras de ionización de gas, avaladas por una gran experiencia y fiabilidad, presentan como principal limitación su baja sensibilidad. Debido a esto los volúmenes mínimos empleados rondan los 32 mm^3 (MatriXX^{FFF}). Los diodos, en cambio, son inmejorables en cuanto a sensibilidad se refiere permitiendo elementos de detección claramente inferiores al mm^3 . Sin embargo, la tecnología actual no permite crear matrices de diodos con factores de llenado altos, que como se observó en el capítulo 2 supone una limitación. El diodo, además, al estar basado en silicio presenta importantes dependencias energéticas que deben ser tenidas en cuenta. El diamante presenta en cierto modo pros/contras similares a los diodos, pero además el uso de diamantes naturales resulta muy caro y poco homogéneo, y la síntesis de diamantes sintéticos homogéneos es complicada y dominada por pocos grupos.

La alternativa de emplear cámaras líquidas de ionización basadas en líquidos no polares permite obtener volúmenes de detección inferiores al mm^3 (González-Castaño et al., 2011) con una reducida dependencia energética y una densidad próxima a la del agua (0.69 g/cm^3 en el caso del isooctano frente a $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ del aire en condiciones ambientales ó 2.33 g/cm^3 para el silicio). Otro factor a tener en cuenta es la conjugación de los objetivos que se persiguen en el producto final con las técnicas de fabricación que se pueden emplear. En este sentido, la tecnología de cámaras de ionización líquida, por su sensibilidad y densidad, permite construir matrices con un factor de llenado del 100% de manera que no es posible que se produzca una desviación entre la dosis medida y la calculada sin que sea detectada.

La construcción de una matriz líquida con un número elevado de elementos ha requerido pasar primero por una serie de pasos previos. En primer lugar, se fabricó una matriz lineal de 128 elementos (Pardo et al., 2005), después se construyó un prototipo de matriz rectangular con el mismo número de cámaras ordenadas en 16 filas y 8 columnas (Brualla-González et al., 2012) y finalmente se llega a la fabricación de una matriz con 2041 cámaras líquidas (que denominaremos 2KLIC). En este capítulo se describen cada uno de los prototipos citados. En el capítulo siguiente se abordará su caracterización y aplicación clínica.

Como medio activo hemos usado isooctano no ultrapurificado de la marca Merk, calidad espectroscópica Uvasol, con 99.8% de pureza. Existen otros líquidos no-polares de interés para la dosimetría en radioterapia, como el tetrametilsilano, pero el isooctano presenta las mejores características para este uso (Gago-Arias et al., 2015).

Todos los dispositivos construidos se basan en la tecnología de tarjeta de circuito impreso (PCB). Dos tarjetas de circuito impreso rodean una lámina de líquido no polar. Una de las tarjetas, más sencilla, actúa como plano de alta tensión. La otra, de diseño más complejo, contiene múltiples capas, incluyendo una capa superior segmentada para obtener la geometría buscada del detector, y planos de pistas interiores que llevan la señal recogida hasta la electrónica de lectura. La integridad de la lámina de líquido está garantizada por un espaciador, construido en un material inerte para evitar la contaminación

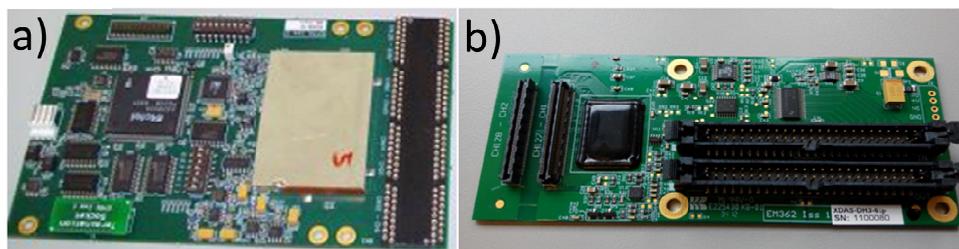


Figura 3. 1. a) Tarjeta XDas-V1. B) Tarjeta XDas-V2.

del líquido. En todos los prototipos construidos el espesor de este espaciador, y por tanto de la lámina de líquido, es de 0.5 mm.

Otro elemento común a todos los diseños es el uso de la electrónica de lectura XDas (SensTech Ltd, UK), basada en el ASIC (circuito integrado de aplicación específica) Xchip desarrollado por CCLRC (“Council for the Central Laboratory of the Research Councils”). Se trata de un sistema electrónico de alta sensibilidad, linealidad y estabilidad, adecuado para la medida de pequeñas cargas como las producidas en estas aplicaciones. El tiempo de integración puede ajustarse entre 0.01 ms y 50 ms (versiones más modernas) o 500 ms (versiones más antiguas). Su sensibilidad también puede ajustarse (2 niveles en las tarjetas más antiguas, 8 niveles en las más modernas). La sensibilidad típica utilizada es de aproximadamente 4000 cuentas de ADC por pC, y el rango dinámico del dispositivo es de 65536 cuentas de ADC (16 bits). El tiempo muerto tras el reinicio después de cada adquisición es despreciable para nuestra aplicación ($\sim 1 \mu\text{s}$). El

Tabla 3. 1. Especificaciones tarjeta XDas-V1 y XDas-V2.

	XDas-V1	XDas-V2
Período de integración	0.01 ms a 0.5 s	0.01 ms a 50 m s
Sub-muestras	256 máximo	4 máximo
Razón señal ruido	30000:1	30000:1
Velocidad de lectura	5 MB s ⁻¹ máximo	5 MB s ⁻¹ máximo
No linealidad	<0.1%	<0.1%
Conversión A/D	14 bit	14 bit
Salida de datos	16 bit	16 bit
Dimensiones	101 mm x 164 mm	51 mm x 114 mm

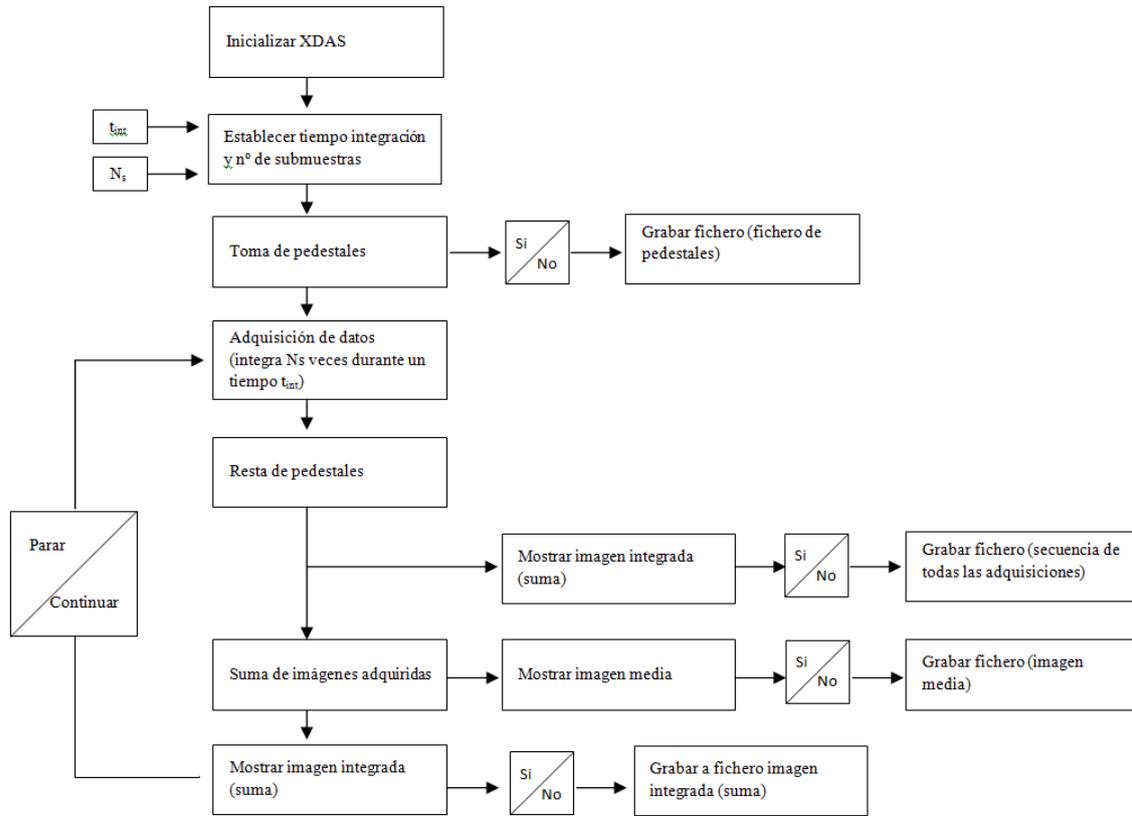


Figura 3. 2. Diagrama de flujo del programa de control/adquisición.

sistema es modular. Cada tarjeta XDAS tiene 128 canales de lectura y se pueden conectar hasta 63 tarjetas en serie, proporcionando un máximo de 8064 canales de lectura. Las principales características del sistema XDAS se muestran en la Tabla 3.1. La Figura 3.1 muestra los dos tipos de tarjetas XDAS usadas en estos prototipos.

El conjunto de tarjetas es controlado por una tarjeta procesadora, y la comunicación con el sistema (entrada/salida de datos) se realiza a través de una tarjeta Ethernet. La entrada/salida de datos es por tanto vía Ethernet, y va conectada a un ordenador a través del cual se realiza el control del sistema y la adquisición de datos (en los modelos más modernos, en las versiones más antiguas se usaban los puertos serie y paralelo).

El software de control/adquisición de los dispositivos se ha desarrollado siempre en LabView (National Instruments, USA). LabView permite un fácil manejo de entrada/salida de datos, y una implementación sencilla de elementos gráficos. En la Figura 3.2 se muestra un esquema sencillo del diagrama de flujo del programa de con-

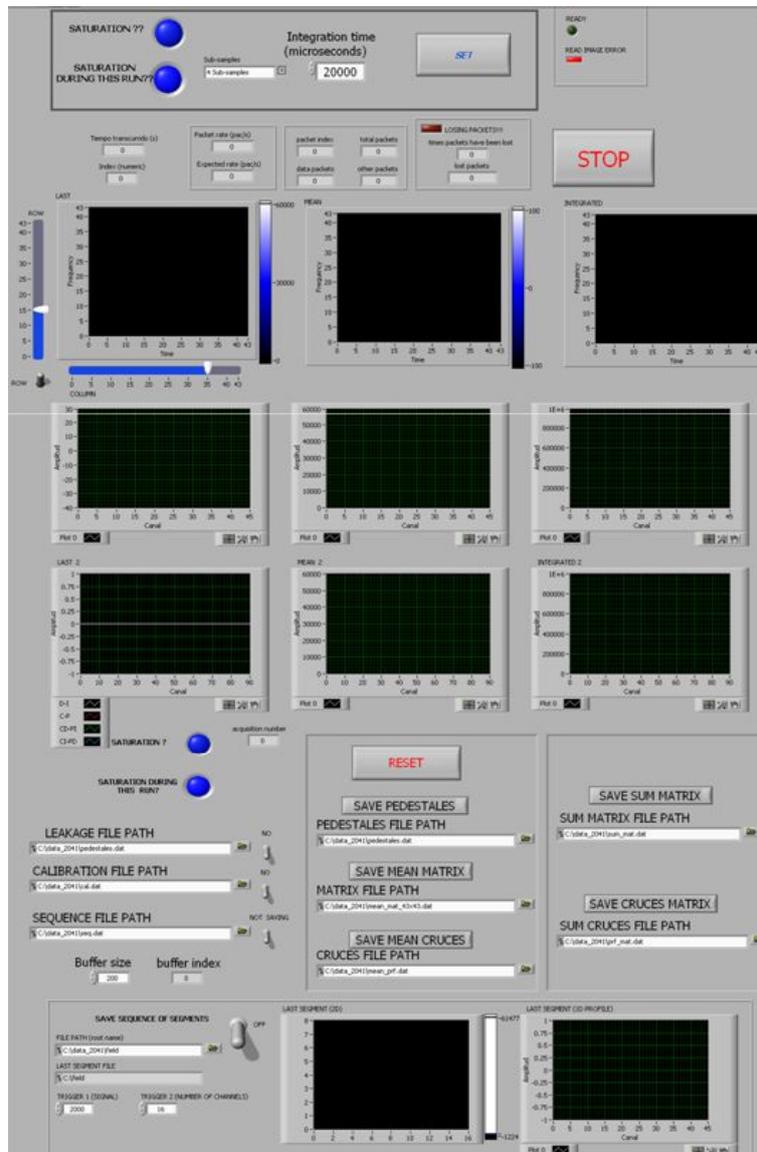


Figura 3. 3. Programa de control y adquisición de datos. 1.- Selección parámetros, 2.- Visor medida 2D, 3.- Visor perfiles, 4.- Control acción y archivado, 5.- Registro de secuencia de segmentos.

trol/adquisición. Las partes básicas del software incluyen la definición de los parámetros de operación, la adquisición de datos, sustracción de nivel de base (pedestal), reordenación de datos en base a la geometría del detector (mapeado), y la visualización y salvado de la señal instantánea, promedio y suma. Otras rutinas más avanzadas, específicamente diseñadas para determinas adquisiciones (como por ejemplo la detección automática y salvado individual de los segmentos individuales que conforman un campo de IMRT)

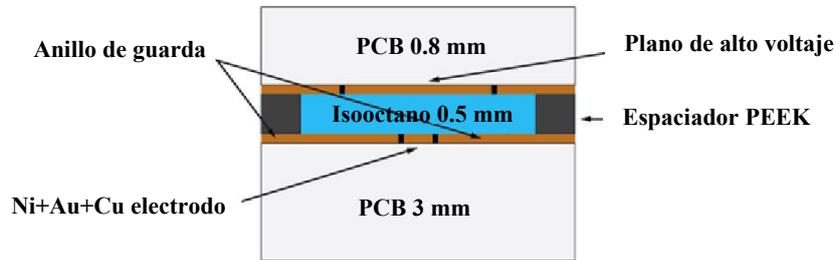


Figura 3. 4. Sección transversal de la matriz lineal.

también están incluidas en este software. La Figura 3.3 muestra una imagen a modo de ejemplo de la interfaz gráfica del software de control/adquisición. Además, el software puede compilarse para crear una aplicación independiente que puede ser usada en otros equipos que no dispongan de LabView.

3.1. Matriz lineal de 128 elementos

La matriz lineal consta de 128 cámaras líquidas de ionización (píxeles), dispuestas a lo largo de una línea. Cada píxel tiene un área de $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$, y no hay áreas muertas entre píxeles: la matriz cubre por tanto una longitud de 21.76 cm. Su funcionalidad es la adquisición con alta resolución espacial de perfiles de campos de radioterapia, en línea con la aplicación de otros sistemas desarrollados (Martens, De Wagter, & De Neve, 2001).

Presentaremos aquí en detalle la estructura de este dispositivo, pues comparte muchas similitudes con la matrices 2D. La matriz se construye con dos tarjetas de circuito impreso. La PCB superior, de 0.8 mm de grosor, contiene el plano de alta tensión. Éste, de 10-15 μm de grosor, es de Cu+Ni+Au y está conectado al alto voltaje. El oro, la capa más externa, es el que está en contacto con el líquido debido a que no presenta oxidación, la cual podría contaminar el líquido. Sus dimensiones, $250 \times 15 \text{ mm}^2$, son más grandes que el área sensible para garantizar la uniformidad del campo eléctrico en el volumen activo (Figura 3.4).

La tarjeta inferior consta de 4 capas (Figura 3.5). La capa anterior de esta tarjeta contiene un electrodo subdividido en 128 segmentos que constituyen el ánodo. También están

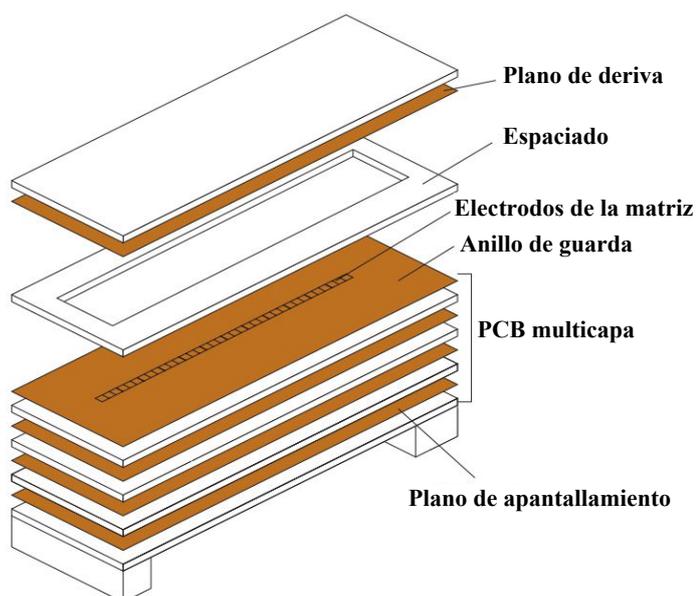


Figura 3. 5. Estructura de la matriz lineal de 128 píxeles. PCB superior con plano de alto voltaje, espaciador y PCB inferior de 4 capas con electrodo segmentado en 128 píxeles.

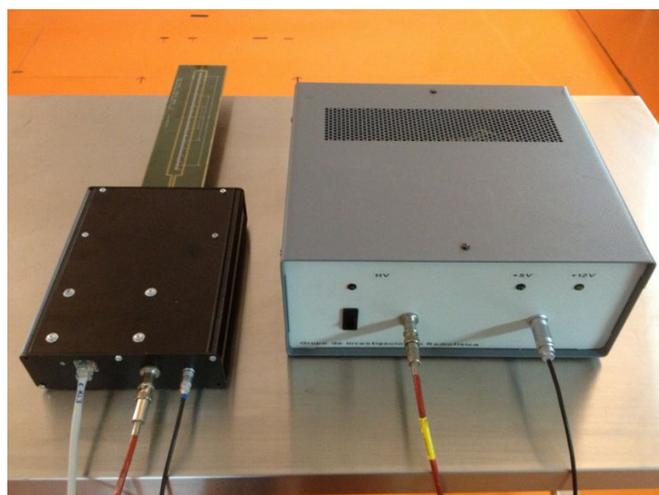


Figura 3. 6. Matriz lineal con la fuente de alimentación.

hechos de Cu+Ni+Au. Cada elemento tiene un área de $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ y constituye una cámara de ionización líquida. Alrededor se dispone un anillo de guarda polarizado a +2V para evitar corrientes de fuga y contribuir a la homogeneidad del campo eléctrico en el volumen de colección. La distancia de centro a centro entre cámaras consecutivas es de 1.7 mm resultando un longitud efectiva correspondiente a los 128 elementos de 21.76 cm. Las dos capas interiores contienen pistas de cobre por las cuales se transmite

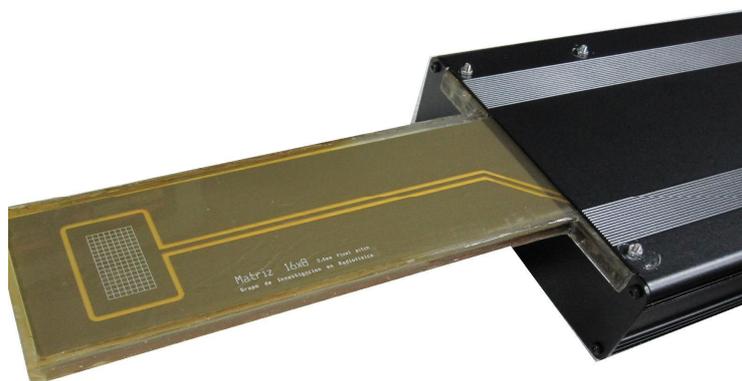


Figura 3. 7. Matriz plana de 128 elementos.

la carga eléctrica debida a la ionización producida en la matriz (64 pistas en cada cara) hasta la electrónica de lectura situada en un extremo de la matriz. En la capa posterior se han depositado 35 μm de cobre para apantallar las pistas frente a interferencias de campos electromagnéticos externos.

Entre las dos PCB's se coloca un espaciador de poliéter éter cetona ("PEEK"). La distancia de separación es de 0.5 mm con lo cual el volumen nominal resultante de las cámaras es de 1.4 mm³. En la parte central donde están los electrodos el espaciador está hueco (Figura 3.4) y es ahí donde se aloja el isooctano.

Para el pegado de las diferentes partes se emplea Araldite, una resina no conductora resistente a la interacción química con el líquido y a la radiación.

La tarjeta electrónica de lectura se aloja en una caja metálica en un extremo del detector que la protege de ruido electromagnético externo y de la radiación externa, tal y como se observa en la Figura 3.6. El modulo de alta tensión, y la fuente de alimentación se alojan en una caja metálica separada del detector. El alto voltaje y las fuentes de alimentación son transmitidos mediante dos cables al detector (Figura 3.6).

3.2. Matriz plana de 128 elementos

Ésta matriz 2D constituye un prototipo a escala de matriz de alta resolución diseñada para la medida de tratamientos con campos pequeños, particularmente en radiocirugía.

Consiste en dos tarjetas de circuito impreso, siendo el espesor de la tarjeta superior de 0.15 mm y de 0.47 mm el de la tarjeta inferior. Han sido fabricadas a partir de fibra de vidrio con resina epoxi. Están separadas entre sí por un espaciador de grosor 0.5 mm hecho a partir de G10. La tarjeta superior contiene al plano de alto voltaje y la tarjeta inferior es una tarjeta multicapa que contiene al ánodo segmentado en 128 píxeles de $1.8 \times 1.8 \text{ mm}^2$ siendo la distancia entre centros de 2 mm. El área efectiva de cada píxel es por tanto de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ y los píxeles están organizados en 8 filas x 16 columnas (Figura 3.7) resultando un área efectiva total de $3.2 \times 1.6 \text{ cm}^2$.

El detector se encuentra embutido entre dos planchas de 5 mm de polimetilmetacrilato que dotan al conjunto de rigidez mecánica. La tarjeta electrónica de lectura se encuentra en una caja situada en el extremo del detector que la protege de interferencias y radiación dispersa. La señal que genera es transmitida al ordenador mediante un cable de Ethernet. El alto voltaje y las tensiones de alimentación son suministrados por un módulo localizado en una caja metálica aparte que se conecta mediante un cable de alta tensión y otro de baja al detector (Figura 3.8).



Figura 3. 8. Matriz plana con su fuente de alimentación.

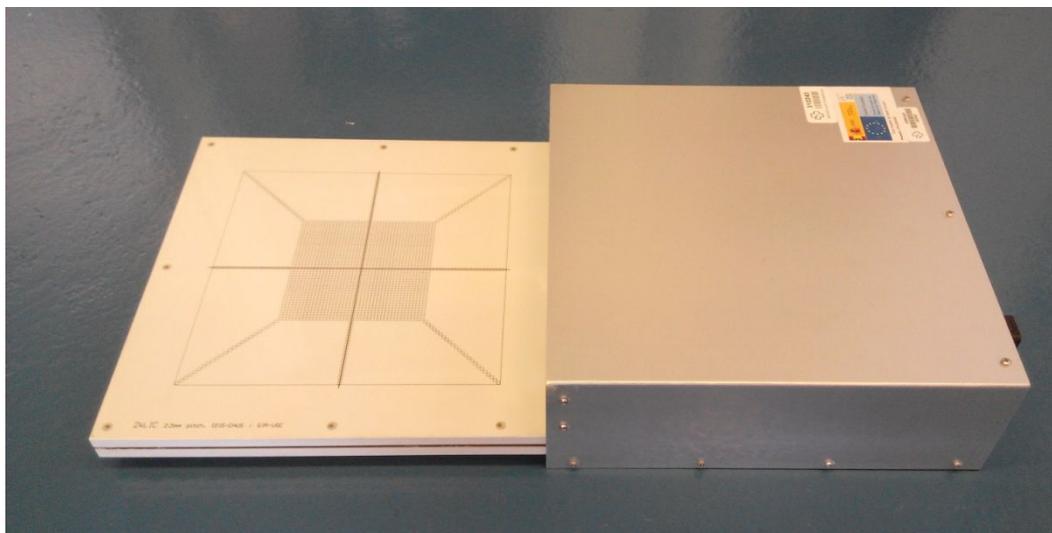


Figura 3. 9. Vista general de la matriz plana 2KLIC.

3.3. Matriz plana de 2041 elementos: 2KLIC

Esta matriz ha sido concebida para la verificación de tratamientos de pacientes y para medidas en radioterapia con alta resolución. El objetivo para su diseño ha sido proporcionar la distancia de muestreo requerida para reproducir con fiabilidad los tratamientos de pacientes, incluidos los más exigentes, y proporcionar un factor de llenado del 100%. La matriz contiene 2041 cámaras líquidas, el número de elementos más alto empleado hasta la fecha en matrices de verificación de tratamientos de pacientes. Las Figuras 3.9 y 3.10 muestran una foto y el diseño del dispositivo respectivamente.

La matriz presenta una geometría plana, y se construye nuevamente a partir de dos tarjetas de circuito impreso que se hayan separadas por un espaciador de 0.5 mm de espesor, en cuyas cavidades se introduce el isoootano. Las PCBs se rodean de dos planchas de 1 cm de agua sólida RW3 para proporcionar rigidez mecánica y evitar la deformación del espaciado entre los electrodos.

La tarjeta superior contiene el plano de alto voltaje. La tarjeta inferior es una PCB multicapa con 6 capas. La capa inferior de esta PCB actúa como apantallamiento, y las 4 capas centrales contienen micropistas que llevan la señal de lectura a las tarjetas

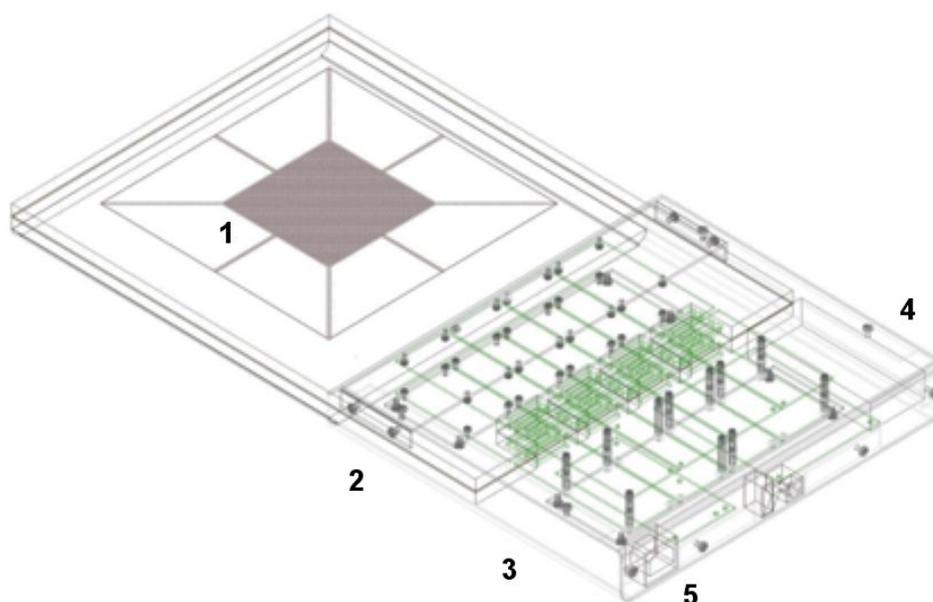


Figura 3. 10. Diseño de la matriz 2KLIC: zona activa (1), tarjetas XDAS (2), tarjeta procesadora y ethernet (3), módulo de alta tensión (4) y salida ETHERNET (5).

electrónicas. En la Figura 3.11 se muestra un ejemplo del diseño de una de estas capas de micropistas. En la capa superior de la PCB se encuentran los electrodos que constituyen el ánodo. El área efectiva de cada celda de detección es de $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ resultando un volumen de detección de 3.1 mm^3 . En la zona central de la matriz las celdas están dispuestas en una cuadrícula de 43×43 y abarcan un área de $107.5 \times 107.5 \text{ mm}^2$. Se han colocado también cámaras líquidas prolongando las mediatrices y diagonales del cuadrado central hasta definir un cuadrado externo de 22.7 cm de lado (Figura 3.9 y 3.10). Pueden medirse, por tanto, perfiles en las direcciones longitudinal y transversal en una distancia de 22.7 cm cada 2.5 mm y perfiles diagonales en una distancia de 32.1 cm cada 3.5 mm.

La electrónica de lectura está en un extremo de la matriz en el interior de una caja metálica anexa que proporciona apantallamiento frente a interferencias y blindaje frente a radiación dispersa (Figuras 3.9 y 3.10). En el interior de la misma caja se encuentran, además, la tarjeta procesadora, la tarjeta de comunicaciones Ethernet, la fuente de alimentación y el generador de alto voltaje.

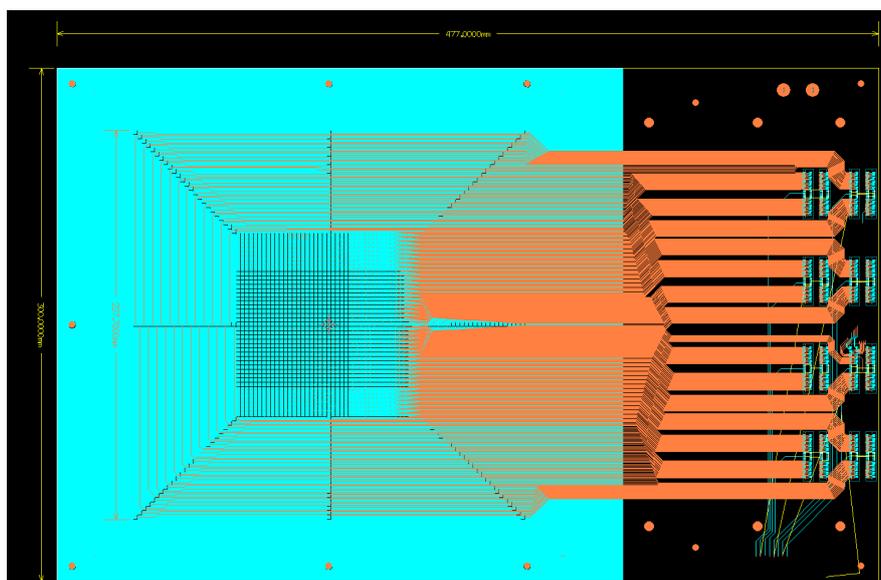


Figura 3. 11. Plano de pistas de la matriz 2KLIC.

La electrónica de lectura está constituida por 16 tarjetas. El generador de alto voltaje es un módulo CAEN con salida variable, que puede proporcionar un tensión de hasta 2100 V. En este caso, para minimizar los efectos de recombinación, el voltaje de operación fijado fue de 1500 V.

La matriz incluye también 7 diodos, situados en la PCB y próximos a la zona de la electrónica, que completan los 2048 canales de lectura. Dicho diodos monitorizan la dosis recibida por la electrónica de lectura.

El conjunto total tiene unas dimensiones de $62 \times 31.7 \times 10 \text{ cm}^3$, siendo el espesor en la zona de detección $\approx 2.2 \text{ cm}$.

Capítulo 4

Caracterización y aplicación clínica de los prototipos

4.1. Matriz lineal de 128 elementos

La caracterización de este prototipo ha sido profusamente descrita y analizada en trabajos previos (Pardo et al., 2005; Pardo-Montero, 2006) y no se abordará en este capítulo. Los resultados de la caracterización fueron sin embargo similares a los obtenidos para la matriz 2D que se presentará a continuación.

En este trabajo se ha hecho uso de la matriz durante la etapa de evaluación del modelo de un acelerador 2100C de la firma Varian (Varian Medical Systems, Palo Alto, California). Este acelerador se encuentra en el Hospital General de Elche_ERESA. Está equipado con un multiláminas Millenium que dispone de 60 pares de láminas. Los 40 pares de láminas centrales tienen un espesor en el plano de isocentro de 0.5 cm. Las 20 restantes presentan un grosor de 1 cm. Las energías de haces de fotones disponibles son 6 y 15 MV y el acelerador tienen habilitada la posibilidad de irradiar cuñas dinámicas.

El modelo que se verifica ha sido llevado a cabo en la versión 8.0h del planificador ADAC PINNACLE (Philips Healthcare). El algoritmo empleado por este planificador para el cálculo de distribuciones de dosis es el de convolución/superposición de conos

colapsados (Mackie, Bielajew, Rogers, & Battista, 1988; Mackie, 1985; Papanikolaou, 1993).

Las medidas experimentales con la matriz LIC se han intercomparado con medidas con película radiográfica. Se ha utilizado RGF Kodak EDR2 (Kodak Rochester, NY, USA). Todas las películas han sido irradiadas en su sobre perpendicularmente al haz. Las películas se revelaron usando un procesador Kodak X-Omat con químicos X-Omat habituales. Se han escaneado en un escáner AGFA ARCUS 1200 usando una resolución espacial de 3 puntos por milímetro. La calibración de la película se ha hecho a 90 cm de distancia superficie y una profundidad de 10 cm. La curva de calibrado ha sido hecha a partir de campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ con dosis diferentes, habitualmente en el rango de 50 a 200 cGy.

4.1.1. Aplicación de la matriz lineal

El conjunto de medidas para la evaluación de un modelo de acelerador en un planificador es amplio y variado tal y como se recoge en diversos protocolos internacionales (Fraass et al., 1998; IAEA, 2004; Mijnheer, Olszewska, & Fiorino, 2004). Para la realización de este trabajo se ha seleccionado un subconjunto del total de las pruebas de evaluación en las cuales se saca partido de las altas prestaciones en resolución, tiempo de respuesta, y reducida dependencia en energía de la matriz lineal. En particular se ha utilizado en la verificación del cálculo de cuñas dinámicas, del modelado del multiláminas y de campos con modulación en intensidad.

Para la comparación entre cálculos del planificador y las medidas hechas con la matriz lineal y/o la película radiográfica se ha empleado el método Gamma con una tolerancia en dosis y en distancia de 2% y 2 mm respectivamente. El criterio para considerar que dos distribuciones son coincidentes es que el porcentaje de puntos con $\gamma < 1$ es mayor del 95%. La comparación entre el sistema de planificación y la matriz lineal requiere interpolación, especialmente en las zonas de alto gradiente. En esas situaciones la distribución de dosis del planificador fue interpolada linealmente para evitar efectos de discretización en el test Gamma.

Tabla 4. 1. Condiciones experimentales de las medidas.

Prueba	Energía	DFS*	Profundidad (cm)	Campo (cm ²)
Cuña simétrica (60°)	6 MV y 15 MV	90	Máximo, 5, 10 y 20	5×5 10×10 20×20
		100	5 y 10	5×5 10×10
Cuña asimétrica (60°)	6 MV y 15 MV	90	10	(X1:-2 X2:12) (Y1:-4 Y2: 12)
Interrupción cuña dinámica	6 MV y 15 MV	90	10	20×20

*DFS: Distancia Fuente Superficie

En todas las configuraciones experimentales el maniquí empleado es un maniquí cúbico de 30×30 cm² de agua sólida RW3 que se coloca directamente sobre la mesa del acelerador. Para el cálculo en el planificador se hizo un TAC del maniquí sobre el cual se calcularon las distribuciones de dosis.

4.1.1.1 Cuñas dinámicas

El acelerador Varian 2100 C permite la administración de cuñas dinámicas. Esta técnica consigue distribuciones de dosis en forma de cuña mediante el movimiento controlado por computadora de las mordazas del colimador al mismo tiempo que varía la tasa de dosis.

Para comprobar que el planificador reproduce fielmente las dosis administrada por la cuña se han comparado los perfiles obtenidos para 6 y 15 MV, distintos tamaños de campo (10×10 cm² y 20×20 cm²) y varias profundidades (profundidad del máximo, 5, 10 y 20 cm). Se han añadido también medidas de campos asimétricos con cuña dinámica. Se ha verificado, además, que en caso de interrupción de la cuña dinámica el acelerador es capaz de reproducir el tratamiento previsto a partir del punto en que se encontraba. En la Tabla 4.1 se muestran las condiciones en que se han efectuado las distintas medidas. El ángulo seleccionado en todos los casos es 60° debido a que los ángulos menores que 60° se pueden obtener mediante la combinación con un campo de igual tamaño sin cuña. De los 34 perfiles citados sólo en 9 casos hay puntos con índice Gamma>1. En la Tabla 4.2 aparecen reflejados estos casos con el porcentaje de puntos con índice Gamma<1 y el valor máximo del índice Gamma que presentan. En cuanto a la interrup-

Tabla 4. 2. Resultado del análisis Gamma para verificaciones de cuñas virtuales.

Tipo	Energía	DFS(cm)	Prof.(cm)	Campo	% $\gamma < 1$	γ máx.
Cuña sim. (60°)	X6MV	90	1.3	20×20	98.4	1.2
Cuña sim. (60°)	X6MV	90	10	20×20	98.4	1.2
Cuña sim. (60°)	X15MV	90	2.3	10×10	96.6	1.5
Cuña sim. (60°)	X15MV	90	5	10×10	97.4	1.4
Cuña sim. (60°)	X15MV	90	10	10×10	95.7	1.5
Cuña sim. (60°)	X15MV	90	20	20×20	98.4	1.2
Cuña sim. (60°)	X6MV	100	5	20×20	94.2	1.7
Cuña sim. (60°)	X6MV	100	10	20×20	95.3	1.7
Cuña sim. (60°)	X15MV	100	10	10×10	97.8	1.2

*DFS: Distancia Fuente Superficie

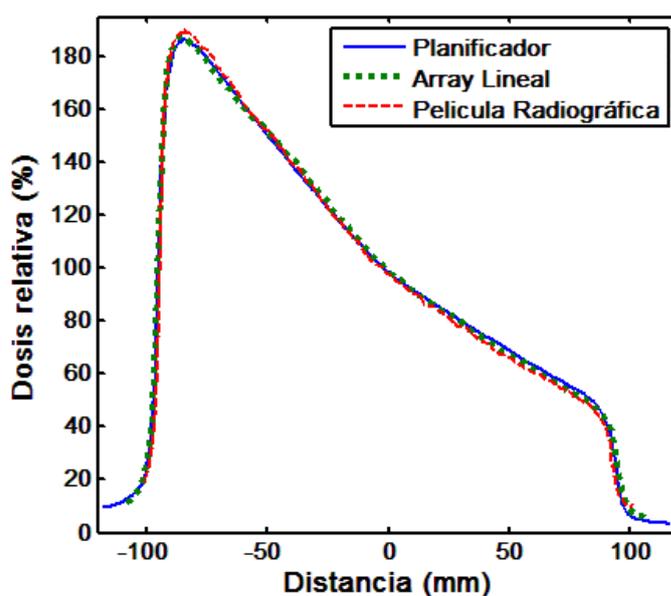


Figura 4. 1. Cálculo del planificador (línea continua) frente a medida de la matriz lineal (línea punteada) y película radiográfica (línea a trazos) para cuña dinámica de 60° de haz de 15 MV a 5 cm de profundidad, 90 cm de distancia fuente superficie y un campo de 20×20 cm².

ción y reanudación de la cuña dinámica, la comparación punto a punto de las medidas de la matriz lineal da desviaciones menores del 1.5% de diferencia en dosis.

Las coincidencias obtenidas, a pesar de encontrar algunos puntos con índice Gamma > 1 son aceptables para el modelo de cuña virtual en el planificador. Un ejemplo de comparación entre el cálculo del planificador, la matriz lineal y la película radiográfica a 5 cm

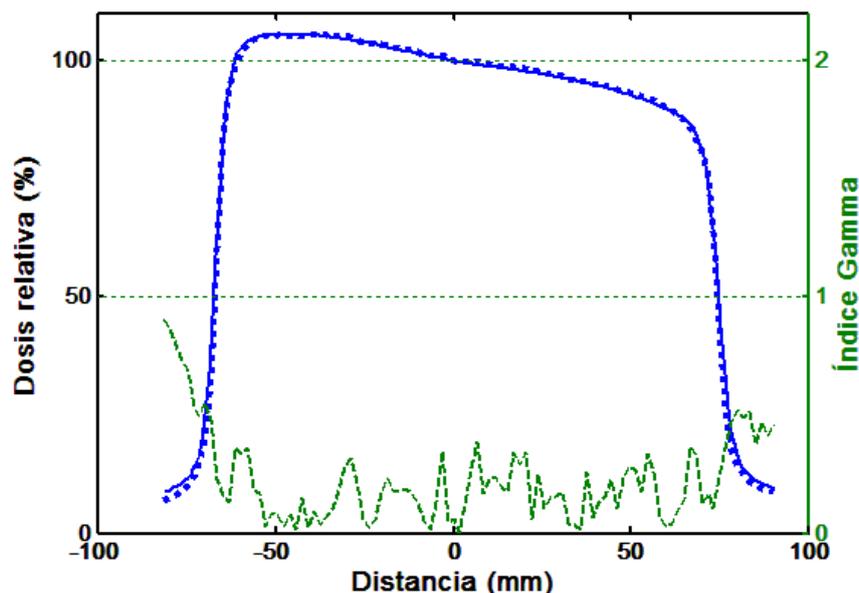


Figura 4. 2. Comparación mediante índice Gamma (línea a trazos) entre un campo oblicuo calculado por el planificador (línea continua) y la medida del mismo usando la matriz lineal (línea punteada).

Tabla 4. 3. Configuración campos oblicuos

Energía	DFS*	Profundidad (cm)	Campo (cm ²)
6 MV	90	5 y 10	10×10
15 MV	90	5 y 10	10×10

*DFS: Distancia Fuente Superficie

de profundidad y 90 cm de distancia fuente superficie se muestra en la Figura 4.1 para una energía de 15 MV y un campo de 20×20 cm².

4.1.1.2 Campos oblicuos

Se irradian campos que inciden según una dirección que forma 30° con la vertical al plano del maniquí y se calculan en el planificador. Se realiza para haces de 6 y 15 MV y las configuraciones empleadas aparecen en la Tabla 4.3.

En todos los casos el índice Gamma correspondiente a la comparación con el planificador es menor que uno para todos los puntos. En la Figura 4.2 se muestra la comparación a 5 cm de profundidad para un haz de 6 MV.

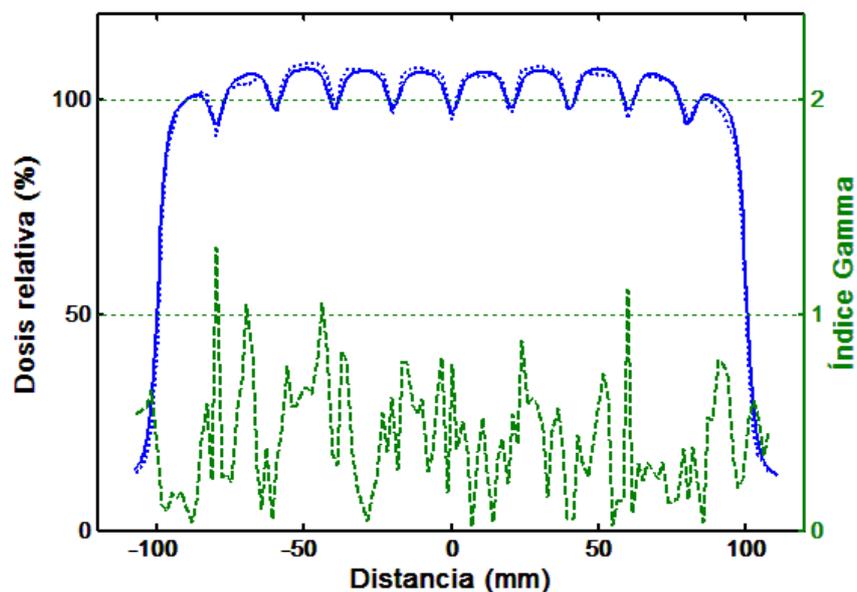


Figura 4. 4. Comparación mediante índice Gamma (línea a trazos) del test de machihembrado entre el cálculo del planificador (línea continua) y la medida del mismo usando la matriz lineal (línea punteada).

es único para las distintas energías. Tras la comparación el 96.8% de los puntos tenían un índice Gamma < 1 y el valor del índice más alto fue 1.3 (Figura 4.4). La razón entre la dosis en la zona plana y los valles, parámetro importante para caracterizar esta prueba, es de 0.92 para el planificador y 0.91 para la medida con la matriz.

Si los tratamientos en Pinnacle se realizan dejando las mordazas fijas para los segmentos correspondientes a una misma incidencia, no es descartable tener que asumir la existencia de láminas cerradas dentro de la zona de tratamiento en algún segmento si el volumen a tratar es grande. Para ver cómo el planificador modela esta situación, en un campo asimétrico de $17 \times 20 \text{ cm}^2$ (con $X_1 = 2 \text{ cm}$ y $X_2 = 15 \text{ cm}$) se cierran las 4 láminas centrales. Se crean 5 segmentos, cada uno de ellos con el mismo número de unidades monitor pero con la posición de la unión de láminas desplazada (0, 3, 6, 9 y 12 cm para los segmentos a, b, c, d, e de la Figura 4.5). La matriz lineal se coloca centrada en el campo según la dirección de movimiento de las láminas a una distancia fuente superficie de 90 cm y una profundidad de 10 cm.

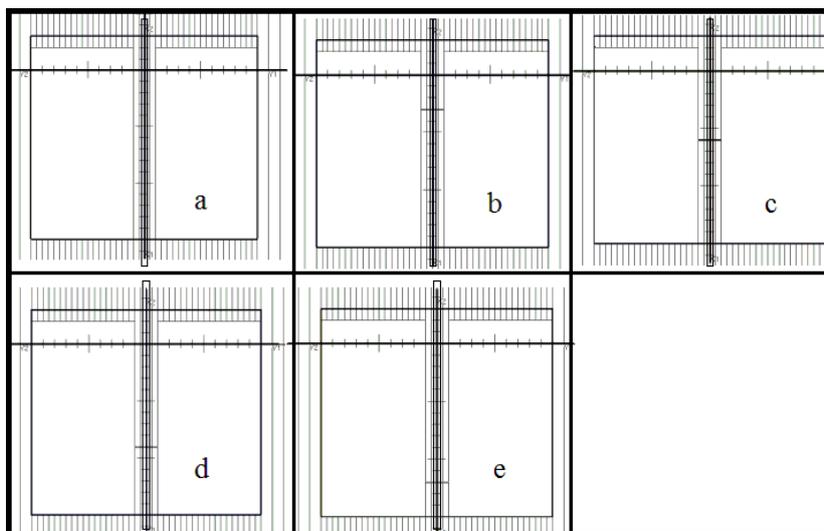


Figura 4. 5. Segmentos para verificación de unión de láminas dentro del campo.

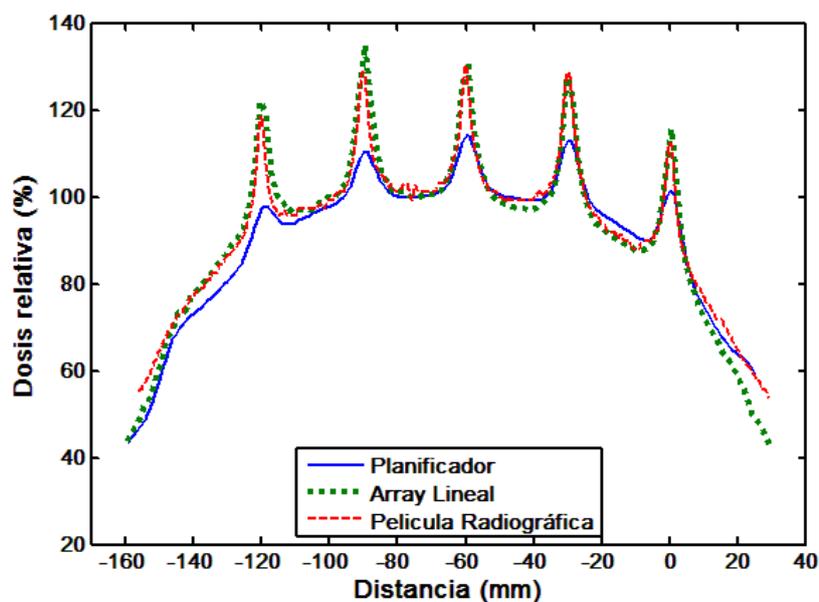


Figura 4. 6. Test unión láminas dentro del campo. Se representan el cálculo del planificador (línea sólida), la medida de la matriz (línea punteada) y la película radiográfica (línea a trazos).

En la Figura 4.6 se ve que el cálculo del planificador subestima la dosis (aproximadamente un 23% en promedio). Se repitió la medida con película radiográfica y se obtuvieron los mismos resultados (Figura 4.6) que con la matriz lineal. Los parámetros de ajuste en el modelado del multiláminas que pueden dar lugar a estas diferencias son el radio de curvatura de la lámina y la transmisión a través de la lámina. También es im-

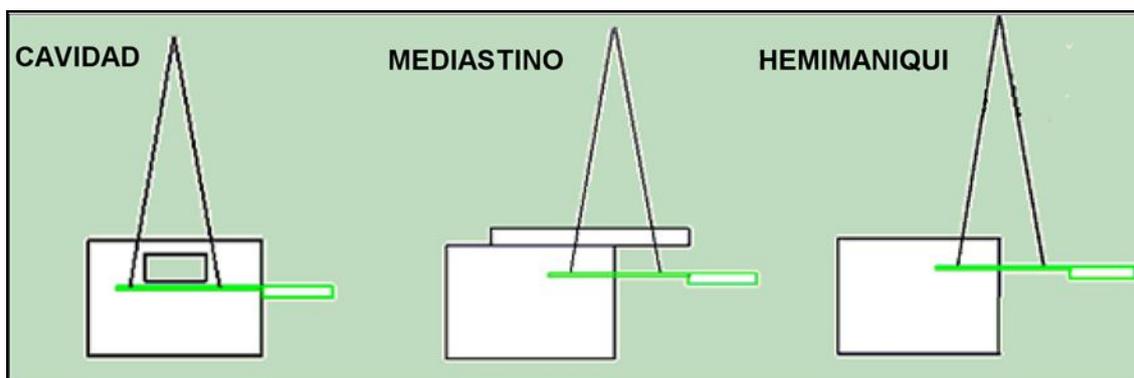


Figura 4. 7. Irradiaciones para la verificación del cálculo en presencia de heterogeneidades.

portante observar la criticidad de la calibración del multiláminas dado que una abertura entre las láminas de 0.1 mm daría lugar a un aumento del 10% en las uniones (Williams & Metcalfe, 2006).

4.1.1.4 Cálculo en presencia de heterogeneidades

Para verificar el algoritmo de cálculo del planificador en presencia de heterogeneidades, en particular debidas a aire, se ha irradiado la matriz lineal en maniqués con diferentes combinaciones de agua sólida y aire. En concreto, se han recreado tres posibles situaciones clínicas, reflejadas en la Figura 4.7, a las que se ha llamado:

- Hemimaniquí.
- Mediastino.
- Cavidad.

En la Tabla 4.4 se muestran los resultados del análisis Gamma de los perfiles obtenidos (Figura 4.8). Se observa disparidad de resultados: mientras que el acuerdo entre la matriz lineal y el planificador es bueno para la cavidad (100% de tasas de paso) y mediastino (97-98% de tasas de paso), no es tan bueno para el hemimaniquí donde las tasas de paso caen hasta el 91% para 6 MV. El origen de esta tasa de paso tan baja está en la región irradiada en aire (aparte del espesor del detector). En esta zona la contribución de la contaminación electrónica es relevante y puede dar lugar a las desviaciones observadas si el modelo no está bien ajustado.

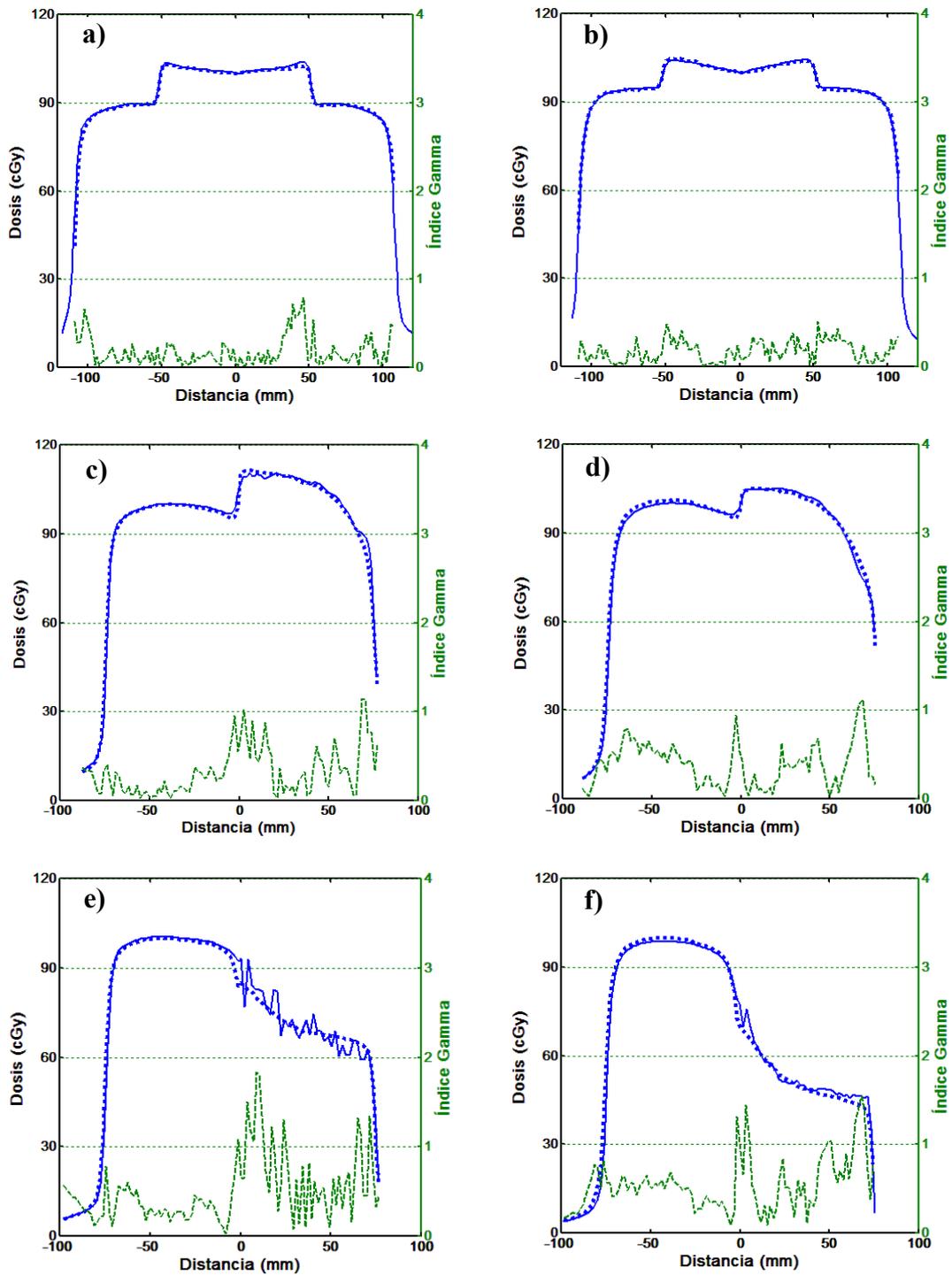


Figura 4. 8. Perfiles calculados (línea continua) frente a perfiles medidos con la matriz lineal (línea de puntos) en presencia de heterogeneidades: Cavidad (a, b), Mediastino (c, d) y Hemimaniquí (e, f). Corresponden a las energías de 6 MV (a, c y e) y 15 MV (b, d y f).

Tabla 4. 4. Resultados de la comparación Gamma para medidas en presencia de heterogeneidades.

Heterogeneidad	Energía	% $\gamma < 1$	$\gamma_{\text{máx}}$
Cavidad	X6MV	100	0.8
Cavidad	X15MV	100	0.5
Mediastino	X6MV	96.9	1.1
Mediastino	X15MV	98	1.1
Hemimaniquí	X6MV	91	1.5
Hemimaniquí	X15MV	98	1.2

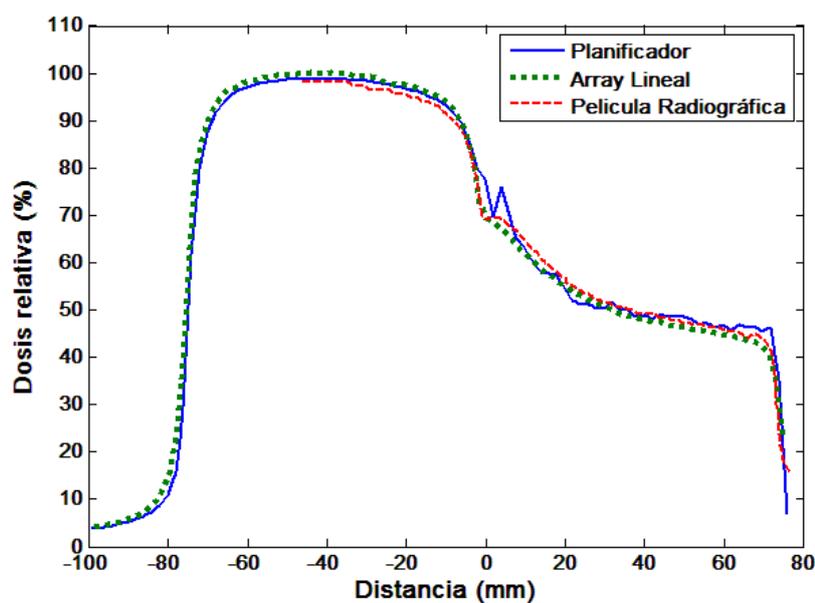


Figura 4. 9. Test hemimaniquí para el haz de 15 MV. Dosis calculada (línea continua) frente a medida con matriz lineal (línea punteada) y con película radiográfica (línea a trazos).

El experimento del hemimaniquí se ha repetido con película radiográfica y los resultados corroboran lo obtenido previamente con la matriz lineal (Figura 4.9).

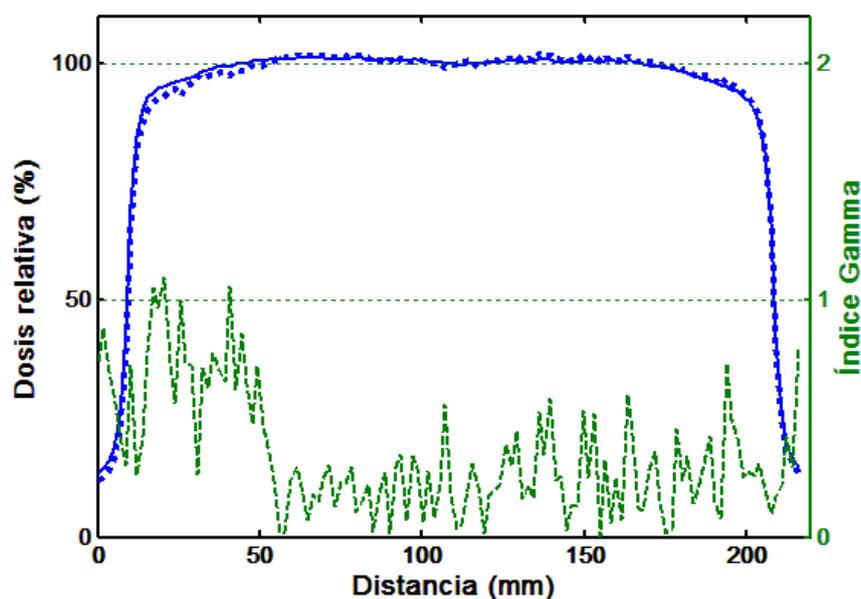


Figura 4. 10. Comparación mediante índice Gamma (línea a trazos) de las medidas de la matriz lineal obtenidas para 50 UM (línea continua) y 1 UM (línea punteada) siendo el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ y la energía 6 MV.

4.1.1.5 Campos con modulación de intensidad

En la irradiación de campos con modulación de intensidad es frecuente emplear campos con pocas unidades de monitor. En esas condiciones es importante verificar que las propiedades del haz no varían, además de comprobar que la dosis depende linealmente de las unidades de monitor. Hemos comparado perfiles en ambas energías, 6 y 15 MV, para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ medidos con la matriz lineal para una unidad de monitor, con perfiles donde son impartidas 50 unidades monitor. Para poder usar el test Gamma, la medida con 50 UM se interpola para evitar efectos debido a discretizaciones. Al irradiar los campos, éstos no se reconfiguraron para evitar pequeñas desviaciones en posiciones de láminas que podían afectar a las diferencias en la zona de penumbra. En el análisis Gamma para el haz de 15 MV el porcentaje de puntos con $\text{Gamma} < 1$ es del 100%. En 6 MV este porcentaje es del 96.9%, con un valor máximo de 1.4 (Figura 4.10).

Los campos pequeños son ampliamente usados en las técnicas de modulación de intensidad. Un detector de pequeño volumen es necesario para verificar correctamente estos

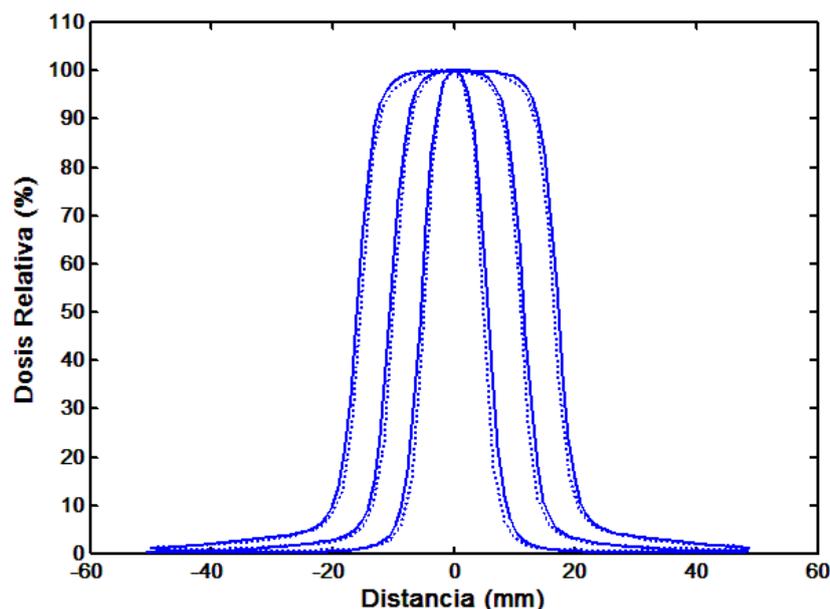


Figura 4. 11. Medida de campos pequeños (1×1 , 2×2 y 3×3 cm²) con la matriz lineal frente al cálculo del planificador según la dirección longitudinal.

campos. Hemos medido campos de 3×3 , 2×2 y 1×1 cm² para haces de fotones de 6 MV con la matriz lineal a distancia fuente superficie de 100 cm y profundidad de 10 cm. Se ha hecho definiendo los campos con las mordazas o con el multiláminas. En la Figura 4.11 se muestran los perfiles calculados y medidos según la dirección longitudinal para campos medidos con mordazas. Se observa que el campo medido es ligeramente más pequeño (aproximadamente en 1 mm para la dosis del 50%). Esto está dentro de lo correcto dado que la tolerancia para el posicionamiento de las mordazas está establecida en 1 mm. La precisión en el posicionamiento del multiláminas es de 0.1 mm y en ese caso los tamaños de campo fueron coincidentes.

Finalmente, se ha medido con la matriz lineal un perfil de un campo de modulación de intensidad correspondiente a un tratamiento con fotones de 15 MV de próstata más cadenas ganglionares. El haz consta de 12 segmentos mostrados en la Figura 4.12. La matriz lineal se colocó centrada en el campo según la dirección longitudinal. En la Figura 4.13 puede verse la comparación entre el perfil calculado y el perfil medido. El porcentaje de puntos con Gamma < 1 es superior al 95% y el valor más alto del índice Gamma es 1.1.

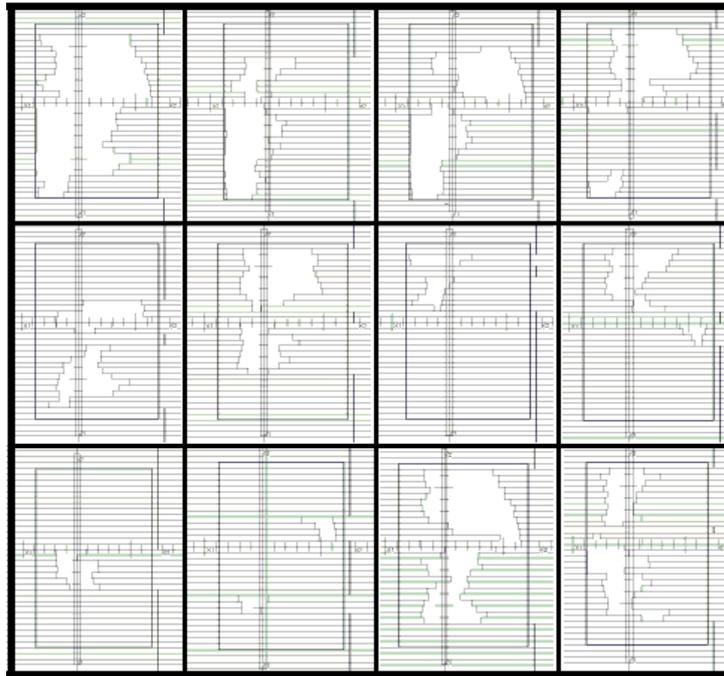


Figura 4. 12. Segmentos correspondientes a un campo con modulación de intensidad pertenecientes al tratamiento de una próstata con cadenas ganglionares. La matriz lineal está colocada según la dirección longitudinal y centrada en el campo.

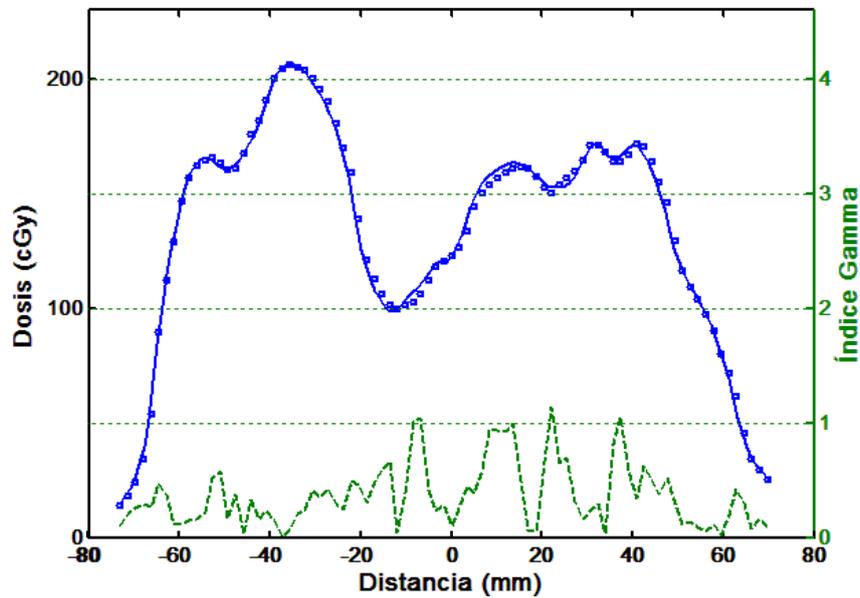


Figura 4. 13. Comparación Gamma (línea a trazos) entre el perfil calculado por el planificador (línea continua) y el perfil medido por la matriz (línea punteada).

4.1.2. Conclusiones

Se ha demostrado la conveniencia de disponer de una matriz lineal de cámaras líquidas de alta resolución durante el proceso de evaluación del modelo de un acelerador:

- Permite obtener en tiempo real perfiles medidos en un maniquí para después compararlos con el cálculo.
- La medida en múltiples puntos es necesaria en medida de campos dinámicos como campos con cuñas dinámicas o con modulación de intensidad.
- Su elevada resolución es fundamental durante el proceso, por ejemplo para comprobación del modelado del multiláminas, la medida de campos pequeños o campos con gradientes elevados.
- El volumen reducido de la matriz la dota de una gran versatilidad, permitiendo acoplarla de múltiples formas dentro de los maniqués (ejemplo: las pruebas de heterogeneidad).
- Su elevada sensibilidad permite analizar el comportamiento del acelerador en condiciones de baja señal como la irradiación de 1 unidad de monitor.

4.2. Matriz plana de 128 elementos

Esta matriz se concibió como paso previo en el camino hacia la matriz 2KLIC. Dado su reducido tamaño, sus aplicaciones están enfocadas hacia los tratamientos con campos pequeños (Brualla-González et al., 2012). La respuesta de la matriz se ha caracterizado en detalle, y se ha estudiado su aplicación clínica. Este trabajo se ha llevado a cabo utilizando el haz de 6 MV de un acelerador Mevatron Primus de Siemens instalado en el Hospital General de Valencia_ ERESA, excepto la parte correspondiente a las medidas de calibración que se realizaron en el Laboratorio de Radiofísica de la Universidad de Santiago utilizando una unidad Theratron 780 de ^{60}Co . El sistema de colimación consta de un colimador primario y un colimador secundario, en el cual la bancada más alejada de la fuente se ha sustituido por un multiláminas de doble focalidad con 29 pares de láminas. Las láminas de los 27 pares centrales tienen un ancho proyectado en el plano de isocentro de 1 cm y los dos pares restantes 6.5 cm. Es posible añadir a este colimador un colimador terciario para el tratamiento de volúmenes pequeños, el micromultiláminas m3 de BrainLab. Este colimador consta de 26 pares de láminas que se mueven en un plano. El ancho efectivo en isocentro de las láminas varía: para los 14 pares centrales es de 3.0 mm, para los tres pares más próximos en ambos laterales 4.5 mm y para los tres pares más externos a ambos lados 5 mm.

Los maniqués empleados en las diferentes pruebas tanto de aplicación como caracterización están hechos de polimetilmetacrilato.

4.2.1. Caracterización de la matriz plana

4.2.1.1 Uniformidad de respuesta

La respuesta relativa de los diferentes píxeles ante un campo de radiación uniforme puede variar de unos a otros debido a la electrónica de lectura, hasta un 0.6% para la tarjeta XDAS, y a las inhomogeneidades existentes en la distancia de separación entre los electrodos. La respuesta relativa de cada uno de los 128 píxeles que forman el detector se ha estudiado usando campos grandes en la unidad de ^{60}Co . Se han observado va-

riaciones menores del 2% entre los distintos píxeles. Los factores obtenidos para cada píxel se han almacenado en una matriz de factores de corrección de uniformidad.

Este estudio se ha completado con medidas de la capacidad de cada píxel. Estas medidas se llevan a cabo midiendo la carga Q que se induce a partir de una diferencia de potencial conocida V . La capacidad C correspondiente a cada píxel se obtiene a partir de la pendiente del ajuste lineal de los pares de carga $Q-\Delta V$ y está relacionada con la distancia de separación, d , mediante:

$$C = \frac{\epsilon A}{d} \quad (4.1)$$

donde A es el área del píxel y $\epsilon = 1.94\epsilon_0$ es la permitividad del isooctano.

A partir de estas medidas se concluye que la separación entre electrodos es ≈ 0.6 mm. La diferencia respecto a los 0.5 mm originales determinados por el espaciador es debida a la capa de resina epoxi usada para ensamblar el detector.

4.2.1.2 Dependencia con la tasa de dosis

La dependencia de la respuesta de la matriz con la tasa de dosis se ha evaluado variando la distancia de la fuente al detector. La distancia fuente detector varió entre 76.5 cm y 156 cm, permitiendo alcanzar una tasa de dosis de casi 5 Gy min^{-1} . Al proceder de esta forma el cambio en la tasa de dosis se realiza cambiando la dosis por pulso. Se emplea un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y la matriz se sitúa dentro del maniquí a 6.5 cm de profundidad.

La tasa de unidades monitor es de 300 UM min^{-1} , lo cual implica una frecuencia de repetición de pulsos en torno a 278 Hz, de manera que se produce solapamiento de pulsos en el medio pues el tiempo de colección es mayor que el periodo entre pulsos. En cada caso se irradian 100 unidades monitor.

Para determinar la tasa de dosis se irradió en las mismas condiciones una cámara de ionización de aire, la CC13 de Iba Dosimetry.

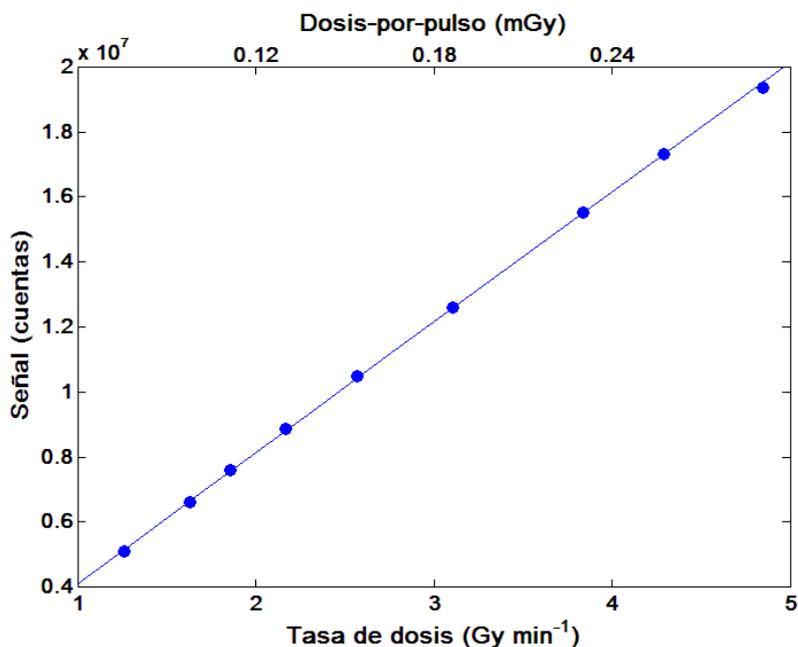


Figura 4. 14. Señal de lectura de la matriz plana frente a tasa de dosis y dosis por pulso (◦) y ajuste de Fowler-Attix (línea sólida). Los valores de dosis por pulso fueron calculados usando una frecuencia de repetición de pulsos de 278 Hz. En cada irradiación se administraron 100 unidades monitor y la tasa de dosis se cambió modificando la distancia del detector a la fuente.

Para analizar los datos se calculó la señal promedio de los cuatro píxeles centrales de la matriz (S_{liq}). El ajuste de estos valores en función de la tasa de dosis se hizo mediante la relación de Fowler-Attix (Fowler, 1966) de cara a determinar la no linealidad causada por la dependencia de la tasa de dosis:

$$S_{liq} = k\dot{D}^{\Delta} \tag{4.2}$$

donde \dot{D} es la tasa de dosis, k es un parámetro de sensibilidad y Δ es el parámetro que muestra la desviación de la linealidad debido a la dependencia de la tasa de dosis.

Los datos obtenidos se muestran en la Figura 4.14. Aparece representado, también, el ajuste de Fowler-Attix donde el valor empleado para el parámetro que indica la no linealidad es $\Delta = 0.990 \pm 0.003$. Este valor está de acuerdo con los valores determinados por Pardo y colaboradores (Pardo et al., 2005) para la matriz lineal, con voltaje de operación y distancia entre electrodos similar. Su desviación respecto a la unidad indica una dependencia respecto a la tasa de dosis moderada ($1.6\% \pm 0.5\%$ de sub-respuesta para un factor 5 de aumento en la tasa de dosis). Este efecto puede perturbar ligeramente

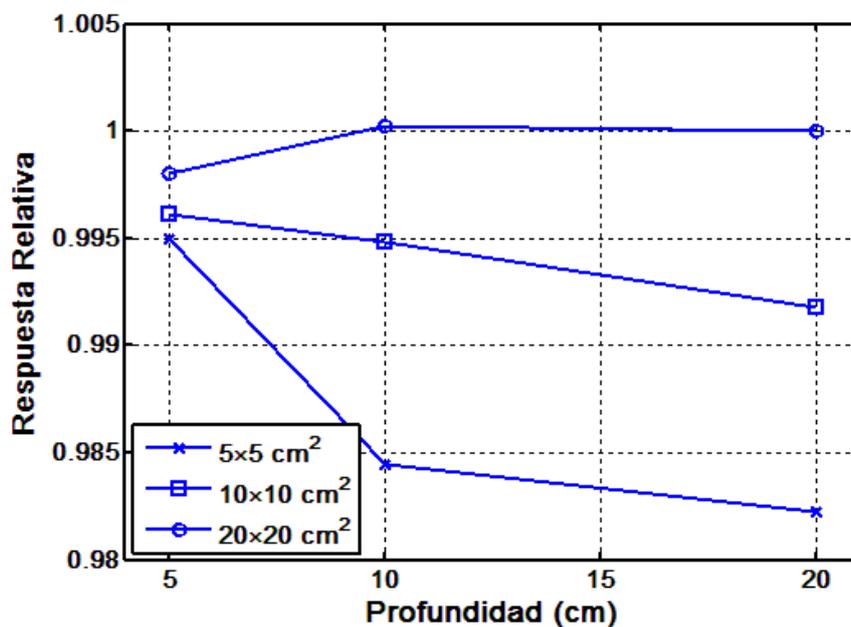


Figura 4. 15. Respuesta relativa de la matriz en función del tamaño de campo y la profundidad de la medida. Los datos están normalizados a la unidad para el campo de 5×5 cm² a 20 cm de profundidad.

las medidas de la matriz plana en las zonas de las colas de los campos, dando lugar a una sobrestimación submilimétrica de la penumbra (Pardo et al., 2005) que no tendrá un efecto significativo en la verificación de los tratamientos administrados con tasas de dosis estándar.

4.2.1.3 Dependencia con la profundidad y el tamaño de campo

Esta dependencia está directamente relacionada con la dependencia con la energía. Para estudiar cómo cambia la señal de la matriz con la profundidad y el tamaño de campo se han irradiado los campos 5×5, 10×10 y 20×20 cm² a las profundidades de 5, 10 y 20 cm. La matriz se colocó en el centro de los campos a 100 cm de la fuente y como detector de referencia se empleó una cámara CC13.

Para el análisis de los datos se calculó la razón S_{liq}/S_{CC13} donde S_{liq} es el promedio de la lectura de los cuatro píxeles centrales de la matriz y S_{CC13} es la medida de la cámara. Esta razón se normalizó a la unidad para el campo de 5×5 cm² a 20 cm de profundidad.

Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 4.15 donde se puede ver la respuesta de la matriz en profundidad para tres campos diferentes. Al aumentar la profundidad y el tamaño del campo se observa una moderada sub-respuesta, hasta 1.7%, especialmente para campos grandes. Este efecto puede ser debido a la falta de equivalencia a agua de los materiales de las tarjetas de circuito impreso y a la moderada dependencia en energía del isooctano.

Esta dependencia debería ser, sin embargo, despreciable en la verificación de tratamientos con campos pequeños, tal y como parece indicar la variación mínima en profundidad para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

4.2.1.4 Anisotropía

Para analizar la dependencia angular de la matriz se ha usado un maniquí cilíndrico de polimetilmetacrilato de diámetro 20 cm. La matriz se alineó a lo largo del eje del cilindro y sólo los píxeles que coinciden con este eje fueron considerados para evitar la introducción de un error sistemático debido a la variación de profundidad para los píxeles fuera de eje.

El soporte del maniquí se colocó en el borde de la mesa de modo que el cilindro se asomase fuera de la misma y poder evitar la perturbación que ésta causaría en incidencias latero-posteriores. El tamaño del campo elegido fue $5 \times 5 \text{ cm}^2$ y el gantry rotó de 0° a 360° en pasos de 10° .

Para corregir cambios debidos a desviaciones de la rotación del brazo respecto a una circunferencia se repitió el mismo procedimiento con una cámara CC13 introducida en un capuchón de equilibrio.

En la Figura 4.16 se muestran los resultados obtenidos desde 0° hasta 180° y normalizados a 0° (incidencia anterior según la dirección vertical a la matriz). Se observa una anisotropía significativa, hasta un $\approx 12\%$ entre las incidencias frontales y las cuasi laterales, y alrededor de un 8% entre las incidencias anterior y posterior. Este comportamiento es debido a la falta de equivalencia a agua de algunos materiales en la estructura de la ma-

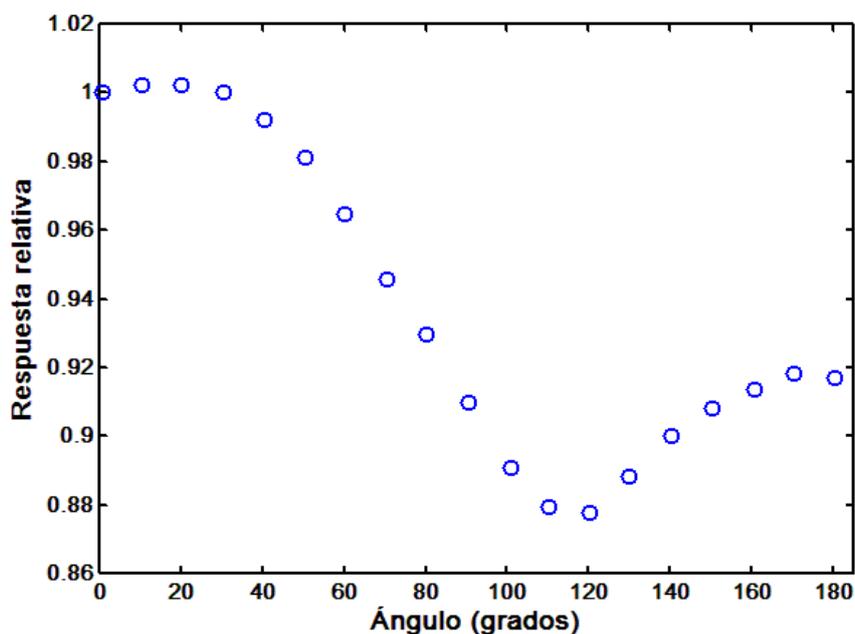


Figura 4. 16. Respuesta relativa de los píxeles en el eje central de la matriz en función del ángulo de incidencia de la radiación. Los resultados están normalizados a 0° (incidencia frontal).

triz. De hecho la cantidad de tales materiales es mayor según las incidencias lateral y posterior dando lugar a una mayor atenuación de la señal.

A partir de las medidas efectuadas se puede extraer un factor de corrección en función del ángulo, de forma que se pueda compensar la falta de isotropía al verificar un tratamiento completo.

4.2.1.5 Reproducibilidad a corto y medio plazo

Para su estudio se ha empleado un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ que cubre ampliamente toda el área del dispositivo. La reproducibilidad a corto plazo se investigó efectuando varias adquisiciones de forma repetida, y la reproducibilidad a medio plazo se determinó durante un periodo de 6 meses de uso habitual. Para la reproducibilidad a medio plazo las medidas de la matriz fueron corregidas en función de la temperatura (Franco et al., 2006).

Para monitorizar y corregir la respuesta del acelerador durante las irradiaciones se utilizó una cámara CC13. Estas medidas se corrigieron por la variación de presión y temperatura.

La reproducibilidad a corto plazo de la matriz fue del 0.08% considerando una desviación estándar. La reproducibilidad a medio plazo aumentó hasta el 0.23%, también para una desviación estándar. Las máximas diferencias registradas en ambos casos fueron 0.27% y 0.75 % respectivamente.

4.2.2. Aplicación de la matriz plana

En las distintas aplicaciones en que se ha empleado la matriz plana para este trabajo se ha usado el colimador micromultiláminas m3 de BrainLab adosado al cabezal del acelerador.

Gracias a la alta resolución del dispositivo se ha podido medir el machihembrado del micromultiláminas, un campo segmentado y factores de salida de campos pequeños, además de verificar un tratamiento para radiocirugía. También se ha medido la transmisión del micromultiláminas.

En la medida de machihembrado y campo segmentado y en la verificación del tratamiento se ha utilizado película radiográfica RGF Kodak EDR2 (Kodak Rochester, NY, USA). La reveladora es una Kodak X-Omat y para escanear las películas se empleó un escáner AGFA ARCUS 1200. La calibración de la película se ha realizado a 90 cm de distancia superficie y una profundidad de 10 cm. La curva de calibrado ha sido hecha a partir de campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

4.2.2.1 Machihembrado y campo segmentado

Para la medida del machihembrado se utilizó un haz con dos segmentos, cada uno de los cuales presenta aberturas en forma de banda según la dirección de las láminas de forma que las aberturas entre los segmentos son complementarias (Sykes & Williams, 1998).

Los segmentos empleados se presentan en la Figura 4.17. La misma medida se realizó con una película radiográfica Kodak EDR2. Los resultados obtenidos para ambas medi-

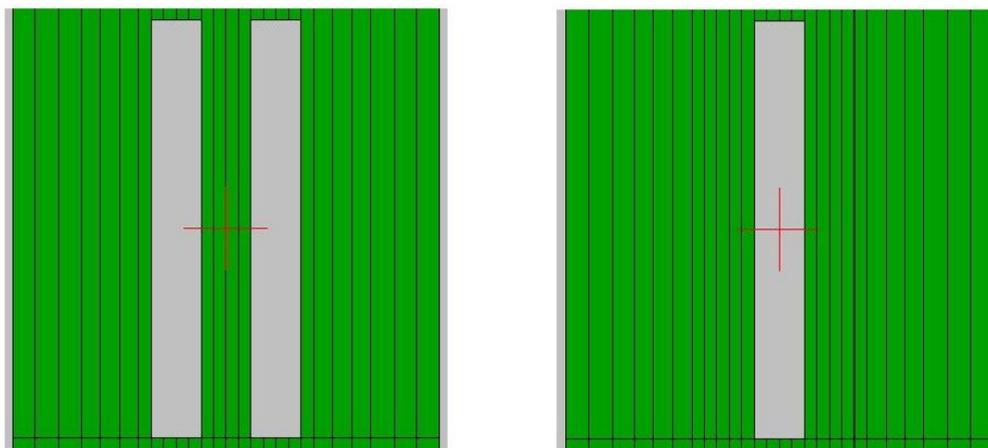


Figura 4. 17. Segmentos de micromultiláminas para medir el machihembrado.

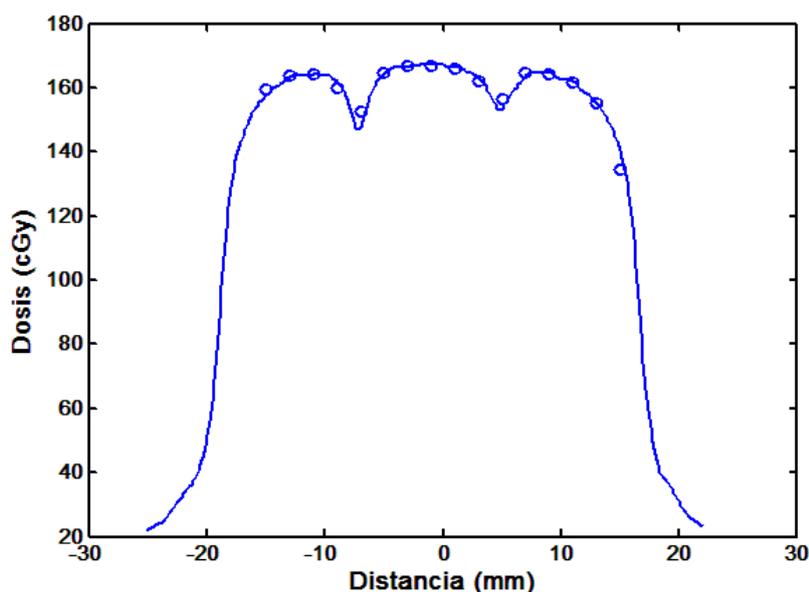


Figura 4. 18. Campo de machihembrado medido con la matriz plana (o) y con película radiográfica (línea continua).

das se muestran en la Figura 4.18. En ambos casos se presenta el perfil correspondiente al centro del campo en la dirección perpendicular al movimiento de las láminas. Se observa que los valles medidos con la matriz son significativamente menos profundos que los medidos con la película (-5.6% y -4.3% respecto a la zona plana con la matriz en comparación con el -10.5% y el -6.8% con la película) y más anchos (la anchura a mitad de altura entre el valle y la zona plana es de 2.5 mm y 2.8 mm con la matriz, frente a 1.8

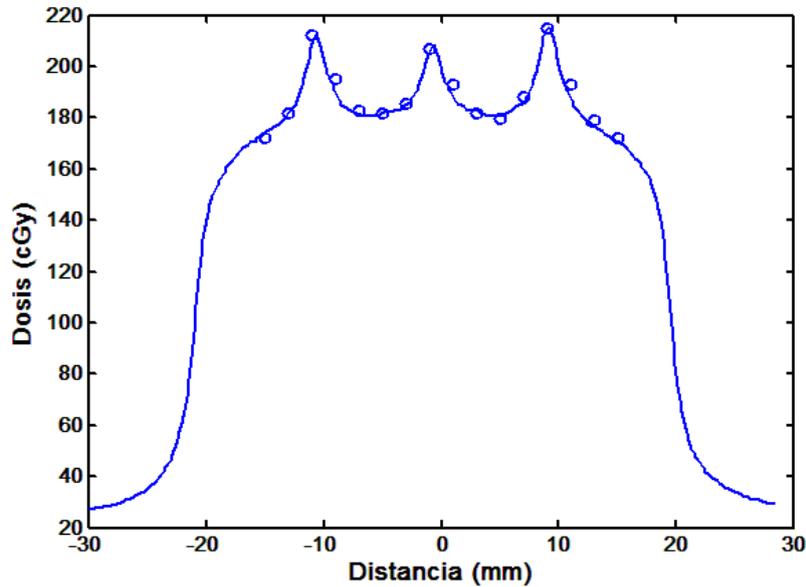


Figura 4. 19. Campo de segmentos concatenados de $1 \times 10 \text{ cm}^2$ medido con la matriz plana (o) y con la película radiográfica (línea continua).

y 2.1 mm con la película). Este efecto es debido a la mayor resolución de la película frente a la matriz, que a pesar de ser muy elevada no es suficiente.

La misma medida con matriz y con película se repitió, en este caso, para ver el efecto debido a la concatenación de segmentos de $1 \times 10 \text{ cm}^2$. El perfil analizado en este caso es paralelo a la dirección de movimiento de las láminas y centrado en el campo, pero desplazado 1.5 mm para evitar la zona de transmisión entre láminas. Los resultados obtenidos para la matriz y la película radiográfica se muestran en la Figura 4.19.

Los picos que se forman en la zona de colindancia de los campos son bien detectados por la matriz lineal en comparación con la película radiográfica. Únicamente son ligeramente más anchos, pues la anchura a media altura en la matriz resulta 2.8 mm frente a los 2.2 mm que se obtienen en la película debido una vez más al promediado en volumen en las cámaras de ionización líquidas.

4.2.2.2 Transmisión del micromultiláminas

La transmisión se determinó a partir de la relación entre la medida de un $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y una configuración de láminas cerradas. Se utilizó la matriz lineal colocada perpendicu-

larmente a la dirección de movimiento de las láminas a una distancia fuente superficie de 90 cm y 10 cm de profundidad. La transmisión resultante en promedio fue del 2.1% (estando el rango comprendido entre el 1.9 y el 2.3% debido a la contribución de la radiación entre láminas). La misma medida se realizó con una cámara plano paralela de ionización en aire, la PPC40 de Iba y el resultado obtenido fue un 2.3%. La transmisión modelizada en el planificador BrainScan de BrainLab, con el cual se realizan las planificaciones para el micromultiláminas m3, es del 2.4%.

4.2.2.3 Factores de salida

Se realiza la medida de factores de salida para campos cuadrados cuyos tamaños van desde $6 \times 6 \text{ mm}^2$ hasta $100 \times 100 \text{ mm}^2$. La matriz plana se coloca a 10 cm de profundidad en polimetilmetacrilato a distancia fuente superficie de 100 cm. Los resultados se compararon con una cámara de ionización de aire de 0.13 cm^3 , la CC13 de Iba. Para los campos más pequeños, menores de $30 \times 30 \text{ mm}^2$, se empleó el diodo SFD de Iba que presenta un diámetro de área activa de 0.6 mm, espesor de 0.06 mm y no está apantallado (Eklund & Ahnesjö, 2010; Griessbach, Lapp, Bohsung, Gademann, & Harder, 2005). Tanto la matriz plana como el diodo no apantallado se desplazaron en dos dimensiones en la zona de medida hasta localizar el valor máximo de cada campo.

En la Figura 4.20 se muestran los resultados obtenidos por ambos métodos. Se muestran normalizados para un $30 \times 30 \text{ mm}^2$ dado que el objetivo de esta matriz es medir tratamientos de campos pequeños. Al compararlos se observa que la matriz de cámaras líquidas presenta una sobre-respuesta para campos pequeños y una sub-respuesta para campos grandes, con diferencias relativas dentro del $\approx 1\%$ lo cual se puede justificar debido a una pequeña dependencia con la energía. Para el campo de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ se ve que esta tendencia no se cumple pues la cámara líquida presenta una sub-respuesta del 3%. La razón para el cambio estriba en el efecto volumen de la cámara de ionización líquida para un campo tan pequeño, $6 \times 6 \text{ mm}^2$ frente al área del píxel de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Dado que la tasa de dosis es mayor al aumentar el tamaño de campo, se ha estudiado la posible contribución de la dependencia en tasa de dosis a la medida de los factores de

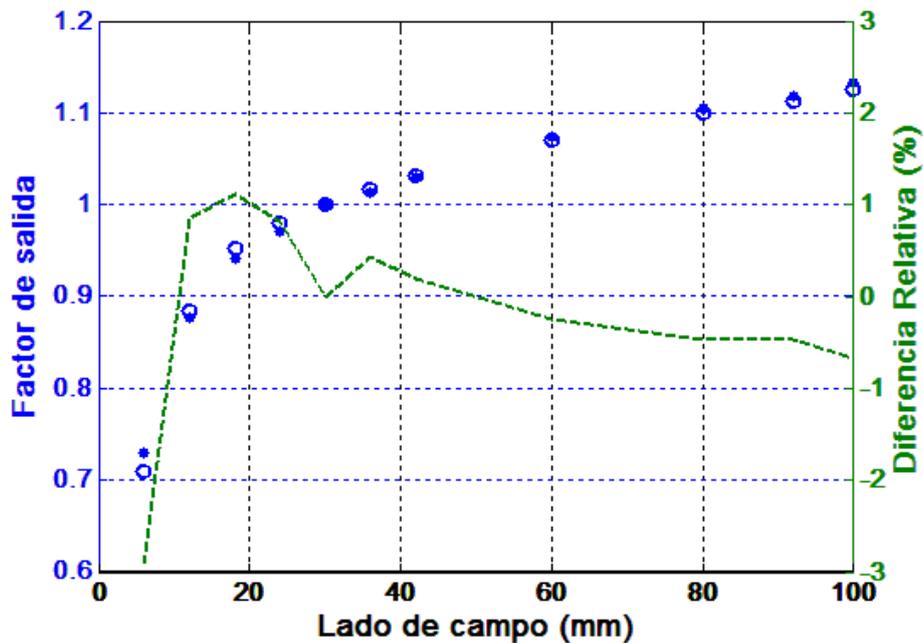


Figura 4. 20. Factores de salida medidos con la matriz plana (o) y con la cámara CC13 (para campos mayores que $30 \times 30 \text{ mm}^2$) y el diodo SFD (para campos menores que $30 \times 30 \text{ mm}^2$) (x). Están normalizados a la unidad para el campo $30 \times 30 \text{ mm}^2$. La línea punteada indica la diferencia relativa entre las dos medidas.

salida, pues esta contribución mostraría la tendencia aquí reflejada (al disminuir la tasa de dosis disminuye la recombinación y aumenta la señal de lectura). Se ha hecho a partir de dos métodos: experimentalmente, midiendo los factores de salida con diferentes tasas de dosis, y numéricamente como en (Pardo et al., 2005). En ambos casos se concluye que la contribución de dosis a la medida de los factores de salida es despreciable y no explica el comportamiento observado en la medida.

El diodo de silicio no apantallado también presenta una dependencia con el tamaño de campo debido a su diferente número atómico y densidad. Esta diferencia se traduce en una ligera sobre-respuesta para campos más pequeños que $2 \times 2 \text{ cm}^2$ que sin embargo, es compensada por el efecto de promediado en el volumen del mismo (Cranmer-Sargison, Weston, Evans, Sidhu, & Thwaites, 2012; Eklund & Ahnesjö, 2010; Sauer & Wilbert, 2007). Estos estudios parecen indicar que la sobre-respuesta intrínseca que de por sí presenta la matriz para campos pequeños es incluso algo mayor ya que está compensada en parte por el efecto de promediado en volumen.

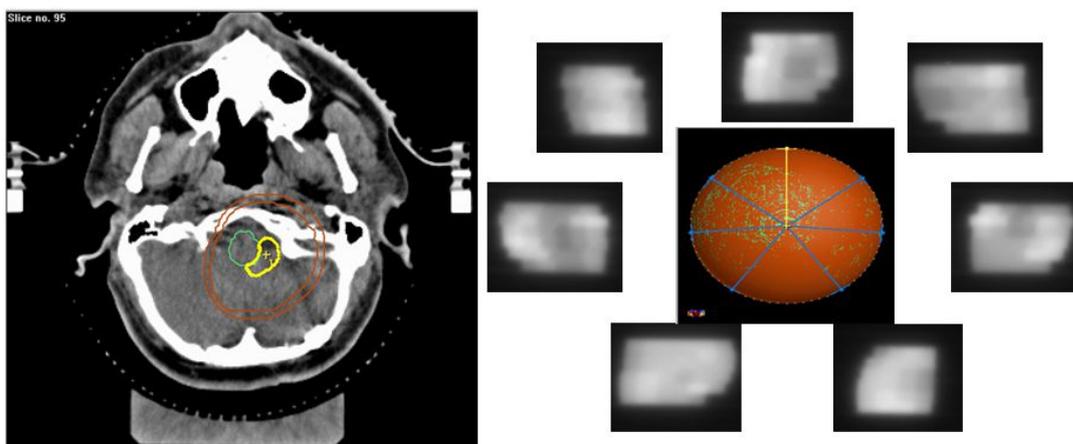


Figura 4. 21. Tratamiento de radiocirugía con modulación de intensidad.

4.2.2.4 Verificación de tratamiento de radiocirugía con modulación de intensidad

Se ha verificado un tratamiento de radiocirugía con modulación de intensidad con una dosis de prescripción de 12 Gy. El tratamiento (Figura 4.21) consta de 7 incidencias (0° , 52° , 95° , 145° , 215° , 265° y 308°) y un total de 68 segmentos (cuyos tamaños van desde los 3 hasta los 20 mm).

La verificación del tratamiento se ha dividido en dos partes:

- Verificación individualizada de cada haz.
- Verificación del tratamiento completo.

La verificación individualizada de cada haz se ha realizado en un maniquí cuadrado de polimetilmetacrilato a 7 cm de profundidad. Todos los haces han sido irradiados a 0° sobre la matriz plana y sobre la película radiográfica. Para la comparación entre ambos se ha empleado el análisis Gamma. Los porcentajes de puntos con el índice Gamma <1 se muestran en la Tabla 4.5 para distintas tolerancias. Hasta las tolerancias dosis/distancia de 1.2%/1.2 mm el acuerdo es excelente con todas las incidencias superando el 99% de los puntos. Este porcentaje disminuye hasta el 94.6% en una incidencia (Figura 4.22) para tolerancias de 1%/1mm.

Además de la verificación de la dosimetría relativa con la película para cada haz, se ha medido la dosis en un punto, concretamente el isocentro, usando la cámara de ioniza-

Tabla 4. 5. Porcentaje de puntos que pasan el test Gamma para distintos valores de tolerancia (t%, t mm) de las diferentes incidencias del tratamiento de radiocirugía.

Incidencia	t=1.4	t=1.2	t=1.0
0°	100	100	99.0
52°	100	100	99.2
95°	100	99.1	99.1
145°	100	100	97.8
215°	100	100	100
265°	100	99.2	95.8
308°	100	100	94.6

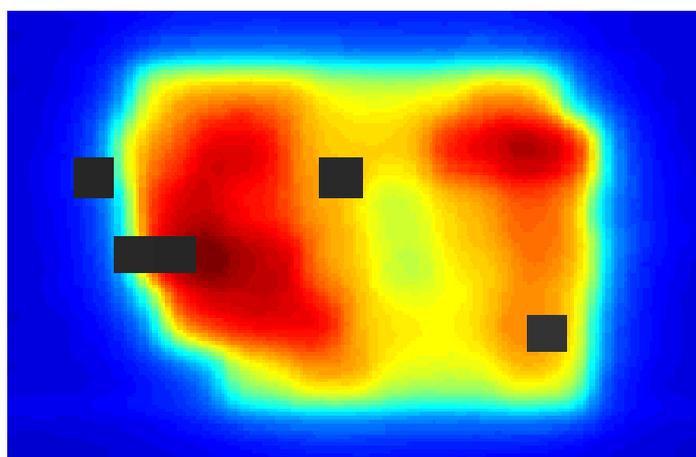


Figura 4. 22. Incidencia a 308° donde se indican los puntos con Gama>1 para una tolerancia de 1%/1mm.

ción en aire CC01 de Iba que tiene un volumen efectivo de 0.01 cm^3 . Como campo para la medida de dosis de referencia se emplea un $30 \times 30 \text{ mm}^2$ con lo cual no se depende de la calibración de la unidad monitora y se disminuyen los efectos debidos a dependencia energética de la CC01 por tener el electrodo de acero. Los resultados obtenidos (Tabla 4.6) muestran que las diferencias entre las medidas realizadas por ambos campos son menores que el 1% para todas las incidencias.

Para la verificación del tratamiento completo la matriz plana se introdujo en un maniquí cilíndrico de polimetilmetacrilato de diámetro 20 cm y se administró el tratamiento

Tabla 4. 6. Diferencia relativa entre las medidas de la matriz plana y la cámara en el isocentro para cada haz irradiado a 0°.

Incidencia	Diferencia relativa
0°	0.4%
52°	-0.1%
95°	0.9%
145°	0.3%
215°	-0.6%
265°	-0.9%
308°	0.2%

Tabla 4.7. Tasas de paso de Test Gamma en las medidas del tratamiento completo realizadas con matriz y con película. Se presentan los resultados para distintas tolerancias (t%, t mm) corrigiendo la medida de la matriz por factor angular y sin corregir.

t	2.4	2.2	2.0	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0
P _{sin corregir}	100	98.4	97.7	93	89.1	82.8	76.6	69.5
P _{corregida}	100	100	100	100	98.4	92.2	85.9	78.9

completo obteniéndose así la medida en el plano coronal. El mismo procedimiento se repite colocando una película radiográfica EDR2.

En la Tabla 4.7 se muestran los resultados del análisis Gamma al comparar ambas medidas. Se presentan las tasas de paso que se obtienen para distintas tolerancias de dosis/distancia corrigiendo las medidas de la matriz por el factor de dependencia angular y sin corregir.

Los resultados obtenidos presentan porcentajes más bajos que los obtenidos en la comparación haz a haz, entre otras razones debido a que en el tratamiento completo se emplea una normalización única para las 7 incidencias mientras que en la verificación de cada haz el factor de normalización es independiente. Para el tratamiento sin corregir las tasas de paso son del 100% para unas tolerancias dosis/distancia de 2.4 % y 2.4 mm y se mantienen por encima del 90% hasta tolerancias próximas a 1.6% y 1.6 mm. Si se aplica

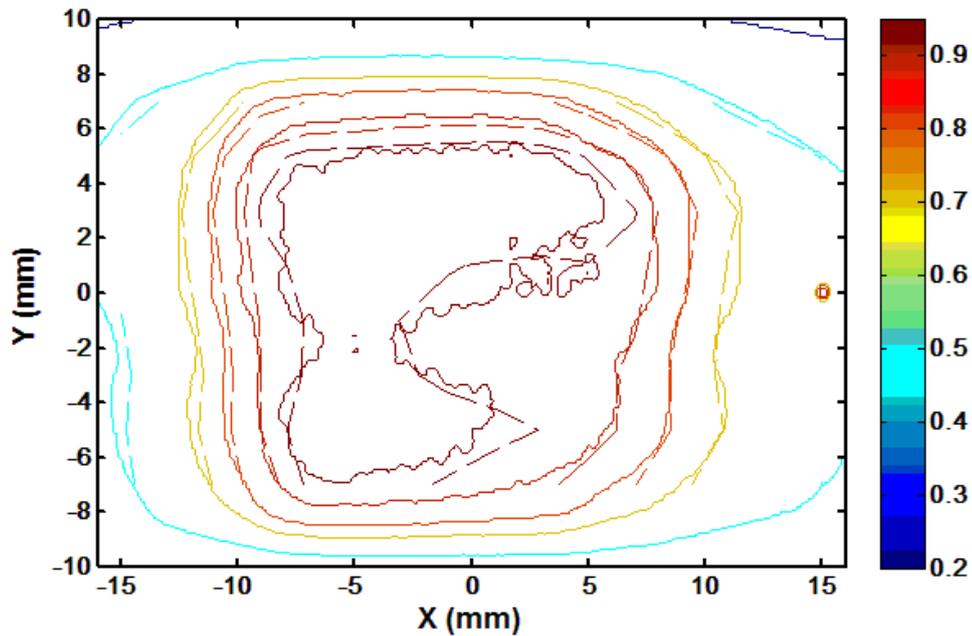


Figura 4. 23. Curvas de isodosis (20%, 50%, 70%, 80%, 90% y 95%) en el plano coronal, medidas con la matriz (línea punteada) y con la película radiográfica (línea continua) correspondientes al tratamiento completo de radiocirugía.

el factor de corrección por anisotropía la mejora es significativa alcanzando las tasas de paso del 100% hasta 1.8% y 1.8 mm. En la Figura 4.23 se muestran superpuestas las distribuciones de dosis obtenidas a partir de la matriz corregida por el ángulo y de la película radiográfica.

4.2.3. Conclusiones

Se ha presentado la caracterización del prototipo de matriz plana de 128 elementos:

- La matriz presenta anisotropía y dependencia del tamaño de campo y de la profundidad. Tales efectos pueden estar relacionados con la no equivalencia a agua de algunos materiales que forman parte de su estructura y hasta cierto punto de la no equivalencia a agua del isooctano manifestada a través de las razones isooctano/agua de poderes de frenado (3% de variación desde 0.1 hasta 20 MeV) y de coeficientes de absorción de energía másicos (Wickman & Nystrom, 1992). La dependencia de tamaño de campo y energía no es relevante para el ámbito de aplicación de esta matriz centrado en campos pequeños, pero debe ser tomada en

cuenta si se utiliza la misma tecnología para medir campos más grandes. A pesar de que la anisotropía puede alcanzar un $\approx 12\%$ si se comparan la incidencia vertical y la lateral, ésta puede ser corregida.

- Se ha comprobado que la dependencia con la tasa de dosis registrada no tendrá efecto en tratamientos con tasas de dosis estándares.
- Las reproducibilidades del sistema a corto y medio plazo son mejores que 0.1% y 0.3% considerando una desviación estándar.

Se ha aplicado la matriz en diferentes situaciones:

- La medida de factores de salida para campos desde $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ hasta $10 \times 10 \text{ cm}^2$ presenta diferencias relativas dentro del 1% al compararlas con medidas de cámara de ionización de aire (CC13) combinada con diodo (SFD) para los campos menores de $3 \times 3 \text{ cm}^2$.
- La medida del machihembrado y del campo segmentado han mostrado unos resultados aceptables frente a película radiográfica pero limitados debido a efectos de promediado en volumen.
- La comparación de la medida de un tratamiento de radiocirugía con modulación de intensidad con la matriz frente a la medida con película radiográfica proporciona tasas de paso del 100% hasta tolerancias de 1.8% y 1.8 mm.

Todo este conjunto de resultados demuestran que esta matriz plana es válida para la verificación de tratamientos de pacientes con campos pequeños. Es especialmente importante prestar atención a la calibración en ganancia de cada píxel, a la anisotropía del equipo, y limitar la dependencia en tasa de dosis para poder llevar a cabo verificaciones de tratamientos complejos con alta resolución espacial. Constituye además el paso previo a la fabricación de una matriz más grande que permita medir campos de mayor tamaño: la matriz 2KLIC.

4.3. Matriz plana de 2041 elementos: 2KLIC

La matriz 2KLIC es la síntesis mejorada de los dos prototipos anteriores:

- Al igual que la matriz lineal, permite controles de calidad del acelerador y del planificador mediante la medida de perfiles a partir de las mediatrices y diagonales de un cuadrado de 22.7 cm de lado.
- Como la matriz plana permite verificaciones de tratamientos de pacientes, pero ahora ya no está restringida a volúmenes muy reducidos, si no que permite medir con alta resolución hasta $107.5 \times 107.5 \text{ mm}^2$.

En este estudio se ha procedido a su caracterización y posterior aplicación. El trabajo se ha llevado a cabo en un acelerador TrueBeam de la marca Varian (Varian Medical Systems, Palo Alto, California). Este acelerador permite irradiar fotones con filtro aplanador y sin filtro aplanador. Las energías disponibles con filtro aplanador son 6, 10 y 15 MV, y sin filtro aplanador 6 y 10 MV. Las tasas de unidades monitor disponibles para los haces con filtro aplanador pueden variar de 100 a 600 UM/min. Sin filtro aplanador el rango es de 400 a 1400 UM/min en 6 MV-FFF y 400 a 2400 UM/min en 10 MV-FFF. Al igual que el acelerador Varian 2100C instalado en el Hospital General de Elche consta de un multiláminas Millenium de 60 pares de láminas, los 40 centrales con espesor proyectado en isocentro de 5 mm y los 20 restantes 10 mm.

El maniquí empleado en las distintas pruebas es un maniquí cuadrado de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ de polimetilmetacrilato con planchas de diferentes espesores.

4.3.1. Caracterización de la matriz 2KLIC

4.3.1.1 Calibración

Para la calibración de la matriz se ha elaborado un método basado en el trabajo de Donetti y colaboradores (Donetti et al., 2006). El procedimiento consiste ajustar los parámetros de ganancia de cada elemento de la matriz respecto a uno que se toma como referencia, a partir de medidas de un mismo campo realizadas por la matriz en distintas configuraciones que pueden incluir rotaciones y desplazamientos. De las relaciones

existentes entre las medidas de los diferentes elementos de la matriz que han medido en los mismos sitios del campo de irradiación se extraen los factores de ganancia correspondientes a cada píxel.

En este trabajo la calibración de la matriz se ha realizado utilizando un haz de 10 MV y una tasa de 200 unidades monitor por minuto. El campo empleado es un $24 \times 24 \text{ cm}^2$ a una profundidad de 10 cm y una distancia fuente-superficie de 90 cm.

El procedimiento para la calibración de la zona central con 43×43 píxeles consta de tres pasos:

- Paso A: Irradiación con la matriz centrada en el campo
- Paso B: Irradiación tras rotar la matriz 90° vistos desde el colimador.
- Paso C: Irradiación con la matriz igual que en el paso 1 pero desplazada 2.5 mm (distancia entre píxeles) hacia la derecha del isocentro.

Para desarrollar el algoritmo que relaciona las distintas medidas es conveniente definir dos ejes de coordenadas: uno fijo asociado al campo, F , y uno móvil asociado al detector, D . En la Figura 4.24 pueden verse los tres ejes y sus posiciones relativas en cada paso de la calibración.

Definidos los ejes en cada situación se pueden establecer las siguientes relaciones para una matriz de $N \times N$ componentes (en nuestro caso $N=43$):

- Paso A: $F(i, j) = A(i, j) G(i, j)$
- Paso B: $F(i, j) = B(N - j + 1, i) G(N - j + 1, j)$
- Paso C: $F(i, j) = C(i + 1, j) G(i + 1, j)$

donde la matriz $G(i, j)$ es la matriz de factores de uniformidad que estamos buscando, $A(i, j)$, $B(i, j)$ y $C(i, j)$ son las matrices correspondientes a las medidas efectuadas en los pasos A, B y C y $F(i, j)$ es la matriz de los valores de fluencia del campo.

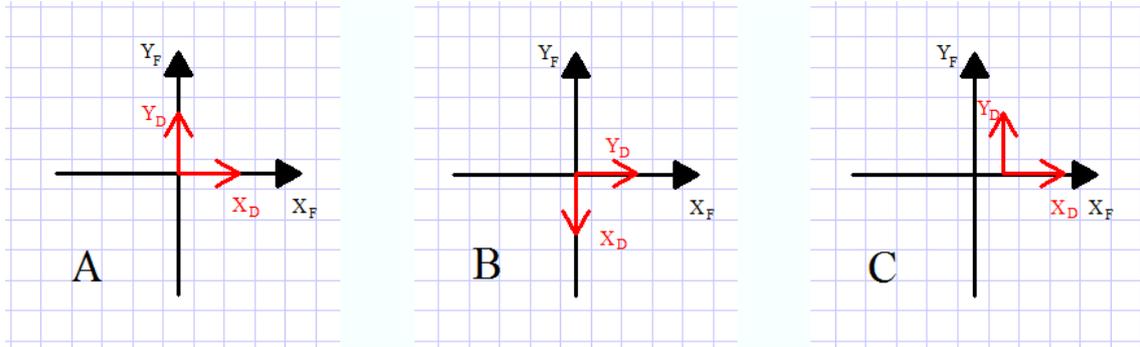


Figura 4. 24. Ejes de coordenadas asociados al campo (X_F , Y_F) y ejes de coordenadas asociados al detector (X_D , Y_D) correspondientes a los tres pasos A, B y C de la calibración.

Rotación de 90° y corrección de matriz B

A partir de la rotación de 90° se establecen interrelaciones entre grupos de 4 píxeles que constituyen los vértices de un cuadrado centrado en el campo. Estas relaciones son:

$$F(i, j) = A(i, j)G(i, j) = B(N - j + 1, i)G(N - j + 1, i) \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} F(N - j + 1, i) &= A(N - j + 1, i)G(N - j + 1, i) \\ &= B(N - i + 1, N - j + 1)G(N - i + 1, N - j + 1) \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} F(N - i + 1, N - j + 1) &= A(N - i + 1, N - j + 1)G(N - i + 1, N - j + 1) \\ &= B(j, N - i + 1)G(j, N - i + 1) \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$F(j, N - i + 1) = A(j, N - i + 1)G(j, N - i + 1) = B(i, j)G(i, j) \quad (4.6)$$

El píxel central no está incluido en estos conjuntos pues gira sobre sí mismo. A partir de estas relaciones se puede extraer la siguiente condición:

$$\begin{aligned} A(i, j) \times A(N - j + 1, i) \times A(N - i + 1, N - j + 1) \times A(j, N - i + 1) = \\ B(i, j) \times B(N - j + 1, i) \times B(N - i + 1, N - j + 1) \times B(j, N - i + 1) \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde los factores de ganancia no aparecen pues son iguales a ambos lados de la ecuación.

En general, esta igualdad no se cumple por pequeñas variaciones entre A y B (ruido, variaciones de la máquina...) con lo cual se puede escribir:

$$A(i, j) \times A(N - j + 1, i) \times A(N - i + 1, N - j + 1) \times A(j, N - i + 1) = f(i, j) \times B(i, j) \times B(N - j + 1, i) \times B(N - i + 1, N - j + 1) \times B(j, N - i + 1) \quad (4.8)$$

De la Ecuación 4.8 se deriva una matriz de correcciones a aplicar sobre la matriz del paso B con lo cual se obtiene la matriz B corregida (B_C).

$$f(i, j) \times B(i, j) = B_C(i, j) \quad (4.9)$$

Desplazamiento de una columna y corrección de matriz C

Se puede relacionar la medida en el paso C y el paso A mediante:

$$F(i, j) = A(i, j)G(i, j) = C(i + 1, j)G(i + 1, j) \quad (4.10)$$

Se puede establecer relación entre todos los píxeles de una fila a un valor de esa misma fila, por ejemplo el valor central, a partir de la Ecuación 4.10.

$$G(k, j) = \begin{cases} G(22, j) \frac{\prod_{i=22}^{k-1} A(i, j)}{\prod_{i=23}^k C(i, j)} & \text{si } k > 22 \\ G(22, j) \frac{\prod_{i=k+1}^{22} C(i, j)}{\prod_{i=k}^{21} A(i, j)} & \text{si } k < 22 \end{cases} \quad (4.11)$$

Para cada fila se puede relacionar el píxel (k, k) con el píxel (N-k+1, k) calculando la razón de la Ecuación 4.11 aplicada a ambos píxeles:

$$\frac{G(k, k)}{G(N - k + 1, k)} = \begin{cases} \frac{\prod_{i=N-k+1}^{k-1} A(i, k)}{\prod_{i=N-k+2}^k C(i, k)} & \text{si } k > 22 \\ \frac{\prod_{i=k+1}^{N-k+1} C(i, k)}{\prod_{i=k}^{N-k} A(i, k)} & \text{si } k < 22 \end{cases} \quad (4.12)$$

A partir de la Ecuación 4.3 se tiene que:

$$\frac{G(k, k)}{G(N - k + 1, k)} = \frac{B(N - k + 1, k)}{A(k, k)} \quad (4.13)$$

De la igualdad entre 4.12 y 4.13 se puede extraer un factor de corrección para la matriz $C(f')$ como antes se hizo para la matriz B .

$$\frac{\prod_{i=N-k+1}^{k-1} A(i, k)}{\prod_{i=N-k+2}^k f'_k C(i, k)} = \frac{B(N-k+1, k)}{A(k, k)} \quad \text{si } k > 22 \quad (4.14)$$

$$\frac{\prod_{i=k+1}^{N-k+1} f'_k C(i, k)}{\prod_{i=k}^{N-k} A(i, k)} = \frac{B(N-k+1, k)}{A(k, k)} \quad \text{si } k < 22$$

De donde se extrae un factor de corrección para cada fila f'_k .

$$\frac{\prod_{i=N-k+1}^{k-1} A(i, k)}{\prod_{i=N-k+2}^k C(i, k)} \frac{A(k, k)}{B(N-k+1, k)} = \prod_{i=N-k+2}^k f'_k = (f'_k)^{2k-N-1} \quad \text{si } k > 22 \quad (4.15)$$

$$\frac{\prod_{i=k}^{N-k} A(i, k)}{\prod_{i=k+1}^{N-k+1} C(i, k)} \frac{B(N-k+1, k)}{A(k, k)} = \prod_{i=k+1}^{N-k+1} f'_k = (f'_k)^{N-2k+1} \quad \text{si } k < 22$$

De la Ecuación 4.15 se deriva la matriz de correcciones a aplicar sobre la matriz del paso C. Podemos por tanto, obtener la matriz C corregida (C_C) como:

$$f'_k C(i, k) = C_C(i, k) \quad (4.16)$$

Obtención factores uniformidad

Con las matrices B y C corregidas se procede con la obtención de los factores de uniformidad. Se parte del píxel central que se define como referencia, $G(22,22) = 1$. Los elementos de la fila central se obtienen a partir de la Ecuación 4.11:

$$G(k, 22) = \left\{ \begin{array}{l} G(22, 22) \frac{\prod_{i=22}^{k-1} A(i, 22)}{\prod_{i=23}^k C_C(i, 22)} \quad \text{si } k > 22 \\ G(22, 22) \frac{\prod_{i=k+1}^{22} C_C(i, 22)}{\prod_{i=k}^{21} A(i, 22)} \quad \text{si } k < 22 \end{array} \right. \quad (4.17)$$

Los factores de la columna central, $G(22,k)$, se obtienen a partir de la Ecuación 4.3, resultando:

$$G(22, k) = \frac{B_C(N - k + 1, 22)G(N - k + 1, 22)}{A(22, k)} \quad (4.18)$$

Como $G(N - k + 1, 22)$ pertenece a la fila central, de la Ecuación 4.17 se deduce que:

$$G(N - k + 1, 22) = \begin{cases} G(22, 22) \frac{\prod_{i=22}^{N-k} A(i, 22)}{\prod_{i=23}^{N-k+1} C_C(i, 22)} & \text{si } N - k + 1 > 22 \rightarrow (k < 22) \\ G(22, 22) \frac{\prod_{i=N-k+2}^{22} C_C(i, 22)}{\prod_{i=N-k+1}^{21} A(i, 22)} & \text{si } N - k + 1 < 22 \rightarrow (k > 22) \end{cases} \quad (4.19)$$

Una vez obtenidos los factores para la fila y columna centrales, los correspondientes a cualquier otro píxel, $G(i, j)$, se pueden expresar en función del factor del píxel central de esa fila, $G(22, j)$, a partir de 4.18 y 4.19:

$$G(22, k) = \frac{B_C(N - k + 1, 22)G(22, 22)}{A(22, k)} \times \begin{cases} \frac{\prod_{i=22}^{N-k} A(i, 22)}{\prod_{i=23}^{N-k+1} C_C(i, 22)} & \text{si } k < 22 \\ \frac{\prod_{i=N-k+2}^{22} C_C(i, 22)}{\prod_{i=N-k+1}^{21} A(i, 22)} & \text{si } k > 22 \end{cases} \quad (4.20)$$

En la Figura 4.25 se muestra la medida del campo de calibración antes de aplicar los factores de calibración y después de aplicarlos. Se presentan también los histogramas de ambas imágenes donde se observa la disminución de la dispersión de los valores en torno al valor del campo central.

Para verificar el proceso, se ha hecho también en paralelo un proceso de calibración a partir de la irradiación del campo a 0° con la matriz centrada en el campo y la simulación del mismo en el planificador. Los valores obtenidos en ambos casos son coincidentes dentro de las incertidumbres.

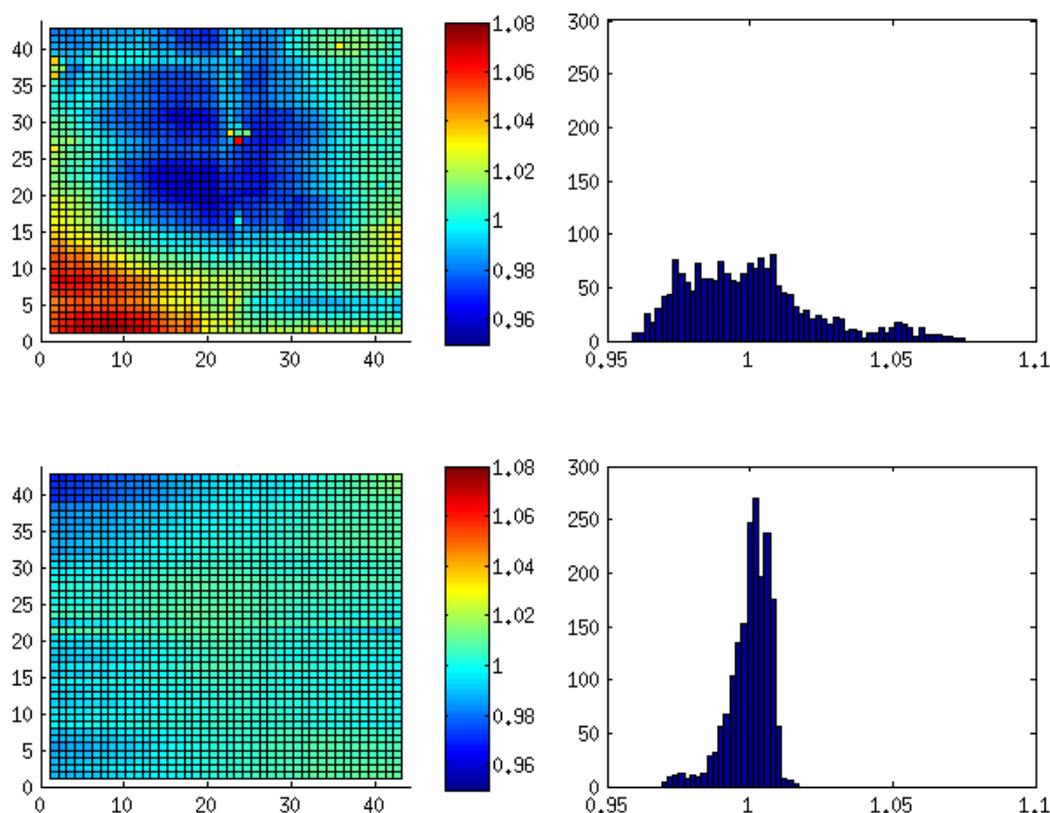


Figura 4.25. Efecto de la calibración en la medida del campo de calibración. En la columna de la izquierda se observa el mapa de resultados normalizados a la unidad al valor central, antes de aplicar los factores de uniformidad (arriba) y después (abajo). En la columna de la derecha están los histogramas que indican la distribución de los valores de los píxeles.

4.3.1.2 Dependencia con la tasa de dosis

El elemento de detección de esta matriz es similar a la de los dispositivos anteriormente presentados. Por esta razón no es de esperar un cambio significativo en su comportamiento respecto a la dependencia con la tasa de dosis.

Sin embargo, dada la amplia gama de posibilidades de variación de tasa de dosis de este acelerador con la inclusión de los haces sin filtro aplanador, hemos realizado un detallado estudio de la eficiencia de colección con este dispositivo. Debido a la profundidad del mismo lo presentamos en detalle en un capítulo posterior (Capítulo 5).

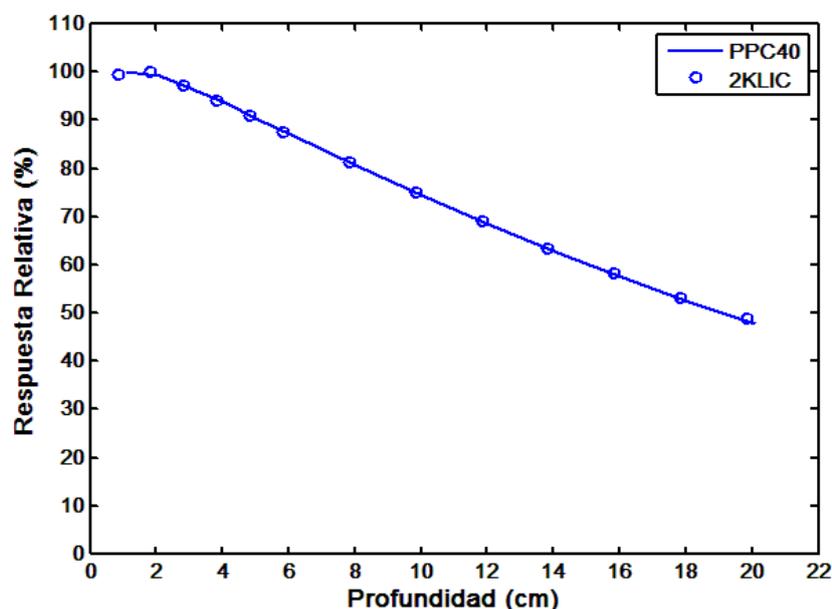


Figura 4. 26. Rendimiento en profundidad medido en polimetilmetacrilato con la cámara plano paralela PPC40 (línea continua) y con la matriz 2KLIC (o).

4.3.1.3 Determinación del punto efectivo de medida

Para la determinación del punto efectivo de la matriz se ha medido el rendimiento de un haz de 6 MV y una tasa de 100 UM/min, en función de la profundidad en el maniquí de polimetilmetacrilato manteniendo constante la distancia de la fuente al detector (100 cm). Las mismas medidas se han realizado con una cámara plano paralela PPC40 de Iba debido a su alta resolución. Las posibles pérdidas por recombinación han sido tenidas en cuenta. En la Figura 4.26 pueden verse los dos rendimientos una vez ajustados.

El análisis de los datos muestra que la profundidad del punto efectivo es de 8.5 mm de metacrilato. Se puede conocer la profundidad equivalente en agua (z_a) mediante la relación (IAEA, 2005):

$$z_a = \rho_{pl} z_{pl} \quad (4.21)$$

Donde z_{pl} es la profundidad en el metacrilato (8.5 mm) y ρ_{pl} es la densidad másica del plástico. Para el metacrilato $\rho_{pl}=1.19 \text{ g/cm}^3$ con lo cual la profundidad del punto efectivo sería $\approx 1 \text{ cm}$ en agua.

4.3.1.4 Dependencia con la profundidad y el tamaño de campo

Para el estudio de la dependencia con la profundidad y del tamaño de campo se ha irradiado la matriz 2KLIC a diferentes profundidades (3, 5, 10 y 20 cm) y distintos tamaños de campo (5×5 , 10×10 y 20×20 cm²) manteniendo constante la distancia fuente detector igual a 100 cm. Los haces empleados han sido 6, 10 y 15 MV con filtro aplanador. Para disminuir la contribución debido a pérdidas por recombinación se ha trabajado a tasas de 100 unidades monitor minuto para 6 MV y 200 unidades monitor minuto para 10 y 15 MV. No obstante, en todos los casos se han corregido las pérdidas por recombinación a partir de los estudios que se expondrán más adelante en el Capítulo 5.

Como detector de comparación se cambia la cámara plano paralela PPC40 empleada en la determinación del punto efectivo por una cámara CC13 de ionización de gas de 0.125 cm³. Esto se hace así porque la cámara PPC40 presenta una moderada dependencia en energía que se pone de manifiesto fundamentalmente al cambiar la energía del haz seleccionada. Con la cámara CC13 se repiten todas las irradiaciones en idénticas condiciones. Se comprueba que la posición del punto efectivo de la CC13 y de la matriz 2KLIC están a la misma profundidad.

Para la comparación de resultados se determina la razón entre la carga medida por la matriz y la cámara, y se comprueba cómo varía en función de las condiciones de medida. En la Figura 4.27 se muestra para cada energía la variación en función de la profundidad según distintos tamaños de campo habiendo normalizado a la unidad para el campo de 5×5 cm². La incertidumbre de los resultados está en torno al 0.5%. Observando las gráficas se puede afirmar lo siguiente:

- La 2KLIC presenta una sub-respuesta al aumentar el tamaño de campo.
- Al variar la profundidad los cambios son poco notables, excepto para el haz de 6 MV pues en el campo de 5×5 cm² se produce un aumento de casi el 1.5% en señal relativa al pasar de 3 cm a 20 cm, probablemente debido al endurecimiento del espectro del haz.
- La dependencia con el tamaño de campo disminuye al aumentar la energía del haz.

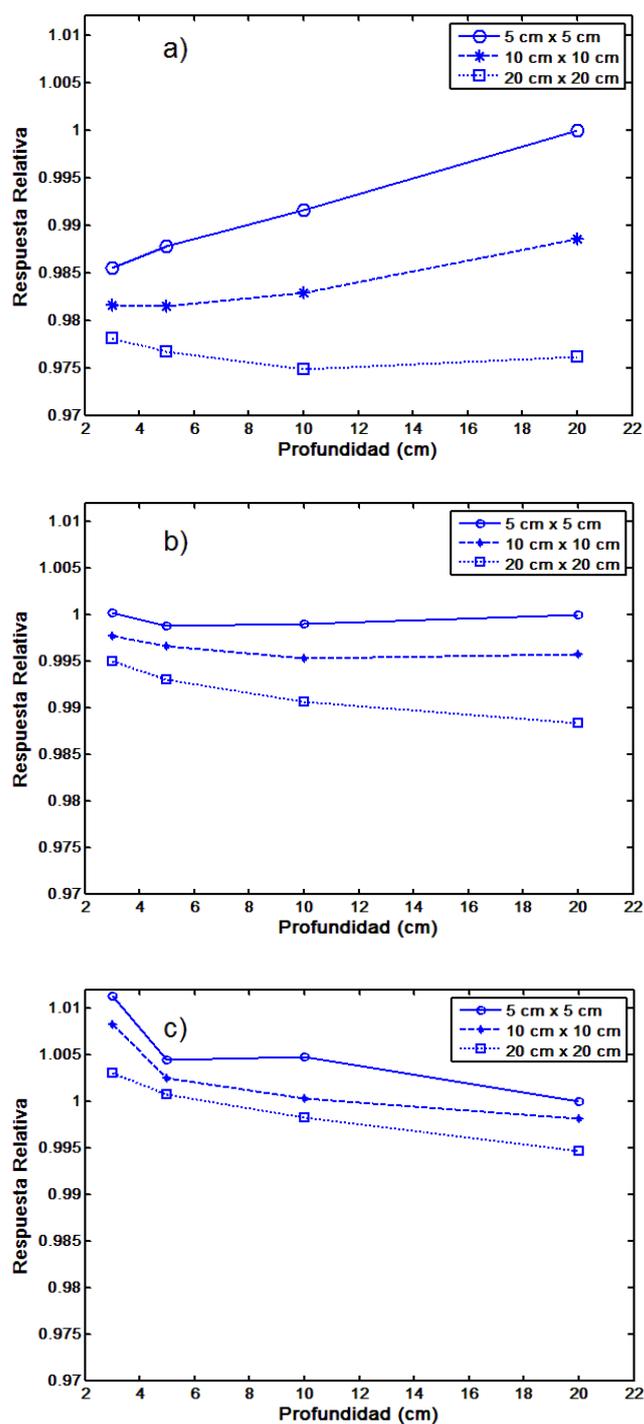


Figura 4. 27. Respuesta relativa de la matriz en función del tamaño de campo y la profundidad de la medida para distintos haces con filtro aplanador de 6 (a), 10 (b) y 15 MV (c), respecto a la medida obtenida con una cámara de ionización de aire, la CC13. Los datos están normalizados a la unidad para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ a 20 cm de profundidad.

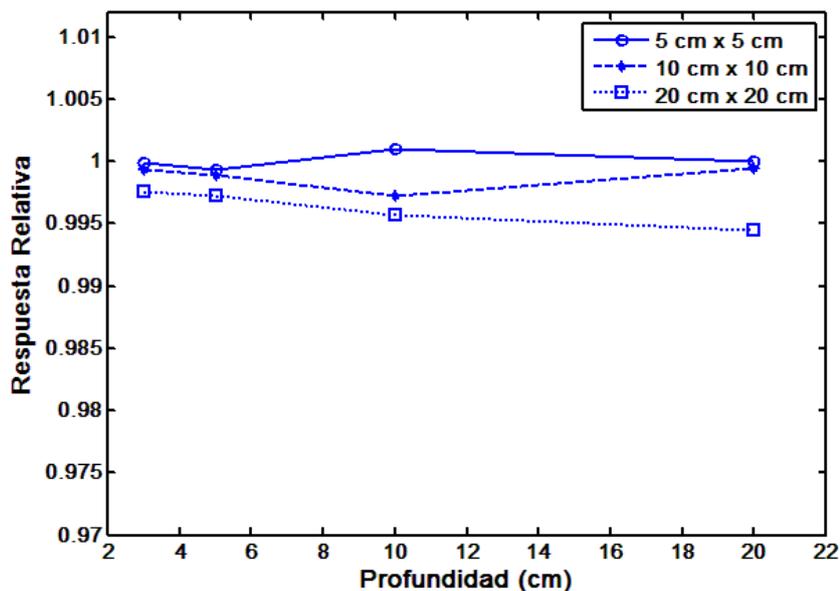


Figura 4. 28. Respuesta relativa de la matriz en función del tamaño de campo y la profundidad de la medida para un haz 15 MV respecto a la medida obtenida con una cámara microDiamond de PTW. Los datos están normalizados a la unidad para el campo de 5×5 cm² a 20 cm de profundidad.

Estas variaciones observadas son compatibles con la presencia de materiales no equivalentes a agua en el interior de la matriz. En general, los efectos observados pueden explicarse a partir de una mayor atenuación para componentes de baja energía del haz. Estos componentes aumentan su contribución con el tamaño de campo, al disminuir la profundidad y al aumentar la calidad del haz. Si alguna de estas variables hace que la contribución aumente mucho, como ocurre por ejemplo al aumentar la energía del haz, utilizar un campo grande o trabajar a poca profundidad entonces, la variación en función del resto de parámetros disminuye.

En la Figura 4.27c se observa un repunte de la señal para la profundidad de 3 cm. Esto se asocia al efecto volumen de la cámara cilíndrica CC13 que presenta un diámetro de 6 mm. En la Figura 4.28 se pueden ver las mismas medidas de la matriz para la energía de 15 MV comparadas con la cámara microDiamond de PTW. Se puede observar que no tiene lugar el repunte a la profundidad de 3 cm.

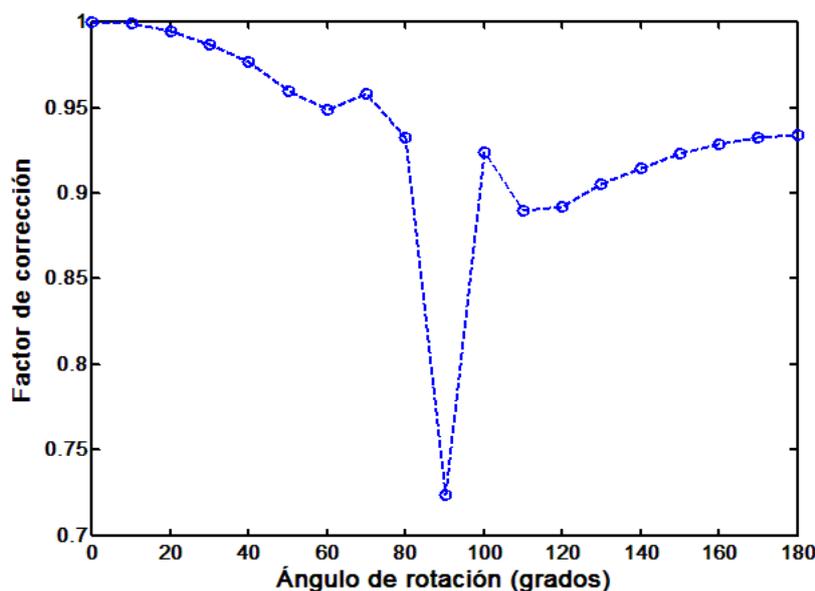


Figura 4. 29. Factores de anisotropía para la matriz 2KLIC.

4.3.1.5 Anisotropía

Para el estudio de la dependencia angular del dispositivo se ha colocado la matriz en las mismas condiciones empleadas para la verificación de los tratamientos (dentro de un maniquí cuadrado, de área $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y espesor 14 cm, centrado en isocentro) y se han medido campos de $16 \times 16 \text{ cm}^2$ según diferentes incidencias, describiendo una circunferencia completa a intervalos de 10° .

Por otro lado, se han adquirido imágenes de TAC de un maniquí de metacrilato de iguales dimensiones y se ha reproducido sobre ellas en el planificador la irradiación según las diferentes incidencias (Boggula et al., 2011).

A partir de la comparación de los datos se puede extraer una tabla de factores de corrección en función del ángulo para cada detector. Es interesante observar que el factor de corrección para una misma incidencia apenas varía de unos elementos a otros. Se ha comprobado mediante una cámara CC13 situada en el centro del maniquí que los cálculos del planificador son coincidentes con la medida experimental obtenida a partir de ella (dentro de unas incertidumbres del $\pm 1\%$). Por tanto, el factor de anisotropía ($F_a(\theta)$), normalizado a la unidad a cero grados, se calcula mediante:

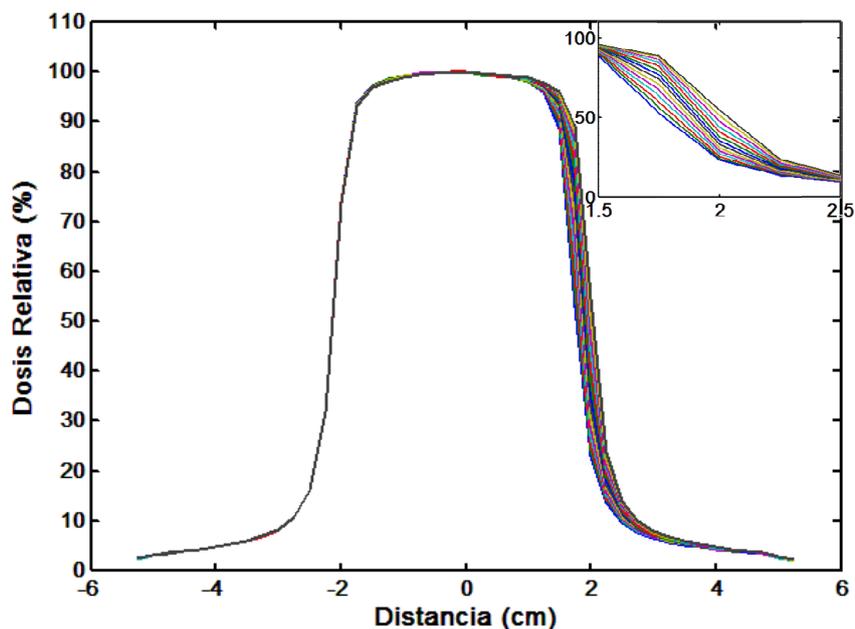


Figura 4. 30. Perfil de secuencias de campos conformados con el multilaminas donde uno de los lados cambia de campo a campo 0.2 mm. En la esquina superior derecha se muestra detalle ampliado de la zona de penumbra.

$$F_a(\theta) = \left(\frac{M_\theta}{P_\theta}\right) \left(\frac{P_{0^\circ}}{M_{0^\circ}}\right) \quad (4. 22)$$

Donde M_θ y M_{0° son las medidas obtenidas por la matriz y P_θ y P_{0° son los cálculos proporcionados por el planificador.

En la Figura 4.29 se representan los factores promedio en función de la incidencia. A 90° se puede observar la elevada perturbación (28%) ocasionada por la presencia del plano de medida con las tarjetas de circuito impreso. También se observa cómo por la incidencia posterior hay una mayor atenuación, 7% para 180° , debido a la mayor cantidad de material presente no equivalente a agua en esa zona del detector.

4.3.1.6 Sensibilidad de la cámara para la detección de movimientos de láminas

La medida de la sensibilidad se ha llevado a cabo irradiando una secuencia de campos rectangulares de longitud 8 cm y anchura variable en la dirección del multilaminas (una bancada fija y en la otra las láminas varían su posición de forma incremental 0.2 mm

entre campo y campo). Para la medida se ha colocado la matriz en un maniquí cuadrado a 7 cm de profundidad y distancia fuente detector de 100 cm.

En la Figura 4.30 se muestran los distintos perfiles obtenidos. Se observa una variación significativa en la medida de los píxeles en zona de penumbra. La tasa de variación se mantiene aproximadamente constante en todo momento, debido al reducido tamaño del detector y a la existencia de un factor de llenado del 100%. Como medida de la sensibilidad se ha determinado el cambio de señal en la 2KLIC, en el 50% de la penumbra del campo, por cada décima de milímetro de desplazamiento de la lámina. El valor obtenido es 1.8% por décima de milímetro.

4.3.1.7 Reproducibilidad a corto y medio plazo

Para determinar la reproducibilidad de la matriz se ha medido un campo de $24 \times 24 \text{ cm}^2$ en el plano del isocentro. Para la reproducibilidad a corto plazo se analizan tandas de 10 medidas consecutivas. Se ha repetido la medida de forma periódica durante 9 meses para el estudio a medio plazo.

En el proceso de medida se ha incluido una cámara de ionización de aire, la CC13 de Iba, para monitorizar la señal. Las medidas de la cámara líquida se han corregido por temperatura y las de la cámara CC13 por presión y temperatura.

Considerando una desviación estándar, la reproducibilidad a corto plazo fue del 0.08% y a medio plazo (durante un periodo de 9 meses) aumentó hasta el 0.4%. Las máximas diferencias registradas han sido 0.5% y 0.9% respectivamente.

4.3.2. Aplicación de la matriz plana 2KLIC

En esta sección se realizan una serie de medidas que precisan una resolución alta por parte del detector:

- Medida de factores de salida de campos pequeños
- Comparativa con placas radiográficas en la medida de machihembrado, campos segmentados contiguos y perfiles de campos pequeños. Las películas radiográficas empleadas son EDR2 de Carestream. Han sido reveladas en una MXP-2000

de Carestream y escaneadas en un Epxon Expression 10000 XL. La distancia de muestreo empleada en la lectura de las placas es de 5 puntos por milímetro.

- Medida de campos pequeños irregulares correspondientes al proceso de verificación del modelo del acelerador en el planificador. El planificador es un planificador Pinnacle³ de Philips versión 9.4. El motor de cálculo que emplea está basado en un algoritmo de convolución/superposición de conos colapsados (Mackie et al., 1988; Mackie, 1985; Papanikolaou, 1993)
- Verificación de tratamientos de pacientes con alta dosis y elevada complejidad.

En las medidas se han empleado distintos tipos de energías entre las cuales se incluyen haces sin filtro aplanador. En todas las medidas se ha empleado un maniquí de sección cuadrada ($30 \times 30 \text{ cm}^2$) de polimetilmetacrilato siendo la distancia desde la fuente al detector de 100 cm. La profundidad física empleada en todos los casos es 7 cm exceptuando los factores de salida que se han realizado a 10 cm de profundidad.

4.3.2.1 Factores de salida

Se han medido los factores de salida para campos conformados con el multiláminas desde el 10×10 hasta el $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Las mordazas están fijas formando un campo de $120 \times 120 \text{ mm}^2$. Se han empleado los haces de 6 MV, 10 MV y 15 MV.

Las medidas se han efectuado con la matriz 2KLIC y con la cámara de ionización en aire CC13 y el diodo SFD ambos de Iba. Las medidas con el diodo SFD se han efectuado para campos menores o iguales a $30 \times 30 \text{ mm}^2$ para las energías de 6 y 10 MV y para campos menores de $40 \times 40 \text{ mm}^2$ en el caso de 15 MV. El diodo SFD y la matriz 2KLIC se desplazaron en dos dimensiones hasta situarlos en el máximo del campo.

En la Figura 4.31 se muestran los factores de salida normalizados a un campo de $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Al comparar la matriz 2KLIC con la combinación de cámara de ionización y diodo SFD se observa la misma tendencia que tenía lugar para la matriz de 128 elementos. La matriz 2KLIC presenta una respuesta relativa mayor para campos pequeños (alcanza el 2% para el $10 \times 10 \text{ mm}^2$ en 6 MV) y menor para campos grandes (-1% para el

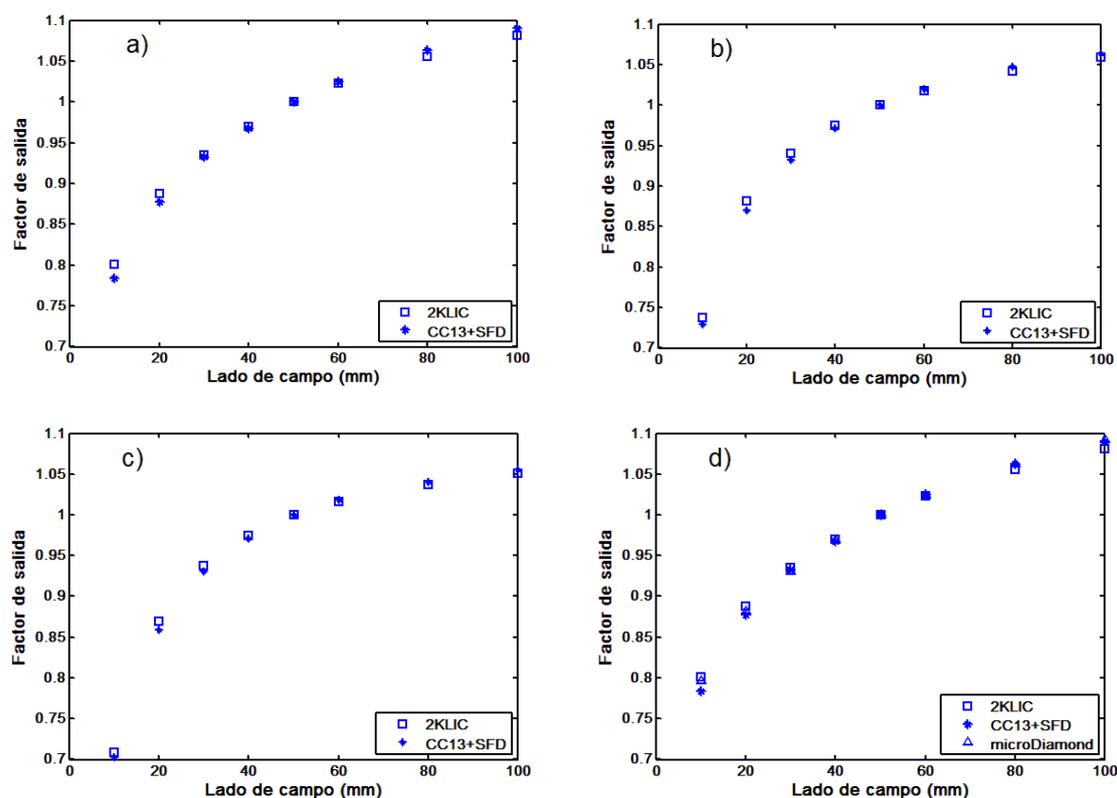


Figura 4. 31. Factores de salida para las energías: a) 6 MV, b) 10 MV y c) 15 MV. Están medidos con la matriz 2 KLIC y con la combinación de cámara CC13 y diodo esterotáctico. Los campos están normalizados a $50 \times 50 \text{ mm}^2$. En el apartado d) se muestran los factores de salida de 6 MV medidos también con la cámara microDiamond.

$100 \times 100 \text{ mm}^2$ en 6 MV). Estas diferencias disminuyen al aumentar la energía del haz (pasa a +1% para el $10 \times 10 \text{ mm}^2$ y -0.5% para el $100 \times 100 \text{ mm}^2$ en 10 y 15 MV) en concordancia con lo visto en el análisis de la dependencia con el tamaño de campo y de la profundidad.

Los factores de salida del haz de 6 MV, los que presentan mayores diferencias, han sido repetidos con la cámara microDiamond 60019 de PTW dado que ésta, a diferencia del diodo SFD, presenta una dependencia en energía despreciable. El radio de la cámara es 1.1 mm y su espesor $1 \mu\text{m}$.

En la Figura 4.31 se puede ver que las medidas de la microDiamond coinciden con las de la cámara CC13 y proporcionan una respuesta relativa mayor para campos pequeños. Esto puede ser debido a la sobre-respuesta en energía del diodo dado que la medida del

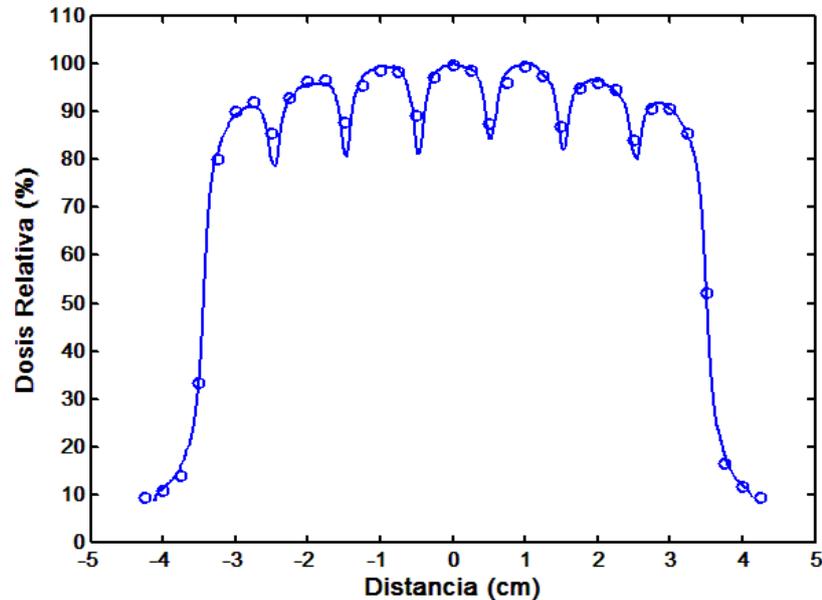


Figura 4. 32. Perfil de machihembrado para un haz 6MV-FFF medido con una placa radiográfica EDR2 (línea continua) y con la matriz 2KLIC (o).

campo de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ está referida al $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Si se comparan los resultados de la matriz 2KLIC con los de la microDiamond se mantiene la tendencia observada con el diodo pero en este caso menos acusada para campos pequeños (+0.5% para $10 \times 10 \text{ mm}^2$).

4.3.2.2 Machihembrado y campo segmentado

Se ha medido el machihembrado del multiláminas para varias energías irradiando dos campos que presentan aberturas en sus láminas complementarias de la misma forma que las mostradas en la sección 4.2.2.1. En este caso un campo presenta cuatro aberturas de ancho 1 cm y el otro tres. En la Figura 4.32 se muestra un perfil de ambos campos en la dirección perpendicular al movimiento de las láminas obtenido con placa EDR2 y con la matriz 2KLIC para la energía de 6 MV-FFF. A pesar de la alta resolución de la matriz se observa que suaviza los valles, debido al efecto volumen del detector, pasando de un -15.6% de diferencia en término medio entre el valle y la zona plana a un -9.5% registrados por la matriz 2KLIC.

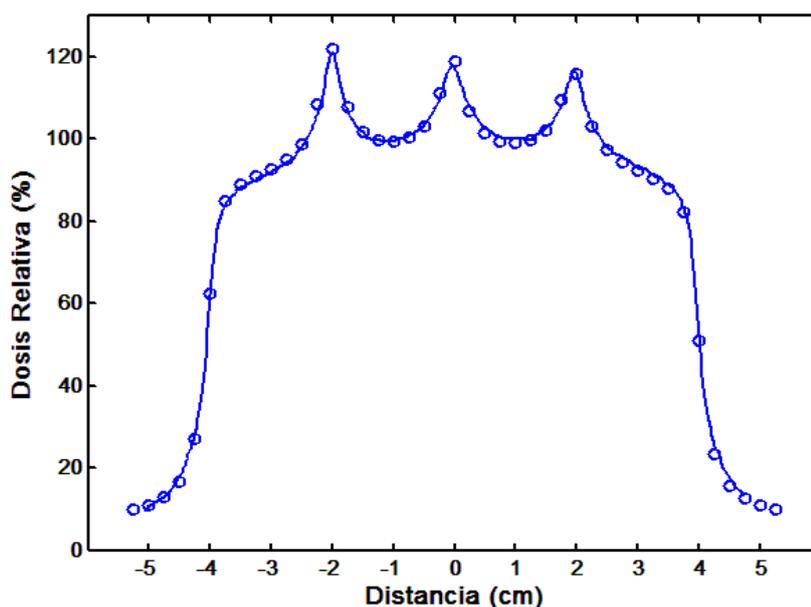


Figura 4. 33. Perfil según la dirección de movimiento de las láminas para un haz de 6 MV-FFF medido con película radiográfica (línea continua) y matriz 2KLIC (o). El campo está formado por cuatro segmentos contiguos de $20 \times 80 \text{ mm}^2$.

En la Figura 4.33 se muestra la medida de un campo constituido por cuatro segmentos de $20 \times 80 \text{ mm}^2$ contiguos correspondientes a la energía de 6 MV-FFF. Al igual que para el machihembrado, se ha obtenido con película radiográfica y con la matriz 2KLIC. La figura representa un perfil en la dirección de movimiento de las láminas. Aunque la 2KLIC reproduce bien los picos, la anchura a media altura de los mismos está también suavizada debido al efecto volumen del elemento de detección de la matriz. Los picos pasan de tener una anchura a media altura medidos en película de 3.4, 4.6 y 4.0 mm a 4.2, 5.1 y 4.6 mm registrados con la matriz.

4.3.2.3 Perfiles de campos pequeños

Se han medido los perfiles de un haz de 10 MV-FFF y tasa 2400 UM/min correspondientes a un 20×20 y un $30 \times 30 \text{ mm}^2$, según la dirección de movimiento de las láminas, utilizando la matriz 2KLIC y la película radiográfica.

Para el perfil medido con la película radiográfica se emplea una técnica de doble exposición para ampliar el rango dinámico y poder reproducir así correctamente la zona correspondiente a las colas (Sánchez-Doblado et al., 2007). La película para la zona cen-

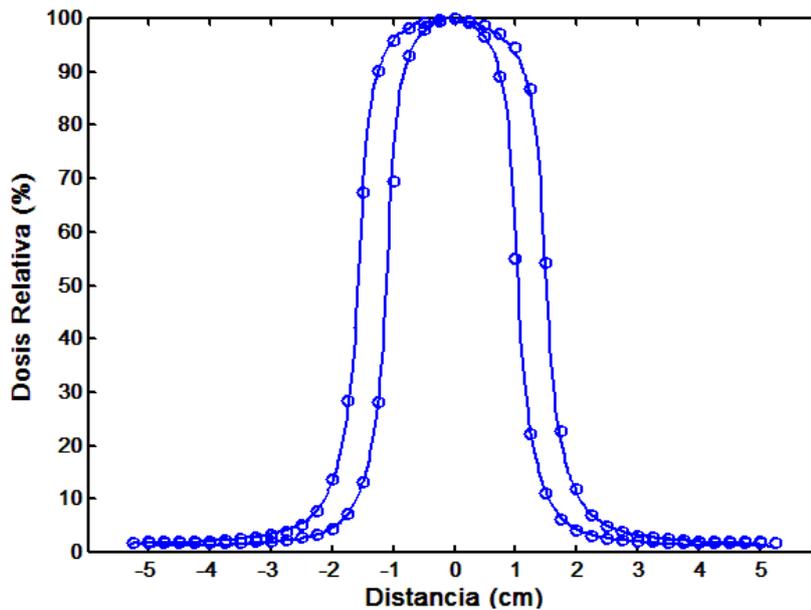


Figura 4. 34. Perfiles de 10 MV-FFF según la dirección de movimiento de las láminas para los campos de 20×20 y 30×30 mm² medidos con película (línea continua) y con la matriz 2KLIC (o)

tral (0.4 a 2 Gy) del perfil se ha irradiado a 2 Gy y la película correspondiente a las dosis bajas (0.08 a 0.4 Gy) se ha irradiado a 8 Gy.

Con la matriz 2KLIC se han medido los campos usando las tasas de 2400 UM/min y 400 UM/min para ver la influencia de la tasa de dosis. Una vez normalizados los perfiles, la comparación Gamma entre las medidas realizadas a ambas tasas es del 100% de los puntos para 1% 1 mm.

En la Figura 4.34 se muestran los perfiles de los campos medidos con película radiográfica y con la matriz 2KLIC. Los perfiles reproducidos son equivalentes en ambos casos, observándose un pequeño suavizado del perfil debido al tamaño del detector pero su efecto es despreciable.

4.3.2.4 Campos irregulares

Durante la verificación del modelado del planificador se irradian campos irregulares para comprobar el ajuste del modelo a las medidas realizadas en el acelerador. Estas medidas normalmente sólo se efectúan en un punto mientras que al hacerlo usando la matriz 2KLIC se puede obtener una medida de todo el campo.

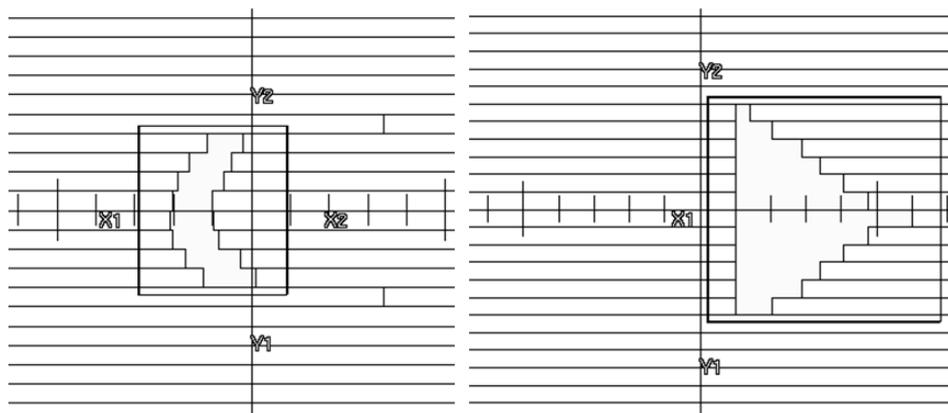


Figura 4. 35. Campos irregulares empleados durante la verificación del modelado del haz de 6 MV-FFF.

Tabla 4. 8. Porcentaje de puntos con Índice Gamma<1 para los campos irregulares del triángulo y de la luna para distintas tolerancias.

Tolerancia (% ,mm)	Triángulo	Luna
(2,2)	100%	100%
(1.5,1.5)	100%	99.3%
(1,1)	96%	86.2%

En este caso se ha empleado la matriz 2K LIC durante la comprobación del modelado de la energía 6 MV-FFF. Entre otros se han irradiado el triángulo asimétrico y el campo con forma de luna mostrados en la Figura 4.35.

Para independizar el resultado de la medida del estado del acelerador en el momento de realizarla, éste se referencia a la medida de un campo cuya dosis en condiciones óptimas de calibración del acelerador es conocida. En este caso para la medida de los campos irregulares se eligió un $30 \times 30 \text{ mm}^2$ pues el tamaño de los campos a medir es de este orden.

Los resultados obtenidos a partir de la comparación Gamma se muestran en la Tabla 4.8. Prácticamente la totalidad de los puntos presenta un índice Gamma <1 para las tolerancias de 1.5% y 1.5 mm (100% para el triángulo y 99.3% para la luna).

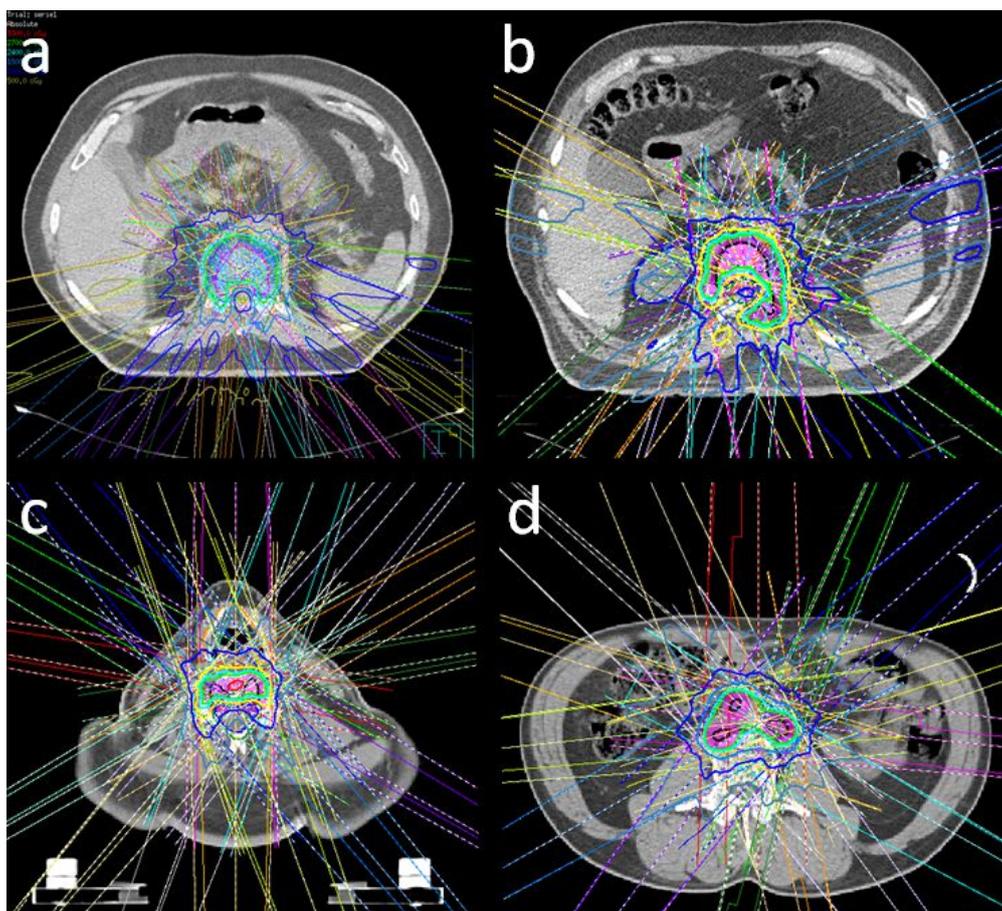


Figura 4. 36. Distribuciones de dosis verificadas mediante la matriz 2KLIC. a), b) y c) Casos 1, 2 y 3. d) Caso 4 y 4-FFF.

4.3.2.5 Verificación de tratamientos con modulación de intensidad

Para la verificación de los tratamientos de pacientes se han empleado dos modalidades: la verificación del tratamiento colapsado y la verificación del tratamiento completo. En ambos casos se debe referenciar la medida del tratamiento a un campo cuya dosis sea conocida en condiciones óptimas de calibración del acelerador. De esta manera el resultado es independiente del estado de la dosis de referencia del acelerador. En nuestro caso se ha empleado un campo de $50 \times 50 \text{ mm}^2$.

En el tratamiento colapsado sólo es preciso corregir por la matriz de uniformidad. En el tratamiento completo es necesario, además, corregir por el factor de anisotropía corres-

Tabla 4. 9. Datos de configuración correspondientes a los tratamientos que se han verificado.

Tratamiento	Energía	Nº Incidencias	Dosis/fracción
Caso 1	6 MV	12 separadas 15° Hemiarco posterior	9
Caso 2	6 MV	12 separadas 15° Hemiarco posterior*	9
Caso 3	6 MV	16 separadas 20°**	9
Caso 4	6 MV	15 separadas 24°	7.5
Caso 4 FFF	6 MV-FFF	15 separadas 24°	7.5

*Los haces a 90° y 270° se han cambiado por haces a 60° y 300°

**Faltan los haces a 100° y 260°

pondiente a cada ángulo de incidencia por separado y después sumar la contribución de todas las incidencias. En todos los casos analizados se emplea una dosis umbral del 10% para el análisis Gamma, y de cara a la tolerancia en dosis se utiliza un porcentaje de la dosis máxima.

Se han verificado cuatro tratamientos con modulación de intensidad, correspondientes a tres irradiaciones vertebrales (casos 1, 2 y 3) y una ganglionar (caso 4) (ver Figura 4.36). Todos ellos han sido planificados con 6 MV. Todos los casos se han verificado usando el tratamiento completo, y los casos 1, 2 y 3 se han verificado también usando el tratamiento colapsado. Además, el tratamiento ganglionar se ha repetido usando el haz de 6 MV-FFF (caso 4 FFF). En la Tabla 4.9 se muestra los aspectos fundamentales de la configuración de los tratamientos.

En la Tabla 4.10 se muestran los porcentajes de puntos con índice Gamma < 1 de las verificaciones de tratamiento colapsado de los casos 1, 2 y 3 con diferentes tolerancias. Casi el 100% de los puntos tienen índice Gamma < 1 para 3% y 3mm y en los tres casos el porcentaje de puntos es mayor del 95% para 2% y 2 mm.

Tabla 4. 10. Porcentaje de puntos con Gamma <1 en verificaciones de tratamientos colapsados, para diferentes valores de tolerancia establecidos.

Tolerancias (% , mm)	Caso 1	Caso 2	Caso 3
(3,3)	99.4	99.3	99.7
(2,2)	95.8	95.3	98.7
(1.5,1.5)	86.5	83.2	93.7

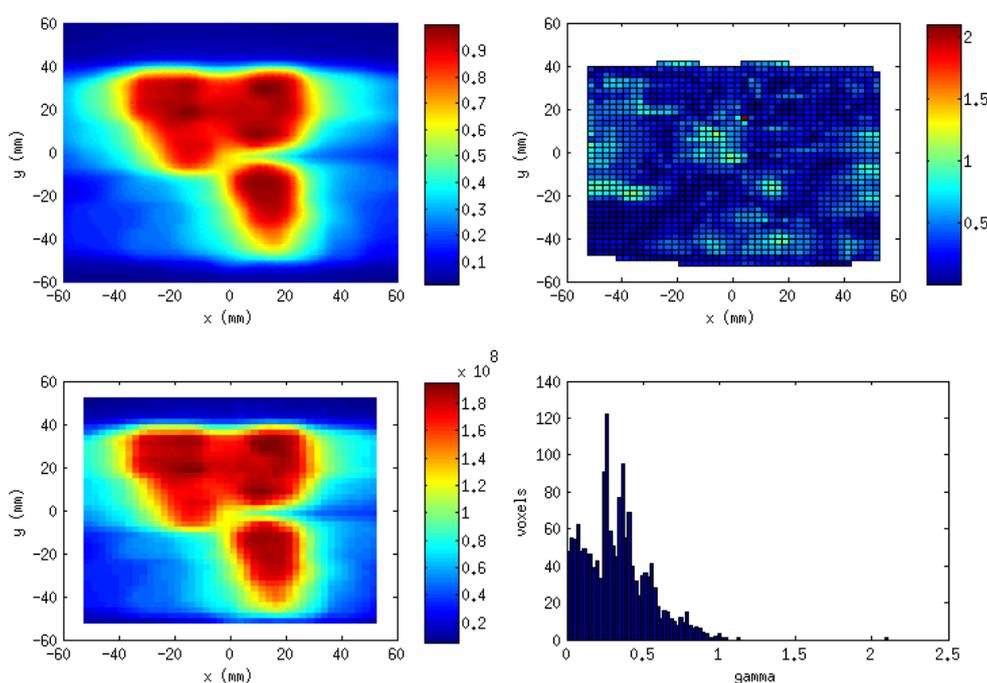


Figura 4. 37. Análisis Gamma correspondiente al caso 4. En la columna de la izquierda arriba, está el mapa de dosis del planificador y abajo, la medida de la matriz 2KLIIC. En la columna de la derecha se muestra el mapa de índices Gamma y el histograma correspondiente para tolerancias 2%/2 mm.

En la Tabla 4.11 se exponen los resultados obtenidos para las cuatro verificaciones de tratamiento completo. En la Figura 4.37 se muestran las distribuciones de dosis medidas y calculadas en el caso 4, y la intercomparación Gamma entre ellas.

En todos los tratamientos completos analizados la correspondencia entre el cálculo y la parte experimental presenta unas desviaciones muy pequeñas, por debajo de 2%/2mm,

Tabla 4. 11. Porcentaje de puntos con Gamma <1 en verificaciones de tratamientos completos tras aplicar las correcciones por uniformidad y anisotropía, para diferentes valores de tolerancia establecidos.

Tolerancias (% , mm)	Caso 1	Caso 2	Caso3	Caso4	Caso4 FFF
(3,3)	99.4	99.8	99.0	99.9	99.9
(2,2)	95.8	97.9	98.1	99.5	99.1
(1.5,1.5)	86.5	92.1	96.6	95.4	94.2

Tabla 4. 12. Porcentaje de puntos con Gamma <1 en la verificación del tratamiento completo n°4, para diferentes valores de tolerancia establecidos. Se muestran los resultados sin correcciones, corregidos por uniformidad y corregidos por uniformidad y anisotropía.

Tolerancias (% , mm)	Datos originales	Uniformidad	Uniformidad + Anisotropía
(3,3)	94.1	96.6	99.9
(2,2)	87.1	90.5	99.5
(1.5,1.5)	78.7	77.5	95.4

para la práctica mayoría de los puntos. Se observa también que el efecto de dependencia en tasa de dosis no tiene una gran importancia en este tipo de verificaciones: la verificación del caso 4 con 400 y 2400 UM/min (FFF) da lugar a tasas de paso muy similares.

A modo de ejemplo, y para resaltar la importancia de las correcciones por ganancia y por anisotropía, en la Tabla 4.12 se muestran porcentajes de puntos con Gamma<1 antes de aplicar las correcciones, tras la corrección por el mapa de uniformidad y por último, tras incluir también la corrección por anisotropía. Se observa una clara mejoría en cada uno de los pasos, por ejemplo, el mapa de índices Gamma para la tolerancia de 2%/2mm pasa de 87.1% a 90.5% con la corrección de uniformidad y con la corrección de anisotropía a 99.5%.

4.3.3. Conclusiones

Con la construcción de la matriz 2KLIC se da un paso adelante en la evolución de los prototipos que confluyen en él: la matriz lineal de 128 píxeles y la matriz plana rectangular de 128 píxeles. La matriz 2KLIC es una matriz de alta resolución especialmente diseñada para la verificación de tratamientos de elevada complejidad y la contribución al proceso de control de calidad del acelerador con la posibilidad de realizar perfiles de campos hasta 227.5 cm en las direcciones longitudinal y transversal y 322 mm según las diagonales.

Durante la fase de caracterización se ha establecido un procedimiento de calibración, basado en el método de Donetti y colaboradores. Este procedimiento es fácilmente automatizable y sólo requiere tres adquisiciones de un mismo campo con la matriz en distintas posiciones.

La caracterización del dispositivo ha mostrado que el punto de medida efectivo de la matriz se encuentra aproximadamente a ≈ 1 cm de profundidad en agua. Se ha visto que el detector presenta dependencia en energía que se manifiesta al analizar la variación de la respuesta en función de la profundidad y del tamaño de campo. En 6 MV para un 200×200 mm² a 20 cm de profundidad la sub-respuesta puede llegar a $\approx 2.2\%$ de señal. Estas variaciones observadas son compatibles con la presencia de materiales no equivalentes a agua en el interior de la matriz. Esta variación es algo superior a la registrada con la matriz plana de 128 elementos ($< 2\%$) lo cual es coherente con el aumento de micropistas necesarias para la conducción de señales hasta las tarjetas.

El estudio de la dependencia de la respuesta en función del ángulo de incidencia muestra una importante anisotropía: ($\approx 28\%$) para incidencia lateral y 7% para incidencia posterior. No obstante estas desviaciones pueden ser corregidas aplicando un factor de anisotropía en función de la dirección de incidencia.

La sensibilidad del detector a cambios en la posición de las láminas es de $\approx 1.8\%$ por décima de milímetro en la penumbra del campo. Esto es posible gracias al factor de llenado del 100% y el reducido tamaño de los píxeles.

El efecto de volumen del detector asociado a un tamaño característico de 2.5 mm da lugar a un ligero suavizado de los perfiles con altos gradientes de dosis como en medidas de machihembrado y de campos segmentados contiguos.

Se ha utilizado el detector para la medida de factores de salida de campos pequeños en 6, 10 y 15 MV conformados con multiláminas. El resultado se ha comparado con la cámara CC13 (para campos mayores de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ en 6 y 10 MV y de $40 \times 40 \text{ mm}^2$ en 15 MV) y el diodo SFD (para los campos menores). Se observa el mismo efecto que para la matriz plana de 128 elementos con una sobre-respuesta para campos pequeños y una sub-respuesta para campos grandes.

Se ha aplicado la matriz a los procedimientos de verificación de pacientes. Se han analizado 4 casos, realizando tanto verificaciones colapsadas como de tratamiento completo. En todos los casos el nivel de correspondencia entre el planificador y la medida de la matriz es muy alta cuando las tolerancias son 2%/2mm.

Los resultados de las pruebas de caracterización y aplicación permite confirmar la validez de la matriz 2KLIC para la medida de distribuciones de dosis en condiciones de elevada complejidad, con presencia de campos pequeños y gradientes acusados.

Capítulo 5

Estudio de

recombinación en haces

sin filtro aplanador

5.1. Radioterapia con haces sin filtro aplanador

La ausencia del filtro aplanador en la trayectoria del haz incrementa notablemente la dosis por pulso (en el acelerador TrueBeam un factor 2.3 para los haces de 6 MV y un factor 4 para los haces de 10 MV).

Desde el punto de vista de la dosimetría con detectores de ionización, este aumento de dosis por pulso provoca una mayor recombinación de portadores y por consiguiente, una eficiencia de colección menor. Recientemente se han presentado estudios donde se analiza la eficiencia de colección de distintos detectores en haces sin filtro aplanador (Lang, Hrbacek, Leong, & Klöck, 2012; Wang, Easterling, & Ting, 2012), dada la importancia de conocer estos efectos para una dosimetría precisa de estos haces.

En general, para cámaras de aire se reportan eficiencias de colección un 0.6-0.9% menores, aunque todavía resultan elevadas. Los métodos de corrección por recombinación (métodos de los dos voltajes) siguen siendo válidos (Boag & Curren, 1980).

El aumento de recombinación es especialmente importante en cámaras líquidas, dada su alta densidad másica y baja densidad de portadores. Lang y colaboradores presentan

eficiencias de colección de hasta 0.94. Existen además dudas sobre la aplicabilidad de los métodos de corrección por saturación en cámaras líquidas (Andersson et al., 2012) en esta situación. En particular, estos métodos se basan en la teoría de Boag, que como se introdujo en el Capítulo 1, Sección 1.3.2.3, puede no poder aplicarse a cámaras líquidas en determinadas situaciones clínicas.

Por otra parte, la recombinación en detectores de diamante no ha sido contemplada en estos análisis.

En el trabajo que aquí se presenta se han abordado dos estudios sobre recombinación que no han sido tratados hasta la fecha centrándonos en haces sin filtro aplanador:

- Recombinación en detectores basados en diamante sintético (cámara micro-Diamod 60019 de PTW) en haces sin filtro aplanador.
- Recombinación en cámaras líquidas para altas dosis por pulso y más allá de los límites de la teoría de Boag, cuando tiene lugar el solapamiento de pulsos.

El trabajo se lleva a cabo en un acelerador TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA) ubicado en el Hospital General de Valencia y perteneciente a la empresa ERESA. El acelerador dispone de haces de fotones de energías 6, 10 y 15 MV con filtro aplanador y de energías 6 y 10 MV sin filtro aplanador (6MV-FFF y 10MV-FFF). Es posible variar la frecuencia de repetición de pulsos para cada una de ellas, dando lugar a tasas de unidades monitor de 100 a 600 UM/min para los haces sin filtro aplanador, de 400 a 1400 UM/min para 6MV-FFF y de 400 a 2400 UM/min para 10MV-FFF.

5.2. Dependencia de la tasa de dosis de la cámara microDiamond PTW 60019

En este estudio (Brualla-González, Gómez, Pombar, & Pardo-Montero, 2015) se presenta una caracterización completa de la recombinación de la cámara microDiamond PTW 60019 irradiada por haces sin filtro aplanador. Está enfocado en el análisis de la dependencia de la dosis por pulso y de la frecuencia de repetición de pulsos.

5.2.1. *Montaje experimental*

Las medidas experimentales se han llevado a cabo colocando la cámara microDiamond en un maniquí cuadrado de PMMA a 10 cm de profundidad (para evitar posibles efectos asociados a la contaminación electrónica) con el eje del detector perpendicular al haz. La distancia de la fuente al detector se varió entre 70 cm y 150 cm para poder variar la dosis por pulso. El detector se irradió con un campo de $16 \times 16 \text{ cm}^2$ (en el plano de iso-centro), con varias energías (6MV-FFF, 10MV-FFF y 10 MV que se emplea como referencia) y tasas de unidades monitor. Antes de proceder a las medidas se preirradió con una dosis $\approx 6 \text{ Gy}$ que es suficiente para alcanzar la estabilidad de la señal (Ciancaglioni et al., 2012). La corriente de fuga se midió antes y después de cada irradiación, y siempre resultó inferior a 0.1 pA.

Como valores de referencia para cada tipo de haz y distancia se realizaron las medidas con una cámara de ionización de aire, la CC13 de Iba que tiene 0.125 cm^3 y 6 mm de diámetro. Estas medidas de referencia se hicieron únicamente para una tasa de unidades monitor por energía, la más baja de las tasas de unidades monitor empleadas. Los resultados de la CC13 fueron corregidos por recombinación ajustando linealmente los valores $1/Q-1/V$, siendo los valores empleados para el voltaje 100, 200 y 300 V. Se usaron tres voltajes en lugar de los dos habituales para reducir la incertidumbre del método. La aplicabilidad del método de corrección fue específicamente comprobada particularmente para las tasas más altas de los haces sin filtro aplanador, midiendo las curvas de Jaffé e incluyendo no linealidades debido a la multiplicación de cargas en el ajuste (DeBlois et al., 2000). No se observaron no linealidades. Se midió también el efecto de polarización, pero se descartó por ser despreciable, y la presión y temperatura fueron controladas.

5.2.2. *Medida de la frecuencia de repetición de pulsos y cálculo de la dosis por pulso*

Para la determinación de la dosis por pulso es preciso conocer la frecuencia de repetición de los pulsos para cada configuración de haz y tasa seleccionados. Para determinar-

la se ha medido la corriente en el blanco utilizando un osciloscopio Tektronic. Los periodos (P) entre pulsos registrados en función de la tasas de dosis (UM) y del haz seleccionados son:

$$P = \begin{cases} (1667 \pm 1)/UM & \text{Para 6 MV y 10 MV} \\ (3333 \pm 1)/UM & \text{Para 15 MV} \\ (3883 \pm 24)/UM & \text{Para 6 MV-FFF} \\ (6669 \pm 4)/UM & \text{Para 10 MV-FFF} \end{cases} \quad (5.1)$$

Donde el periodo está expresado en ms y la tasa en UM/min.

Es importante observar que mientras que para los haces con filtro aplanador el intervalo de tiempo entre pulsos es constante (el ajuste fino de tasa de dosis se consigue cambiando la longitud de los pulsos, método conocido como “pulse length method”), esto no ocurre para los haces sin filtro aplanador. Para estos haces hemos observado que un pulso de radiación desaparece cada 6-7 pulsos (en este caso el ajuste fino se realiza eliminando algunos pulsos de radiación, método conocido como pulse drop method). Los periodos mostrados en la Ecuación 5.1 para los haces sin filtro aplanador se refieren solo al periodo de las zonas a intervalos regulares del haz. El porcentaje de pulsos eliminados ha sido medido en un rango de varios cientos de pulsos y ha resultado ser aproximadamente un $15 \pm 2\%$ tanto para 6MV-FFF como para 10MV-FFF, independientemente de la tasa de unidades de monitor empleadas.

Las frecuencias de repetición de pulsos (pulsos por segundo) se obtienen a partir de $PRF = (1000/P)a$, donde P viene dado por la Ecuación 5.1 y a es un factor de corrección que tiene en cuenta los pulsos eliminados ($a = 1$ y $a = 0.85$ para las modalidades con filtro y sin filtro aplanador respectivamente).

Una vez conocida la frecuencia de repetición de pulsos los valores de dosis por pulso se determinan a partir de las medidas corregidas de la cámara CC13 y de su coeficiente de calibración. Las dosis por pulso empleadas en este trabajo van desde 0.11 mGy/pulso a 2.19 mGy/pulso abarcando de esta forma el rango completo de dosis empleadas en tra-

tamientos sin filtro aplanador. Las incertidumbres correspondientes a estas dosis calculadas están afectadas por las incertidumbres del factor de calibración de la cámara, de los factores de corrección aplicados a la medida y de la incertidumbre de la propia medida. Teniendo esto presente se ha asociado de forma conservadora una incertidumbre del 4% a los valores de dosis por pulso, lo cual debería suponer un margen suficiente para cubrir todas las incertidumbres asociadas.

5.2.3. Método de cálculo de las eficiencias de colección

Las eficiencias de colección, f , para la cámara microDiamond pueden ser obtenidas a partir de la relación entre la lectura de la cámara microDiamond y la cámara de referencia CC13 respecto a la misma relación en condiciones de referencia:

$$f(s) = \left(\frac{M_{\mu\text{diamond}}(s)}{M_{\text{CC13}}(s)} \right) \left(\frac{M_{\text{CC13}}(s_{\text{norm}})}{M_{\mu\text{diamond}}(s_{\text{norm}})} \right) \quad (5.2)$$

Donde $M_{\mu\text{diamond}}$ y M_{CC13} son las medidas con la microDiamond y la cámara CC13 (en este caso corregidas), s representa las condiciones de medida (energía, distancia y tasa de unidades monitor, ...) y s_{norm} las condiciones de normalización (10 MV, distancia fuente detector 150 cm) en las cuales se considera que la recombinación en la microDiamond es despreciable pues la dosis por pulso es muy baja (0.11 mGy). Es importante remarcar que la Ecuación 5.2 proporciona estrictamente una eficiencia de colección respecto al punto de referencia. Sólo si la colección de carga en esas condiciones, (s_{norm}), es completa entonces la Ecuación 5.2 proporciona eficiencias de colección absolutas.

Para el cálculo de las incertidumbres asociadas al cálculo de eficiencias de colección hemos seguido las recomendaciones de “Guide to the Expression of Uncertainty Measurement” con un factor de cobertura de $k = 1$.

Las incertidumbres asociadas a la eficiencia de colección calculadas mediante la Ecuación 5.2 surgen de incertidumbres en las medidas de la microDiamond y de la CC13 (corregidas). Ambas cámaras presentan buena repetitividad, y la incertidumbre tipo A asociada a las mismas es inferior al 0.1%. Respecto a las medidas de la CC13, el hecho

de que estén corregidas incrementa la incertidumbre asociada especialmente debido a la corrección por saturación. Se ha evaluado numéricamente la incertidumbre de la medida corregida calculando el efecto de incertidumbres gaussianas con $\sigma=0.1\%$ en la eficiencia de colección determinada mediante el ajuste lineal de $1/Q-1/V$ para tres voltajes, obteniendo una desviación estándar de $\approx 0.13\%$ (0.17% si se usan sólo dos puntos). Al final se ha estimado un 0.23% de incertidumbre relativa para las eficiencias de colección de la microDiamond calculadas mediante la Ecuación 5.2 tras considerar todos los factores implicados.

5.2.4. Eficiencias de colección en función de la dosis por pulso

En la Figura 5.1 se muestra la dependencia de las eficiencias de colección calculadas en función de la dosis por pulso hasta 2.19 mGy/pulso. Se puede ver cómo la eficiencia de colección disminuye a medida que aumenta la dosis por pulso.

En la hoja de especificaciones de la cámara se informa de una dependencia con la dosis por pulso dentro de $\pm 1\%$ en el rango $0.05-0.8$ mGy/pulso referida a 0.3 mGy/pulso. Los resultados aquí obtenidos parecen pues coincidentes, aunque no se han alcanzado dosis por pulso tan bajas, se obtiene una variación de $\pm 1\%$ en el rango $0.1-0.8$ mGy/pulso referidos a 0.3 mGy/pulso. Además, al extender el rango hasta las dosis por pulso que tienen lugar en los haces sin filtro aplanador, se han encontrado eficiencias de colección sistemáticamente mayores que 0.978 para valores de dosis por pulso hasta 2.2 mGy/pulso. En general, la dependencia de la dosis por pulso es $\leq \pm 1.1\%$ en el rango $0.1-2.2$ mGy/pulso referida a 0.5 mGy/pulso.

La eficiencia de colección no muestra la dependencia lineal en función de la dosis por pulso en la región próxima a saturación de las cámaras de ionización. En éstas la eficiencia de colección en haces pulsados está bien descrita por la ecuación de Boag que puede ser aproximada en forma de serie de Taylor para obtener $f \approx 1 - bD_p$ en la región próxima a saturación, donde D_p se refiere a la dosis por pulso. En varios trabajos aplicados a detectores de diamante naturales (Laub & Crilly, 2014) se sugiere una dependencia lineal en función de la raíz cuadrada de la tasa de producción de pares

electrón-hueco. Siguiendo esta propuesta se han ajustado los datos obtenidos a una expresión de la forma:

$$f = 1 - c \sqrt{D_p - D_p^0} \quad (5.3)$$

Esta expresión proporciona un mejor ajuste que la ecuación lineal previamente comentada, tal y como se puede ver en la Figura 5.1.

La dependencia en tasa de dosis en detectores de estado sólido se modela habitualmente usando la fórmula empírica de Fowler-Attix (Fowler, 1966)

$$M(D) = kD^\Delta \quad (5.4)$$

donde el parámetro Δ controla la dependencia en tasa de dosis. Si se asume el mismo tipo de dependencia en función de la dosis por pulso, se puede usar la Ecuación 5.4 en combinación con la Ecuación 5.2 para obtener una expresión para la eficiencia de colección (normalizada a la unidad para la dosis por pulso más baja, D_p^0) que tiene la siguiente forma:

$$f = \left(\frac{D_p^0}{D_p} \right)^{1-\Delta} \quad (5.5)$$

Esta dependencia proporciona el mejor ajuste a los datos experimentales con $\Delta=0.992 \pm 0.001$, tal y como se puede ver en la Figura 5.1.

Aunque una dependencia lineal no puede ser totalmente descartada cuando se consideran las incertidumbres, la dependencia de la eficiencia de colección en la dosis por pulso para detectores de diamante parece ser diferente de la observada en cámaras de ionización. Una dependencia lineal de la raíz cuadrada de la dosis por pulso o una dependencia según la fórmula Fowler-Attix proporcionan un mejor ajuste de los datos experimentales. Este no es un resultado inesperado pues la recombinación en detectores de diamante es un proceso físico más complejo que el que tiene lugar en las cámaras de ionización, con un papel importante para las impurezas (Knoll, 2010) y puede dar lugar a otras dependencias funcionales.

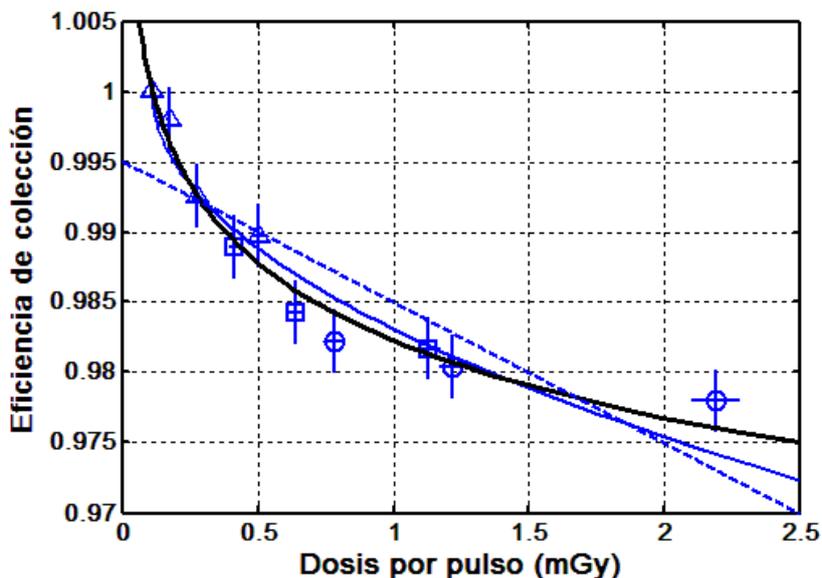


Figura 5. 1. Eficiencia de colección de la cámara microDiamond frente a la dosis por pulso calculada según la Ecuación 5.2. Se muestran los resultados para haces de 10 MV (Δ), 6 MV-FFF (\square) y 10 MV-FFF (O). Aparecen también los mejores ajustes a una dependencia lineal (línea a trazos), a una función de la forma $f = 1 - c\sqrt{D_p - 0.11}$ (línea continua fina) y el ajuste a la expresión Fowler-Attix $f = \left(\frac{D_p^0}{D_p}\right)^{1-\Delta}$ (línea continua gruesa).

Aunque el modelo de Fowler-Attix es usado normalmente para describir la dependencia de la lectura en función de la tasa de dosis, se ha comprobado que este ajuste exponencial proporciona un buen ajuste de la señal (y de la eficiencia de colección) en función de la dosis por pulso. Sin embargo, la tasa de dosis instantánea puede ser proporcional a la dosis por pulso durante la duración del pulso (esto está garantizado cuando los cambios en la dosis por pulso son debidos a variaciones en la distancia fuente superficie, pero no cuando la dosis por pulso cambia debido a la variación de la modalidad del haz, pues en ese caso la dosis por pulso puede cambiar debido a cambios en la longitud del pulso) lo que daría lugar a la misma dependencia en dosis por pulso.

5.2.5. Eficiencias de colección en función de la frecuencia de repetición de pulsos

Se ha estudiado también la dependencia de la eficiencia de colección en función de la frecuencia de repetición de pulsos. Para ello se ha variado la tasa de unidades monitor

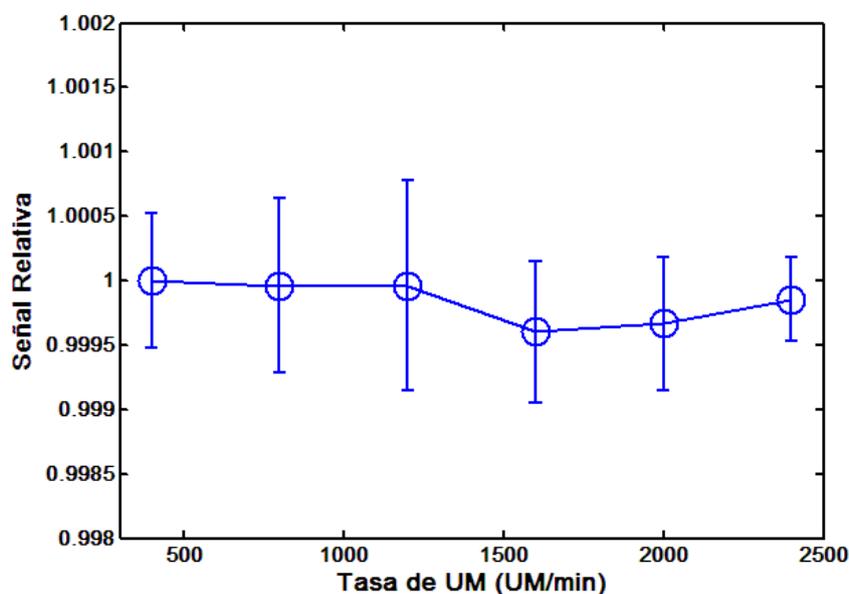


Figura 5. 2. Señal normalizada de la cámara microDiamond frente a tasa de unidades de monitor para 10 MV-FFF (1.22 mGy/pulso). Las barras de error corresponden a la desviación estándar de seis mediciones.

para una dosis por pulso determinada. La Figura 5.2 muestra dicha dependencia únicamente para una dosis por pulso de 1.22 mGy/pulso (10MV-FFF), pero la misma tendencia se observa para todos los valores de dosis por pulso. En la gráfica se muestran el promedio y la desviación estándar para seis valores por cada tasa de dosis. No se aprecia una dependencia significativa en función de la tasa de unidades monitor.

El efecto de las impurezas en la recombinación en los detectores de diamante ha sido ampliamente estudiado (Ade & Nam, 2015; Balducci et al., 2006; Guerrero, Tromson, Bergonzo, & Barrett, 2005). La dinámica de captura y liberación debido a la presencia de impurezas puede afectar a la señal. Sin embargo este efecto parece estar en el rango de los microsegundos (Balducci et al., 2006), muy por debajo de los periodos entre pulsos en haces pulsados de radioterapia. Se sabe que detectores de estado sólido como los diodos presentan una dependencia con la frecuencia de repetición de pulsos que puede ser importante debido a la dinámica de las trampas de portadores, pero en este caso el tiempo característico de liberación de estas trampas está en el rango de milisegundos a

segundos (Jursinic 2013). En este trabajo no hemos observado esta dependencia en la microDiamond.

5.2.6. Conclusiones

Se ha presentado la caracterización de la recombinación en haces sin filtro aplanador de la cámara microDiamond 60019 PTW basada en un diamante sintético.

La eficiencia de colección decrece con la dosis por pulso hasta 0.978 para una dosis por pulso de 2.2 mGy/pulso. La dependencia en tasa de dosis es $\leq \pm 1.1\%$ en el rango de 0.1 a 2.2 mGy/pulso referida a 0.5 mGy/pulso. Esta dependencia es similar al valor documentado en el manual de usuario en un rango de dosis por pulso más pequeño (0.05-0.8 mGy).

La dependencia de la eficiencia de colección con la dosis por pulso no muestra la típica tendencia lineal observada en la zona próxima de saturación de las cámaras de ionización. En su lugar un ajuste basado en el modelo de Fowler-Attix proporciona un buen ajuste a los datos experimentales. Esta diferencia es lógica si se tiene presente que la recombinación en detectores de diamante es un proceso físico más complejo debido a la presencia de impurezas que puede dar lugar a diferentes tipos de tendencias.

En cuanto a la dependencia de la eficiencia de colección respecto a la frecuencia de repetición de pulsos no se ha encontrado ninguna dependencia significativa, al contrario que en otros detectores de estado sólido como los diodos. Los efectos debidos a las presencias de trampas no causan una dependencia de la eficiencia de colección con la frecuencia de repetición de pulsos, probablemente debido a que los tiempos característicos de las mismas, del orden de los μs (Balducci et al., 2006), son sensiblemente inferiores a los periodos entre pulsos, del orden de los ms.

La dependencia de la cámara microDiamond en función de la tasa de dosis para haces sin filtro aplanador es moderada, aunque las pérdidas por recombinación al variar el tamaño de pulso deben ser consideradas al realizar determinadas medidas, como por ejemplo los factores de salida.

5.3. Recombinación en cámaras líquidas de ionización: más allá de los límites de Boag

La recombinación en cámaras líquidas ha sido ampliamente estudiada (Andersson, Kaiser, et al., 2012; Chung, Davis, & Seuntjens, 2013; Johansson, Wickman, & Bahar-Gogani, 1997; Johansson & Wickman, 1997). Se han establecido métodos de corrección para cámaras líquidas tanto en haces continuos como pulsados (Andersson, Johansson, & Tölli, 2012; Andersson, Kaiser, et al., 2012; J Pardo-Montero & Gómez, 2009; Tölli et al., 2010), métodos que son similares a los usualmente empleados en el método de los voltajes empleados en cámaras de ionización (Boag & Curren, 1980). Estos métodos se presentaron en el Capítulo 1. Los métodos de corrección para radiación pulsada están basados en la ecuación de Boag (Boag, 1950) que modela la recombinación en cámaras de ionización irradiadas con haces pulsados haciendo varias aproximaciones, ya discutidas en el Capítulo 1: i) ionización homogénea en el volumen del detector; ii) longitud de pulso pequeña comparada con el tiempo de colección de carga; iii) recombinación y colección de carga despreciables durante el pulso de radiación, es decir, la longitud del pulso es mucho más corta que el tiempo de colección.

Si se cumplen estas aproximaciones la eficiencia de colección en una cámara de ionización plano paralela sometida a irradiación pulsada viene dada por la Ecuación 1.20. Los métodos de corrección por recombinación de los tres voltajes y de las dos tasas usan respectivamente la dependencia con el voltaje y la tasa de dosis de la ecuación de Boag para obtener el valor de la eficiencia de colección.

Debido a la baja movilidad de los portadores el tiempo de colección es del orden de milisegundos, que puede ser superior al tiempo entre pulsos, en cuyo caso se producirá solapamiento de las cargas debido a diferentes pulsos dentro del detector. En esta situación el modelo de Boag no es válido, y por consiguiente, los métodos de corrección basados en él, método de los tres voltajes y método de las dos tasas, están comprometidos.

Un estudio completo experimental de recombinación en cámaras líquidas en condiciones de solapamiento de pulsos no se ha realizado hasta la fecha, y tendrá transcendencia clínica de cara a comprender la operación de las cámaras líquidas en ese rango y a establecer de forma apropiada los límites de aplicación de los métodos actuales de corrección por recombinación. En este trabajo se presenta un estudio completo experimental de recombinación en las cámaras líquidas en el rango de solapamiento de pulsos, complementado con cálculos numéricos (Brualla-González et al., 2015).

5.3.1. Montaje experimental

Las medidas con cámara líquida se han hecho con la matriz 2KLIC que para este estudio ha sido polarizada a dos voltajes distintos: 1000 y 1500 V. Para llevarlas a cabo se ha colocado a 10 centímetros de profundidad en un maniquí cuadrado de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ hecho de polimetilmetacrilato. Se ha empleado un campo de $16 \times 16 \text{ cm}^2$ (en isocentro) con diferentes tipos de haz (6 MV-FFF, 10 MV-FFF, 6 MV, 10 MV y 15 MV) y tasas de unidades de monitor de cara a cambiar la frecuencia de repetición de pulsos (Ecuación 5.1). Para cambiar la dosis por pulso se ha variado la distancia fuente detector desde 70 a 150 cm (valores entre 0.11 y 2.19 mGy/pulso como en la sección anterior). Las mismas medidas se han repetido con una cámara calibrada CC13 de Iba a partir de las cuales se determina la dosis por pulso y sirven de referencia de cara a calcular las eficiencias de colección (como se verá posteriormente). Las medidas CC13 han sido corregidas por diversos parámetros de los cuales el más significativo para este trabajo es la corrección por saturación. Se efectuó una irradiación previa de $\approx 15 \text{ Gy}$ antes de cada conjunto de medidas.

Se ha usado, como en la sección anterior, una estimación conservativa del 4% de incertidumbre relativa para los valores de dosis por pulso.

5.3.2. Método de cálculo de eficiencias de colección experimentales

La eficiencia de colección experimental para la matriz de cámaras líquidas, cuando no se cumplen las condiciones de Boag puede obtenerse a partir de la razón entre la señal medida por la matriz (M_{2KLIC}) y la señal corregida de la cámara de referencia, en este

caso la CC13 (M_{CC13}) respecto a una situación de referencia donde la eficiencia de colección es conocida:

$$f(s) = \left(\frac{M_{2KLIC}(s)}{M_{CC13}(s)} \right) \left(\frac{M_{CC13}(s_{norm})}{M_{2KLIC}(s_{norm})} \right) f_{norm} \quad (5.6)$$

El término s indica las condiciones de medida (condiciones que pueden afectar a la eficiencia de colección tales como energía, distancia y tasa de unidades monitor) y s_{norm} hace referencia a las condiciones de normalización, y f_{norm} es la eficiencia de colección en esas condiciones. Todas las medidas deben hacerse con el mismo número de unidades monitor. Para la determinación de la eficiencia de colección las condiciones s_{norm} deben ser tales que no se produzca solapamiento de pulsos. De esta forma se pueden aplicar los métodos de corrección por recombinación para cámaras líquidas basados en la teoría de Boag. En este trabajo se ha usado el método de las dos tasas de dosis para haces pulsados introducido en el Capítulo 1.

Las incertidumbres asociadas a la eficiencia de colección se derivan de las incertidumbres de los parámetros que intervienen en la Ecuación 5.6 y se expresan con un factor de cobertura $k = 1$. Se obtienen a partir de:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta f(s)}{f(s)} \right)^2 &= \left(\frac{\Delta M_{2KLIC}(s)}{M_{2KLIC}(s)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{2KLIC}(s_{norm})}{M_{2KLIC}(s_{norm})} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{CC13}(s)}{M_{CC13}(s)} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{\Delta M_{CC13}(s_{norm})}{M_{CC13}(s_{norm})} \right)^2 + \left(\frac{\Delta f_{norm}}{f_{norm}} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.7)$$

La repetitividad de la cámara CC13 es alta, la incertidumbre tipo A de la lectura corregida ha resultado ser un 0.13%. La incertidumbre relativa de las medidas de la matriz 2KLIC ha sido calculada a partir del valor del promedio y desviación estándar de los 9 canales centrales (que cubren un área de $7.5 \times 7.5 \text{ mm}^2$ en el centro del haz donde la distribución es uniforme) y está comprendida entre un 0.08% y un 0.22%. Finalmente, la incertidumbre de f_{norm} ha sido evaluada tomando el promedio y la desviación estándar de los valores f_{norm} calculados a partir de diferentes pares de dosis por pulso (con un ratio mayor de dos entre ambos), tal y cómo se plantea en la publicación original del método de las dos tasas de dosis, proporcionando incertidumbres en el rango 0.08 a 0.31%. En

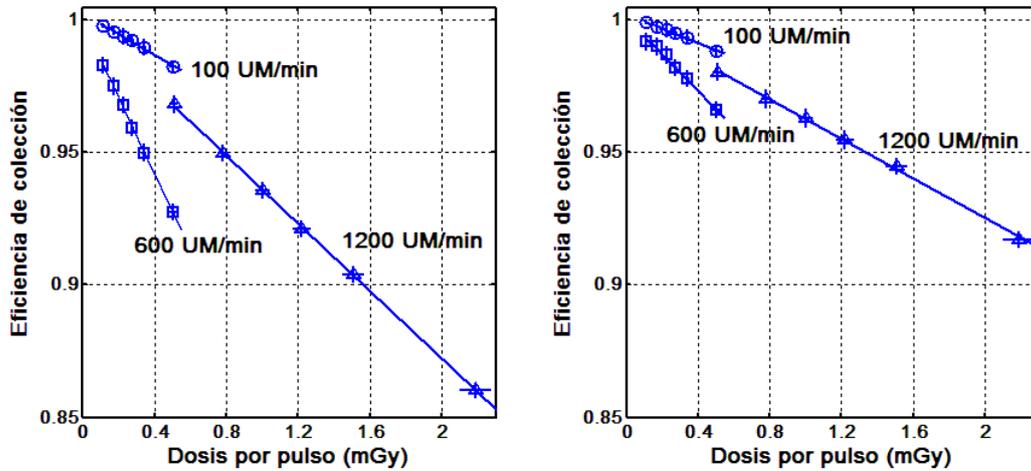


Figura 5. 3. Eficiencias de colección para 1000 V (izquierda) y 1500 V (derecha) frente a dosis por pulso para diferentes tasas de unidades monitor: 10 MV-100 MU/min (donde no hay solapamiento de pulsos), 10 MV-600 UM/min y 10 MV-FFF-1200 UM/min (donde hay solapamiento). En cada caso se presenta un ajuste lineal de los datos.

general, las incertidumbres relativas para las eficiencias de colección calculadas a partir de la Ecuación 5.7 están en el rango del 0.3%-0.4%.

5.3.3. Eficiencias de colección en función de la dosis por pulso

En la Figura 5.3 se muestran las eficiencias de colección en la matriz de cámaras líquidas con voltajes de polarización a 1000 V y 1500 V, frente a la dosis por pulso, D_p , para 10 MV-100 UM/min (no hay solapamiento de pulsos), 10 MV-600 UM/min y 10 MV-FFF-1200 UM/min (hay solapamiento de pulsos). Al producirse solapamiento durante la deriva de la carga aumenta de forma significativa la recombinación (al disminuir el periodo disminuye la eficiencia de colección para la misma dosis por pulso). Es interesante señalar que aunque la recombinación es mayor, la dependencia funcional de la dosis por pulso no cambia: la eficiencia de colección decrece linealmente con la dosis por pulso dentro del rango estudiado (próximo a saturación), con o sin superposición. La Figura 5.3 muestra también los ajustes lineales de la eficiencia de colección a una función de la forma $f = 1 - aD_p$, que surge de la expansión en serie de Taylor de la ecuación de Boag en la zona de saturación.

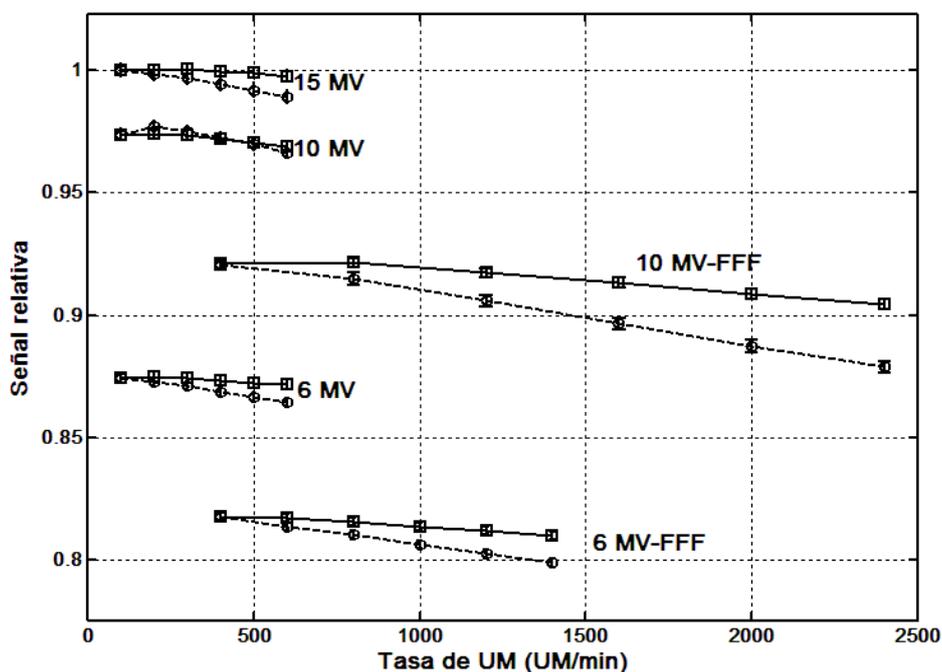


Figura 5. 4. Señal relativa de la matriz 2KLIC frente a tasa de unidades monitor para los dos voltajes de polarización, 1000 V (o) y 1500 V(□). Para cada haz las lecturas están normalizadas a la mínima tasa de unidades monitor y todas las medidas están normalizadas a la medida de 15 MV-100 UM/min.

Esta dependencia lineal de la eficiencia de colección no es del todo sorprendente: Un haz continuo puede ser considerado un tipo de haz pulsado donde el periodo entre pulsos tiende a cero ($P \ll t_{col}$), y la tasa de dosis se puede tomar como D_p/P . La recombinación en la zona próxima a saturación para haces continuos también depende de la tasa de dosis linealmente (Greening, 1964; Katoh & Greening, 1965)

5.3.4. Eficiencias de colección en función de la frecuencia de repetición de pulsos

La Figura 5.4 muestra la señal normalizada de la matriz 2KLIC frente a la tasa de unidades monitor para diferentes energías. Para cada energía, las medidas a 1000 V y 1500 V están normalizadas a la mínima tasa de unidades monitor, y todas las medidas a su vez, están normalizadas a la medida de 15 MV-100 UM/min. Se observa un descenso de la señal cuando la tasa de unidades monitor alcanza el valor de solapamiento. Este comportamiento es más acusado para el voltaje de 1000 V.

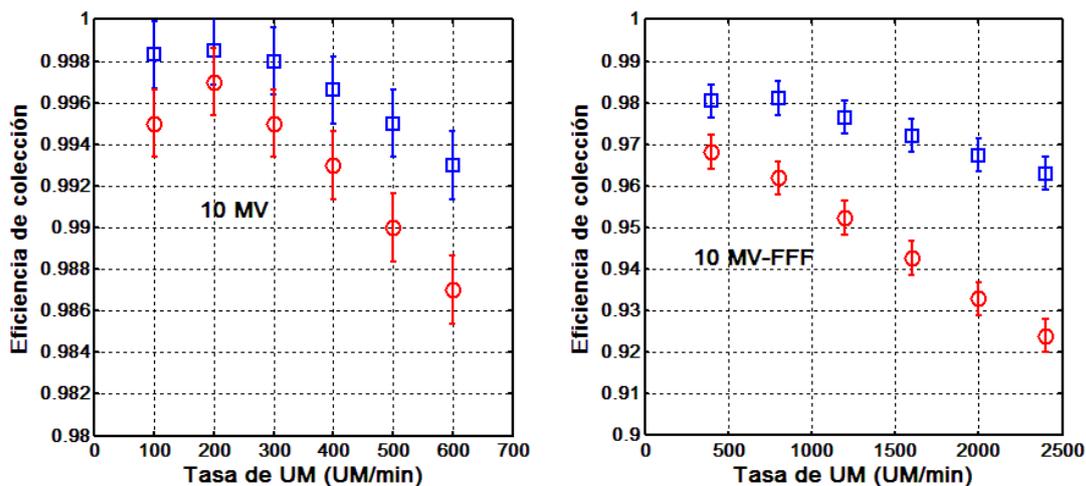


Figura 5. 5. Eficiencias de colección para 1000 V (o) y 1500 V (□) frente a la tasa de unidades monitor para 10 MV (izquierda) y 10 MV-FFF (derecha).

La Figura 5.5 muestra las eficiencias de colección calculadas a partir de las medidas experimentales para 10 MV y 10 MV-FFF. La figura muestra una zona plana donde la eficiencia de colección no depende de la tasa de unidades monitor (zona de no solapamiento) seguida por una región donde la eficiencia de colección decrece rápidamente con la tasa de unidades monitor (zona de solapamiento).

5.3.5. Simulación numérica

La Figura 5.6 muestra las eficiencias de colección simuladas frente a la dosis por pulso para diferentes periodos entre pulsos, desde 2 ms hasta 16.7 ms. Las eficiencias de colección simuladas decrecen linealmente con la dosis por pulso en la zona próxima a saturación, tanto en condiciones de solapamiento como de no solapamiento, estando de acuerdo con los resultados experimentales expuestos en la sección 5.3.3. Para eficiencias de colección bajas la relación se separa de la linealidad, lo cual es equivalente a lo que ocurre en situación de no solapamiento cuando la expansión lineal de la ecuación de Boag deja de ser adecuada y más términos del desarrollo en serie de Taylor deben ser incluidos.

En la Figura 5.6 pueden verse los resultados de los mejores ajustes a una ecuación con la misma dependencia funcional en la dosis por pulso que la ecuación de Boag:

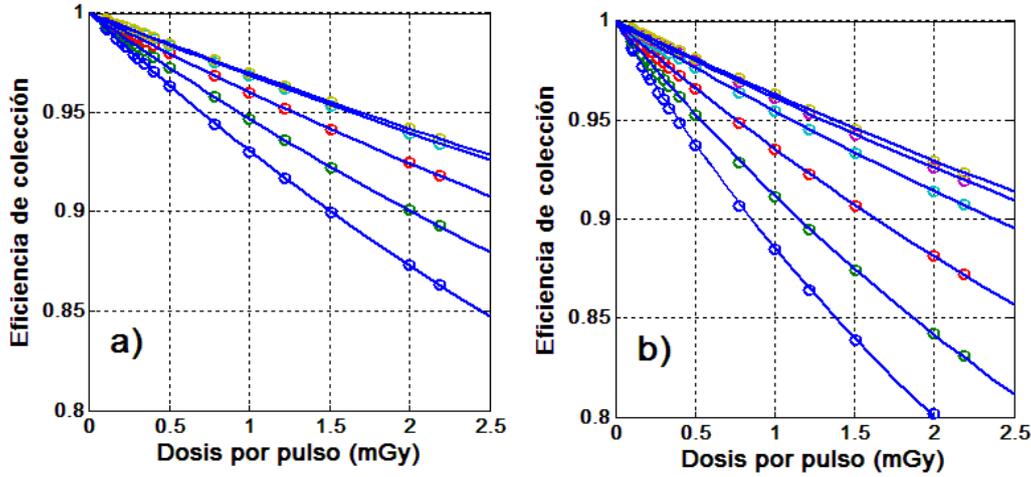


Figura 5. 6. Eficiencias de colección simuladas (o) a 1500 V (izquierda) y 1000 V (derecha) frente a la dosis por pulso. Las líneas sólidas representan los mejores ajustes a una ecuación de Boag (Ecuación 5.8). Las distintas curvas corresponden a los periodos de 2, 2.8, 4.2, 10 y 16.7 ms (de menor a mayor eficiencia de colección).

$$f = \frac{1}{aD_p} \log(1 + aD_p) \quad (5.8)$$

En la ecuación a es el parámetro de ajuste.

También se ha estudiado la dependencia de la eficiencia de colección en función de la diferencia de potencial. Los resultados se muestran en la Figura 5.7. Una vez más hemos ajustado los datos simulados a una ecuación tipo Boag con la misma dependencia funcional respecto a la diferencia de potencial. Esta ecuación tiene una dependencia de la diferencia de potencial más compleja que la Ecuación 5.8 tiene de la dosis por pulso, porque la probabilidad de escape de la recombinación inicial también depende del voltaje de polarización.

$$f = \frac{V}{bP_{esc}(V)} \log\left(1 + \frac{bP_{esc}(V)}{V}\right) \quad (5.9)$$

Donde P_{esc} es la probabilidad de escapar de la recombinación inicial, que se ha modelado empleando hasta el término de orden 10 del desarrollo en serie de la fórmula de Onsager (Mozumder, 1974; Pardo et al., 2004) y b es un parámetro de ajuste. Los ajustes muestran claramente que las eficiencias de colección en el escenario de solapamiento tienen una dependencia funcional diferente del voltaje de polarización. La razón para

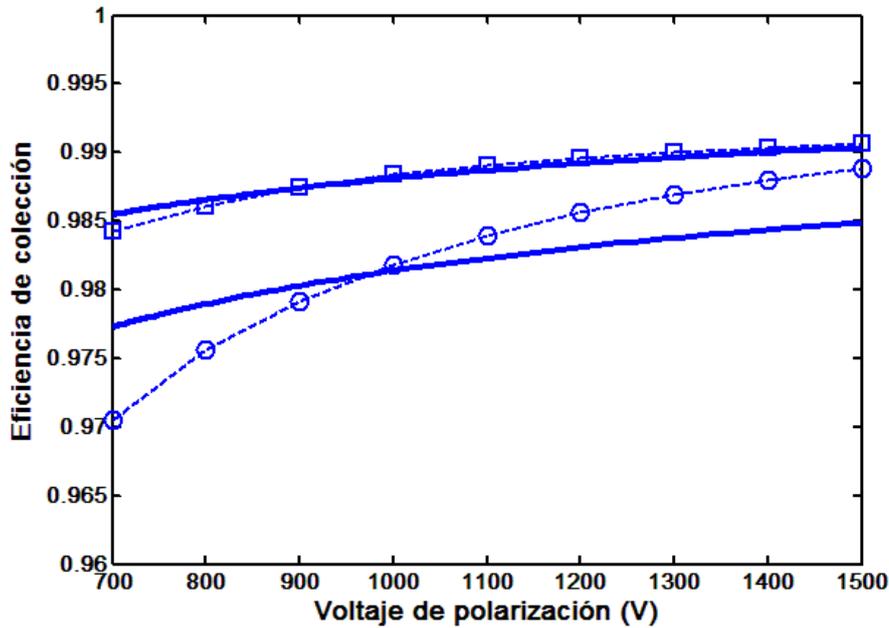


Figura 5. 7. Eficiencias de colección simuladas frente a voltaje de polarización para $D_p=0.3$ mGy/pulso y $P=5$ ms (o) y $P=12$ ms (\square). Las líneas gruesas representan los mejores ajustes a una ecuación tipo Boag (Ecuación 5.9).

este comportamiento es que el cambio en la diferencia de potencial también afecta al tiempo de colección de carga, y por tanto, cambia la cantidad de solapamiento.

5.3.6. Implicaciones en los métodos de corrección por recombinación

Las implicaciones de los resultados obtenidos en este trabajo son importantes para los métodos de corrección por recombinación en cámaras líquidas. Como la dependencia funcional en la dosis por pulso es la misma tanto en condiciones de solapamiento de pulsos como de no solapamiento, y el método de corrección de las dos tasas solo se apoya en esta dependencia, dicho método puede ser también usado en la situación de solapamiento. Entonces, a pesar de que el método de las dos tasas ha sido desarrollado a partir de la teoría de Boag y que en condiciones de solapamiento ésta no se aplica, el método sigue siendo válido siempre y cuando las dos medidas que se necesitan para el método se realicen para diferentes valores de dosis por pulso pero a la misma frecuencia de repetición de pulsos. Este no es el caso para los métodos basados en realizar medidas

para diferentes voltajes, como el método de los tres voltajes o el de dos voltajes modificado, pues al variar la diferencia de potencial cambia el tiempo de colección y por tanto el nivel de solapamiento. Al cambiar el nivel de solapamiento, la dependencia funcional en función del voltaje esperada según la fórmula de Boag deja de ser válida.

5.3.7. Conclusiones

Se han medido de forma experimental eficiencias de colección en cámaras líquidas irradiadas con haces pulsados en condiciones donde el tiempo de colección de carga es mayor que el periodo de repetición de pulsos, dando lugar a solapamientos de cargas de ionización correspondientes a distintos pulsos. Estos resultados experimentales han sido complementados con estudios numéricos.

Se ha encontrado que el solapamiento de cargas ionizadas por diferentes pulsos incrementa de forma significativa la recombinación en la cámara líquida como era de esperar. Sin embargo, la dependencia funcional de las eficiencias de colección en función de la dosis por pulso no cambia (se observa una dependencia lineal en la zona próxima a saturación para diferentes grados de solapamiento equivalente a la existente en condiciones de no solapamiento). Esto tiene importantes consecuencias para el método de corrección de recombinación de las dos tasas. Como este método se basa en la dependencia de la eficiencia de colección con la tasa de dosis, y esta dependencia sigue manteniéndose cuando se solapan pulsos, el método continúa siendo válido en esta situación. De esta forma se pueden calcular eficiencias de colección en cámaras líquidas en situaciones clínicas donde se produzca solapamiento de pulsos utilizando el método de las dos tasas y por tanto, permitiendo extender su uso a estos escenarios.

Por otro lado, la dependencia de la eficiencia de colección con el voltaje de polarización cambia con respecto al modelo de Boag cuando se solapan los pulsos. Esto ha sido confirmado con simulaciones numéricas. La razón para el cambio de dependencia es que al cambiar el voltaje también cambia el tiempo de colección y por lo tanto, la cantidad de solapamiento. Como consecuencia los métodos de corrección que se apoyen en la de-

pendencia del voltaje indicada por Boag, como el método de los tres voltajes, no podrán ser utilizados en el escenario donde se produzca superposición de pulsos.

Bibliografía

- Ade, N., & Nam, T. L. (2015). The influence of defect levels on the dose rate dependence of synthetic diamond detectors of various types on exposures to high-energy radiotherapy beams. *Radiation Physics and Chemistry*, *108*, 65–73. doi:10.1016/j.radphyschem.2014.11.016
- Ahnesjö, A. (1989). Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media. *Medical Physics*, *16*(4), 577–592. doi:10.1118/1.596360
- Ahnesjö, A. (1992). A pencil beam model for photon dose calculation. *Medical Physics*, *19*(2), 263–273. doi:10.1118/1.596856
- Almaviva, S., Marinelli, M., Milani, E., Prestopino, G., Tucciarone, A., Verona, C., ... Tartoni, N. (2010). Chemical vapor deposition diamond based multilayered radiation detector: Physical analysis of detection properties. *Journal of Applied Physics*, *107*(1). doi:10.1063/1.3275501
- Andersson, J., Johansson, E., & Tölli, H. (2012). On the property of measurements with the PTW microLion chamber in continuous beams. *Medical Physics*, *39*(8), 4775–87. doi:10.1118/1.4736804
- Andersson, J., Kaiser, F.-J., Gómez, F., Jäkel, O., Pardo-Montero, J., & Tölli, H. (2012). A comparison of different experimental methods for general recombination correction for liquid ionization chambers. *Physics in Medicine and Biology*, *57*(21), 7161–7175. doi:10.1088/0031-9155/57/21/7161
- Balducci, A., Chiorboli, M., Donato, M. G., Faggio, G., Marinelli, M., Messina, G., ... Verona-Rinati, G. (2006). Analysis of trapping-detrapping defects in high quality single crystal diamond films grown by Chemical Vapor Deposition. *Diamond and Related Materials*, *15*(11-12 SPEC. ISS.), 1878–1881. doi:10.1016/j.diamond.2006.05.011
- Boag, J. W. (1950). Ionization measurements at very high intensities: 1. Pulsed radiation beams. *The British Journal of Radiology*, 601–11. doi: 10.1259/0007-1285-23-274-601
- Boag, J. W., & Curren, J. (1980). Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation. *The British Journal of*

Radiology, 53(629), 471–478. doi:10.1259/0007-1285-53-629-471

- Boggula, R., Birkner, M., Lohr, F., Steil, V., Wenz, F., & Wertz, H. (2011). Evaluation of a 2D detector array for patient-specific VMAT QA with different setups. *Physics in Medicine and Biology*, 56(22), 7163–7177. doi:10.1088/0031-9155/56/22/011
- Brualla-González, L., Gómez, F., Pombar, M., & Pardo-Montero, J. (2015). Dose rate dependence of the PTW 60019 microDiamond detector in high dose-per-pulse pulsed beams. *Physics in Medicine and Biology*. (Pendiente de publicación).
- Brualla-González, L., Gómez, F., Vicedo, A., González-Castaño, D. M., Gago-Arias, A., Pazos, A., ... Pardo-Montero, J. (2012). A two-dimensional liquid-filled ionization chamber array prototype for small-field verification: characterization and first clinical tests. *Physics in Medicine and Biology*, 57(16), 5221–5234. doi:10.1088/0031-9155/57/16/5221
- Brualla-González, L., Aguiar P., González-Castaño, D.M., Roselló, J., Gómez, F., Pombar, M., Pardo-Montero, J. (2015). Recombination in liquid-filled ionization chambers beyond the Boag limit. Enviado a Medical Physics (Septiembre 2015)
- Carrasco, P., Jornet, N., Latorre, A., Eudaldo, T., Ruiz, A., & Ribas, M. (2012). 3D DVH-based metric analysis versus per-beam planar analysis in IMRT pretreatment verification. *Medical Physics*, 39(8), 5040–5049. doi:10.1118/1.4736949
- Chung, E., Davis, S., & Seuntjens, J. (2013). Experimental analysis of general ion recombination in a liquid-filled ionization chamber in high-energy photon beams. *Medical Physics*, 40(6). 062104. doi:10.1118/1.4805109
- Ciancaglioni, I., Marinelli, M., Milani, E., Prestopino, G., Verona, C., Verona-Rinati, G., ... De Notaristefani, F. (2012). Dosimetric characterization of a synthetic single crystal diamond detector in clinical radiation therapy small photon beams. *Medical Physics*, 39(7), 4493–4501. doi:10.1118/1.4729739
- Cozzolino, M., Oliviero, C., Califano, G., Clemente, S., Pedicini, P., Caivano, R., ... Fusco, V. (2014). Clinically relevant quality assurance (QA) for prostate RapidArc plans: Gamma maps and DVH-based evaluation. *Physica Medica*, 30(4), 462–472. doi:10.1016/j.ejmp.2014.01.003
- Cranmer-Sargison, G., Weston, S., Evans, J. a, Sidhu, N. P., & Thwaites, D. I. (2012). Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source

- parameterization. *Physics in Medicine and Biology*, 57(16), 5141–5153. doi:10.1088/0031-9155/57/16/5141
- Das, I. J., Ding, G. X., & Ahnesjö, A. (2008). Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Medical Physics*, 35(1), 206–215. doi:10.1118/1.2815356
- DeBlois, F., Zankowski, C., & Podgorsak, E. B. (2000). Saturation current and collection efficiency for ionization chambers in pulsed beams. *Medical Physics*, 27(5), 1146–1155. doi:10.1118/1.598992
- Dempsey, J. F., Romeijn, H. E., Li, J. G., Low, D. A., & Palta, J. R. (2005). A fourier analysis of the dose grid resolution required for accurate IMRT fluence map optimization. *Medical Physics*, 32(2), 380–388. doi:10.1118/1.1843354
- Djouguela, A., Harder, D., Kollhoff, R., Foschepoth, S., Kunth, W., Rühmann, A., ... Poppe, B. (2009). Fourier deconvolution reveals the role of the Lorentz function as the convolution kernel of narrow photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 54(9), 2807–27. doi:10.1088/0031-9155/54/9/015
- Donetti, M., Garelli, E., Marchetto, F., Boriani, A., Bourhaleb, F., Cirio, R., ... Peroni, C. (2006). A method for the inter-calibration of a matrix of sensors. *Physics in Medicine and Biology*, 51(3), 485–95. doi:10.1088/0031-9155/51/3/002
- Eklund, K., & Ahnesjö, A. (2010). Modeling silicon diode dose response factors for small photon fields. *Physics in Medicine and Biology*, 55(24), 7411–23. doi:10.1088/0031-9155/55/24/002
- Feygelman, V., Forster, K., Opp, D., & Nilsson, G. (2009). Evaluation of a biplanar diode array dosimeter for quality assurance of step-and-shoot IMRT. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 10(4), 64–78. doi:10.1120/jacmp.v10i4.3080
- Fowler, J.F. (1966). *Solid state electrical conductivity dosimeters. Radiation Dosimetry, vol II. Academic, New York p. 291.*
- Fraass, B., Doppke, K., Hunt, M., Kutcher, G., Starkschall, G., Stern, R., & Van Dyke, J. (1998). American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Task Group 53: quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning. *Medical Physics*, 25(10), 1773–1829. doi:10.1118/1.598373
- Franco, L., Gómez, F., Iglesias, A., Pardo, J., Pazos, A., Pena, J., & Zapata, M. (2006). Liquid-filled ionization chamber temperature dependence. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 560(2), 584–588. doi:10.1016/j.nima.2006.01.109

- Gago-Arias, A., Brualla-González, L., González-Castaño, D. M., Gómez, F., García, M. S., Vega, V. L., ... Pardo-Montero, J. (2012). Evaluation of chamber response function influence on IMRT verification using 2D commercial detector arrays. *Physics in Medicine and Biology*, *57*(7), 2005–20. doi:10.1088/0031-9155/57/7/2005
- Gago-Arias, A., Argüeso, P., Aguiar, P., González-Castaño, D. M., Gómez, F., & Pardo-Montero, J. (2015). Characterization of tetramethylsilane for liquid-filled ionization dosimeters: Ion mobilities, free-ion yield and general recombination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, *785*, 170–174. doi:10.1016/j.nima.2015.03.007
- Georg, D., Kragl, G., af Wetterstedt, S., McCavana, P., McClean, B., & Knöös, T. (2010). Photon beam quality variations of a flattening filter free linear accelerator. *Medical Physics*, *37*(1), 49–53. doi:10.1118/1.3264617
- Godart, J., Korevaar, E. W., Visser, R., Wauben, D. J. L., & Van't Veld, A. A. (2011). Reconstruction of high-resolution 3D dose from matrix measurements: error detection capability of the COMPASS correction kernel method. *Physics in Medicine and Biology*, *56*(15), 5029–43. doi:10.1088/0031-9155/56/15/023
- González-Castaño, D. M., Gómez, F., Brualla, L., Roselló, J. V., Planes, D., Sánchez, M., & Pombar, M. (2011). A liquid-filled ionization chamber for high precision relative dosimetry. *Physica Medica*, *27*(2), 89–96. doi:10.1016/j.ejmp.2010.04.002
- Greening, J. R. (1964). Saturation Characteristics of Parallel-Plate Ionization Chambers. *Physics in Medicine and Biology*, *9*(2), 143–154. doi:10.1088/0031-9155/9/2/302
- Griessbach, I., Lapp, M., Bohsung, J., Gademann, G., & Harder, D. (2005). Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams. *Medical Physics*, *32*(12), 3750–3754. doi:10.1118/1.2124547
- Guerrero, M. J., Tromson, D., Bergonzo, P., & Barrett, R. (2005). Investigation of defects in CVD diamond: Influence for radiotherapy applications. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A*, *552*(1-2), 105–111. doi:10.1016/j.nima.2005.06.015
- Hasenbalg, F., Neuenschwander, H., Mini, R., & Born, E. J. (2007). Collapsed cone convolution and analytical anisotropic algorithm dose calculations compared to VMC++ Monte Carlo simulations in clinical cases. *Physics in Medicine and*

- Biology*, 52(13), 3679–3691. doi:10.1088/1742-6596/74/1/021007
- Hummel, A. (1974). *Advances in Radiation Chemistry vol 4*. M Burton and J L Magee (New York: Wiley).
- IAEA. (2004). Commissioning and Quality Assurance of Computerized Planning Systems for Radiation Treatment of Cancer. *Health Physics*. doi:10.1097/01.HP.0000256888.06234.e3
- IAEA. (2010). *Radiation Biology: a Handbook for Teachers and Students*. (Vienna, Ed.).
- IAEA. (2005). Colección de Informes Técnicos No.398 “Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos,” 261.
- Johansson, B., & Wickman, G. (1997). General collection efficiency for liquid isooctane and tetramethylsilane used as sensitive media in a parallel-plate ionization chamber. *Physics in Medicine and Biology*, 42, 133–145. doi:10.1088/0031-9155/44/9/304
- Johansson, B., Wickman, G., & Bahar-Gogani, J. (1997). General collection efficiency for liquid isooctane and tetramethylsilane used as sensitive media in a parallel-plate ionization chamber. *Physics in Medicine and Biology*, 42, 1929–1938. doi:10.1088/0031-9155/44/9/304
- Jursinic, P. A. (2013). Dependence of diode sensitivity on the pulse rate of delivered radiation. *Medical Physics*, 40(2), 021720. doi:10.1118/1.4788763
- Jursinic, P. A., Sharma, R., & Reuter, J. (2010). MapCHECK used for rotational IMRT measurements: Step-and-shoot, Tomotherapy, RapidArc. *Medical Physics*, 37(6), 2837–2846. doi:10.1118/1.3431994
- Katoh, K., & Greening, J. R. (1965). On Greening’s Treatment of Saturation Characteristics of Parallel-Plate Ionization Chambers. *Physics in Medicine and Biology*, 10, 566.
- Khan, F. M. (2010). *The Physics of Radiation Therapy*. (L. Williams&Wilkins, Ed.) (4^a ed.).
- Kielar, K. N., Mok, E., Hsu, A., Wang, L., & Luxton, G. (2012). Verification of dosimetric accuracy on the TrueBeam STx: Rounded leaf effect of the high definition MLC. *Medical Physics*, 39(10), 94305(July), 6360–6371. doi:10.1118/1.4752444

- Klein, E. E., Hanley, J., Bayouth, J., Carolina, N., Simon, W., Dresser, S., ... Holmes, T. (2009). Task Group 142 report: Quality assurance of medical accelerators. *Medical Physics*, *36*(9), 4197–4212. doi:10.1118/1.3190392
- Knoll, G. (2010). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons Inc.
- Krieger, T., & Sauer, O. A. (2005). Monte Carlo- versus pencil-beam-/collapsed-cone-dose calculation in a heterogeneous multi-layer phantom. *Physics in Medicine and Biology*, *50*(5), 859–868. doi:10.1088/0031-9155/50/5/010
- Lang, S., Hrbacek, J., Leong, A., & Klöck, S. (2012). Ion-recombination correction for different ionization chambers in high dose rate flattening-filter-free photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, *57*(9), 2819–2827. doi:10.1088/0031-9155/57/9/2819
- Langevin, P. (1913). Mesure de la valence des ions dans les gaz. *Radium (Paris)*, *10*(4), 113–118. doi:10.1051/radium:01913001004011300
- Laub, W. U., & Crilly, R. (2014). Clinical radiation therapy measurements with a new commercial synthetic single crystal diamond detector. *Journal of applied Clinical Medical Physics* *15*(6), 92–102. doi:10.1120/jacmp.v15i6.4890
- Létourneau, D., Gulam, M., Yan, D., Oldham, M., & Wong, J. W. (2004). Evaluation of a 2D diode array for IMRT quality assurance. *Radiotherapy and Oncology*, *70*(2), 199–206. doi:10.1016/j.radonc.2003.10.014
- Létourneau, D., Publicover, J., Kozelka, J., Moseley, D. J., & Jaffray, D. A. (2009). Novel dosimetric phantom for quality assurance of volumetric modulated arc therapy. *Medical Physics*, *36*(5), 1813–1821. doi:10.1118/1.3117563
- Ling, C. C., Zhang, P., Archambault, Y., Bocanek, J., Tang, G., & LoSasso, T. (2008). Commissioning and Quality Assurance of RapidArc Radiotherapy Delivery System. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, *72*(2), 575–581. doi:10.1016/j.ijrobp.2008.05.060
- Low, D. a., Harms, W. B., Mutic, S., & Purdy, J. a. (1998). A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Medical Physics*, *25*(5), 656–661. doi:10.1118/1.598248
- Mackie, T. R. (1985). A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays. *Medical Physics*, *12*(2), 188–196. doi:10.1118/1.595774
- Mackie, T. R., Bielajew, A. F., Rogers, D. W., & Battista, J. J. (1988). Generation of

- photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code. *Physics in Medicine and Biology*, 33(1), 1–20. doi:10.1088/0031-9155/33/1/001
- Martens, C., De Wagter, C., & De Neve, W. (2001). The value of the LA48 linear ion chamber array for characterization of intensity-modulated beams. *Physics in Medicine and Biology*, 46(4), 1131–1148. doi:10.1088/0031-9155/46/4/316
- Mijnheer, B. J., Olszewska, A., & Fiorino, C. (2004). Quality Assurance of Treatment Planning Systems Practical Examples for Non-Imrt Photon Beams. *Estro*.
- Mozumder, A. (1974). Effect of an external electric field on the yield of free ions. I General results from the Onsager theory. *The Journal of Chemical Physics*, 60(11), 4300–4304 . doi: 10.1063/1.1680904
- Nelms, B. E., Chan, M. F., Jarry, G., Lemire, M., Lowden, J., Hampton, C., & Feygelman, V. (2013). Evaluating IMRT and VMAT dose accuracy: Practical examples of failure to detect systematic errors when applying a commonly used metric and action levels. *Medical Physics*, 40(11), 111722. doi:10.1118/1.4826166
- Nelms, B. E., Opp, D., Robinson, J., & Wolf, T. K. (2012). VMAT QA : Measurement-guided 4D dose reconstruction on a patient. *Medical Physics*, 39(7), 4228–4238. doi: 10.1118/1.4729709
- Nelms, B. E., Zhen, H., & Tomé, W. A. (2011). Per-beam, planar IMRT QA passing rates do not predict clinically relevant patient dose errors. *Medical Physics*, 38(2), 1037–1044. doi:10.1118/1.3544657
- Nyquist, H. (1928). Certain topics in telegraph transmission theory. *Trans. Am. Instr. Electr. Eng.*, 47, 617–644. doi: 10.1109/T-AIEE.1928.5055024
- Onsager, L. (1938). Initial recombination of ions. *Physical Review*, 54(8), 554–557. doi:10.1103/PhysRev.54.554
- Papanikolaou, N. (1993). Investigation of the convolution method for polyenergetic spectra. *Medical Physics*, 20(5), 1327–1336. doi:10.1118/1.597154
- Pardo, J., Franco, L., Gómez, F., Iglesias, A., Lobato, R., Mosquera, J., ... Sendón, J. (2004). Free ion yield observed in liquid isooctane irradiated by gamma rays. Comparison with the Onsager theory. *Physics in Medicine and Biology*, 49(10), 1905–1914. doi:10.1088/0031-9155/49/10/006
- Pardo, J., Franco, L., Gómez, F., Iglesias, A., Pazos, A., Pena, J., ... Sendón, J. (2005). Development and operation of a pixel segmented liquid-filled linear array for

- radiotherapy quality assurance. *Physics in Medicine and Biology*, 50(8), 1703–1716. doi:10.1088/0031-9155/50/8/006
- Pardo-Montero, J. (2006). Desenvolvemento dunha matriz de cámaras líquidas de ionización para control de calidade en radioterapia. *Tesis de Doctorado*, Universidade de Santiago de Compostela.
- Pardo-Montero, J., & Gómez, F. (2009). Determining charge collection efficiency in parallel-plate liquid ionization chambers. *Physics in Medicine and Biology*, 54(12), 3677–3689. doi:10.1088/0031-9155/54/12/005
- Planskoy, B. (1980). Evaluation of diamond radiation dosimeters. *Physics in Medicine and Biology*, 25(3), 519–532. doi: 10.1088/0031-9155
- Poppe, B., Djouguela, A., Blechschmidt, A., Willborn, K., Rühmann, A., & Harder, D. (2007). Spatial resolution of 2D ionization chamber arrays for IMRT dose verification: single-detector size and sampling step width. *Physics in Medicine and Biology*, 52(10), 2921–2935. doi:10.1088/0031-9155/52/10/019
- Sadagopan, R., Bencomo, J. A., Martin, R. L., Nilsson, G., Matzen, T., & Balter, P. A. (2009). Characterization and clinical evaluation of a novel IMRT quality assurance system. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 10(2), 2928. doi:10.1120/jacmp.v10i2.2928
- Saini, A. S., & Zhu, T. C. (2004). Dose rate and SDD dependence of commercially available diode detectors. *Medical Physics*, 31(4), 914–924. doi:10.1118/1.1650563
- Sánchez-Doblado, F., Hartmann, G. H., Pena, J., Roselló, J. V., Russiello, G., & Gonzalez-Castaño, D. M. (2007). A new method for output factor determination in MLC shaped narrow beams. *Physica Medica*, 23(2), 58–66. doi:10.1016/j.ejmp.2007.03.002
- Sauer, O. A., & Wilbert, J. (2007). Measurement of output factors for small photon beams. *Medical Physics*, 34(6), 1983–1988. doi:10.1118/1.2734383
- Scott, A. J. D., Kumar, S., Nahum, A. E., & Fenwick, J. D. (2012). Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields. *Physics in Medicine and Biology*, 57(14), 4461–4476. doi:10.1088/0031-9155/57/14/4461
- Shi, J., Simon, W. E., & Zhu, T. C. (2003). Modeling the instantaneous dose rate dependence of radiation diode detectors. *Medical Physics*, 30(9), 2509–2519.

doi:10.1118/1.1602171

- Stathakis, S., Myers, P., Esquivel, C., Mavroidis, P., & Papanikolaou, N. (2013). Characterization of a novel 2D array dosimeter for patient-specific quality assurance with volumetric arc therapy. *Medical Physics*, *40*(7), 071731. doi:10.1118/1.4812415
- Stock, M., Kroupa, B., & Georg, D. (2005). Interpretation and evaluation of the γ index and the γ index angle for the verification of IMRT hybrid plans. *Physics in Medicine and Biology*, *50*(3), 399–411. doi:10.1088/0031-9155/50/3/001
- Sykes, J., & Williams, P. C. (1998). An experimental investigation of the tongue and groove effect for the Philips multileaf collimator. *Physics in Medicine & Biology*, *43*(10), 3157–3165. doi:10.1088/0031-9155/43/10/034
- Taylor, R. C., Tello, V. M., Schroy, C. B., Vossler, M., & Hanson, W. F. (1998). A generic off-axis energy correction for linac photon beam dosimetry. *Medical Physics*, *25*(5), 662–667. doi:10.1118/1.598249
- Tölli, H., Sjögren, R., & Wendelsten, M. (2010). A two-dose-rate method for general recombination correction for liquid ionization chambers in pulsed beams. *Physics in Medicine and Biology*, *55*(15), 4247–4260. doi:10.1088/0031-9155/55/15/004
- Tsuruta, Y., Nakata, M., Nakamura, M., Matsuo, Y., Higashimura, K., Monzen, H., ... Hiraoka, M. (2014). Dosimetric comparison of Acuros XB, AAA, and XVMC in stereotactic body radiotherapy for lung cancer. *Medical Physics*, *41*(8), 081715. doi:10.1118/1.4890592
- Van Dyk, J. (1999). *The modern Technology of Radiation Oncology : a Compendium for Medical Physicists and Radiation Oncologists*. Medical Physics_Publishing.
- Van Esch, A., Bohsung, J., Sorvari, P., Tenhunen, M., Paiusco, M., Iori, M., ... Huyskens, D. P. (2002). Acceptance tests and quality control (QC) procedures for the clinical implementation of intensity modulated radiotherapy (IMRT) using inverse planning and the sliding window technique: Experience from five radiotherapy departments. *Radiotherapy and Oncology*, *65*(1), 53–70. doi:10.1016/S0167-8140(02)00174-3
- Van Esch, A., Clermont, C., Devillers, M., Iori, M., & Huyskens, D. P. (2007). On-line quality assurance of rotational radiotherapy treatment delivery by means of a 2D ion chamber array and the Octavius phantom. *Medical Physics*, *34*(10), 3825. doi:10.1118/1.2777006

- Visser, R., Wauben, D. J. L., de Groot, M., Steenbakkers, R. J. H. M., Bijl, H. P., Godart, J., ... Korevaar, E. W. (2014). Evaluation of DVH-based treatment plan verification in addition to gamma passing rates for head and neck IMRT. *Radiotherapy and Oncology*, *112*(3), 389–395. doi:10.1016/j.radonc.2014.08.002
- Wang, Y., Easterling, S. B., & Ting, J. Y. (2012). Ion recombination corrections of ionization chambers in flattening filter-free photon radiation. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, *13*(5), 3758.
- Webb, S. (1997). *The Physics of Conformal Radiotherapy: Advances in Technology (PBK)*. Taylor & Francis.
- Weinhous, M. S., & Meli, J. a. (1984). Determining Pion, the correction factor for recombination losses in an ionization chamber. *Medical Physics*, *11*(6), 846–849. doi:10.1118/1.595574
- Wickman, G., & Nystrom, H. (1992). The use of liquids in ionization chambers for high precision radiotherapy dosimetry. *Physics in Medicine and Biology*, *37*(9), 1789–1812. doi:10.1088/0031-9155/37/9/005
- Williams, M. J., & Metcalfe, P. (2006). Verification of a rounded leaf-end MLC model used in a radiotherapy treatment planning system. *Physics in Medicine and Biology*, *51*(4), N65–N78. doi:10.1088/0031-9155/51/4/N03
- Zhen, H., Nelms, B. E., & Tomé, W. a. (2011). Moving from gamma passing rates to patient DVH-based QA metrics in pretreatment dose QA. *Medical Physics*, *38*(10), 5477. doi:10.1118/1.3633904