

Universidad Autónoma de Madrid  
Facultad de Ciencias Físicas, Departamento de Materiales

# Caracterización de detectores coplanares de CdZnTe para radiación gamma

Tesis doctoral realizada por

Raquel González de Orduña Martín

Director de tesis: José Manuel Pérez Morales  
Departamento de Tecnología, unidad de sensores (CIEMAT)

Tutor de tesis: Francisco Jaque Rechea  
Departamento de Física de materiales, Universidad Autónoma de Madrid

Madrid 2007





## **AGRADECIMIENTOS:**

Antes de comenzar la presentación de esta Tesis, quisiera expresar mi más sincero agradecimiento a todas aquellas personas que han hecho posible su realización.

En primer lugar, al director de la misma José Manuel Pérez, por su acertada dirección y por el apoyo e interés mostrado en todo momento.

A todo el grupo de Electrónica del CIEMAT, por su colaboración constante. Especialmente a Eduardo de Burgos y a Oscar Vela, cuyo esfuerzo e interés por el presente trabajo a supuesto una valiosa ayuda.

A Francisco Jaque, por aceptar ser mi tutor en la Universidad y por estar siempre dispuesto a colaborar conmigo y apoyarme en mi trabajo.

A Miguel Embid por su ayuda y ánimos para seguir adelante.

Finalmente quería dar las gracias a todas aquellas personas a las que quiero, relacionadas o no con mi trabajo, por algo tan sencillo e importante como darme su cariño.



# Índice de contenido

<b>Capítulo 1</b> .....	<b>8</b>
<b>Detectores de radiación gamma</b> .....	<b>8</b>
1.1 Radiación ionizante.....	8
1.1.1 Interacción de partículas cargadas con la materia .....	9
1.1.2 Interacción de la radiación gamma con la materia .....	10
1.1.2.1 Dispersión elástica (Rayleigh) .....	10
1.1.2.2 Dispersión Compton.....	10
1.1.2.3 Absorción fotoeléctrica .....	11
1.1.2.4 Producción de pares .....	11
1.1.2.5 Secciones eficaces .....	12
1.1.2.6 Atenuación de la radiación gamma .....	12
1.1.3 Dependencia de un espectro de radiación gamma con el tamaño del detector .....	15
1.1.3.1 Detector pequeño .....	15
1.1.3.2 Detector grande .....	16
1.1.3.3 Detector mediano .....	17
1.1.3.4 Espectro real.....	17
1.1.4 Eficiencia y resolución energética .....	18
1.1.4.1 Resolución energética .....	18
1.1.4.2 Eficiencia.....	20
1.2 Detectores de radiación gamma .....	20
1.2.1 Detectores gaseosos.....	20
1.2.2 Detectores de estado sólido .....	22
1.2.2.1 Centelleadores .....	22
1.2.2.2 Semiconductores .....	23
1.3 Requisitos para un detector de semiconductor a temperatura ambiente .....	25
1.3.1 Anchura del gap.....	25
1.3.2 Propiedades de transporte.....	26
1.3.3 Volumen efectivo grande.....	27
1.3.4 Alto número atómico .....	27
1.3.5 Parámetros ideales .....	28
1.4 Candidatos a detectores de radiación gamma a temperatura ambiente.....	29
1.5 Descripción de los detectores de CZT empleados en este trabajo .....	33
<b>Capítulo 2</b>	
<b>Detectores basados en rejillas coplanares</b> .....	<b>35</b>
2.1 Recolección parcial de carga .....	35
2.1.1 Técnicas de procesamiento de señal .....	36
2.1.2 Sensibilidad a un único tipo de portador .....	36
2.2 Teorema de Shockley-Ramo .....	37
2.2.1 Introducción.....	37
2.2.2 Demostración del teorema de S-R .....	38
2.2.3 Extensión del teorema de S-R .....	39
2.3 Aplicaciones del teorema de S-R.....	42
2.3.1 Caso básico. Detector planar .....	42
2.3.2 Rejillas de Frisch .....	44
2.3.3 Electrodo coplanar.....	45
2.3.4 Electrodo de tiras de deriva.....	48
2.3.5 Electrodo de píxel .....	49
2.4 Otras propiedades de los electrodos de rejillas coplanares .....	51
2.4.1 Corrección del atrapamiento de electrones.....	51

2.4.2 Determinación de la profundidad de interacción.....	51
2.5 Evolución y diseño de electrodos coplanares .....	54
2.5.1 Generación 1.....	54
2.5.2 Generación 2.....	55
2.5.3 Generación 3.....	56
2.5.4 Generación 4.....	57

### Capítulo 3

<b>Propiedades eléctricas.....</b>	<b>60</b>
3.1 Introducción.....	60
3.2 Unión metal-semiconductor.....	61
3.3 Procesos de transporte en una barrera Schottky.....	61
3.3.1 Modelo Termoiónico.....	62
3.3.2 Modelo Difusivo.....	63
3.3.3 Modelo Termoiónico-Difusivo (T-D) .....	64
3.3.4 Modelo ITD.....	65
3.3.5 Modelo del límite de carga espacial (SCLC).....	65

### Capítulo 4

<b>Resultados de las medidas eléctricas realizadas en detectores coplanares de CZT .....</b>	<b>68</b>
4.1 Introducción.....	68
4.2 Montaje experimental .....	68
4.3 Resultados.....	70
4.3.1 Medidas previas a las curvas I-V.....	70
4.3.2 Medidas I-V en la región del volumen .....	71
4.3.2.1 Ajuste de las medidas I-V de la región del volumen según el modelo de difusión .....	72
4.3.2.2 Ajuste de las medidas I-V de la región del volumen según el modelo ITD .....	78
4.3.2.3 Comparación de las medidas I-V en el volumen para ambos detectores .....	83
4.3.3 Medidas I-V en la región de la superficie.....	84
4.3.3.1 Ajuste de las medidas I-V de la región de la superficie según el modelo de difusión.....	86
4.3.3.2 Ajuste de las medidas I-V de la región de la superficie según el modelo ITD ..	90
4.3.3.3 Ajuste de las medidas en la región de la superficie según el modelo SCLC.....	93
4.4 Implicaciones para el futuro diseño de electrodos .....	95
4.5 Conclusiones .....	97

### Capítulo 5

<b>Medidas espectrométricas .....</b>	<b>99</b>
5.1 Introducción.....	99
5.2 Analizador multicanal analógico (MCA).....	100
5.2.1 Montaje experimental.....	100
5.2.2 Resolución energética.....	101
5.2.3 Ruido electrónico.....	103
5.3 Analizador multicanal multiparamétrico (MCMP).....	104
5.3.1 Introducción.....	104
5.3.2 Montaje y calibración del analizador MCMP.....	105
5.3.2.1 Montaje experimental.....	105
5.3.2.2 Ajuste de las ganancias .....	106
5.3.2.3 Resolución en la profundidad de interacción .....	108
5.3.2.4 Calibración del tiempo muerto.....	110
5.3.3 Resultados del análisis con el MCMP .....	113
5.3.3.1 Profundidad de interacción.....	113
5.4 Comparación con la simulación.....	116

5.4.1 Descripción del método de simulación de la eficiencia de los detectores .....	116
5.4.2 Comparación de la simulación con resultados obtenidos con el MCA .....	118
5.4.3 Comparación de la simulación con los resultados obtenido del análisis con el sistema MCMP .....	123
5.5 Análisis digital de los impulsos .....	131
5.5.1 Introducción.....	131
5.5.2 Montaje experimental .....	132
5.5.3 Resultados.....	133
5.5.4 Cálculo de la movilidad de electrones .....	137
<b>Capítulo 6</b>	
<b>Estabilidad de un detector de CZT.....</b>	<b>141</b>
6.1 Introducción .....	141
6.2 Montaje instrumental .....	141
6.3 Estabilidad temporal .....	142
6.3.1 La resolución energética.....	142
6.3.2 La posición del fotopico .....	144
6.3.3 La eficiencia del fotopico .....	144
6.3.4 Eficiencia total (60- 1375 keV) .....	145
6.4 Efectos de la conexión-desconexión abrupta.....	147
6.4.1 La resolución energética.....	147
6.4.2 Posición del fotopico .....	148
6.4.3 Eficiencia del fotopico.....	149
6.5 Irradiación .....	150
6.5.1 La resolución energética.....	151
6.5.2 Posición del fotopico .....	152
6.5.3 Eficiencia.....	152
6.6 Dependencia con la temperatura.....	154
6.7 Conclusiones .....	158
<b>Capítulo 7</b>	
<b>Conclusiones generales .....</b>	<b>159</b>
<b>Apéndice A</b>	
<b>Demostración de las ecuaciones del modelo de difusión para el caso particular de detectores gruesos de CZT .....</b>	<b>161</b>
<b>Referencias bibliográficas.....</b>	<b>167</b>
<b>Índice de figuras .....</b>	<b>173</b>
<b>Índice de tablas.....</b>	<b>178</b>



## Capítulo 1

# Detectores de radiación gamma

En este capítulo se introduce de forma básica la radiación gamma y los procesos que gobiernan su interacción con la materia. Se describen los principales tipos de detectores existentes, explicando sus ventajas, inconvenientes y rangos de aplicación. Tras una visión general se justifica la necesidad de estudiar los detectores de semiconductor de gap ancho para aplicaciones a temperatura ambiente y en particular del CZT, objeto de esta tesis.

## 1.1 Radiación ionizante

Se entiende por radiación ionizante partículas con energía suficiente para ionizar la materia que atraviesan, desplazando los electrones de sus órbitas. La radiación ionizante se puede clasificar en:

- Partículas con masa
  - Cargadas: como radiación alfa (núcleos de Helio con carga +2), radiación beta (electrones o positrones con cargas  $-1$  y  $+1$  respectivamente), protones y partículas elementales como muones y piones, que sólo se producen en aceleradores de alta energía o en los rayos cósmicos.
  - Neutras: como por ejemplo los neutrones.
- Radiación electromagnética

- Rayos gamma: Producidos por desexcitaciones de un nucleón de un nivel excitado a otro de menor energía y en las desintegraciones de isótopos radiactivos. Su rango de energías se encuentra entre  $10^5$  eV y  $10^8$  eV.
- Rayos X: Su rango de energías se encuentra entre  $0.1$ - $10^5$  eV. La diferencia con los rayos gamma está en el origen de la radiación, que en este caso surge de fenómenos en la corteza atómica mientras que la radiación gamma es de origen nuclear.

Al atravesar un medio material la radiación ionizante cede toda o parte de su energía al medio. Los mecanismos de esta transferencia de energía difieren según se trate de partículas cargadas o neutras.

### 1.1.1 Interacción de partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas depositan energía en un medio material mediante dos procesos principales [Knoll 2000]:

1. **Interacciones coulombianas:** Una partícula cargada moviéndose en un medio material experimenta una interacción electrostática al colisionar con los electrones atómicos. Como consecuencia de esta interacción los átomos del medio pueden sufrir ionizaciones o excitaciones.
2. **Procesos radiativos (Bremsstrahlung):** Las partículas cargadas que atraviesan un medio material pueden sufrir aceleraciones o cambios de dirección al interactuar con los electrones atómicos. Cuando una partícula cargada experimenta una aceleración emite una onda electromagnética. Este proceso radiativo se conoce como Bremsstrahlung. La pérdida de energía debida al Bremsstrahlung sólo es significativa cuando la masa de la partícula incidente es comparable con la masa del electrón, en caso contrario la partícula no se desvía apreciablemente de su trayectoria incidente. En cambio, cuando es un electrón el que atraviesa el medio sí se producen cambios bruscos de dirección al interactuar con partículas con su misma masa. Como consecuencia de este proceso radiativo la partícula pierde energía y se frena.

Un parámetro importante de la interacción de la radiación con la materia es la longitud de penetración. Se define el alcance de una partícula cargada en su interacción en un medio material como la máxima distancia de penetración en el medio. En el caso de partículas pesadas (por ejemplo partículas alfa), el alcance coincide con la longitud de la trayectoria, ya que ésta es

aproximadamente rectilínea. Sin embargo, en el caso de electrones, la trayectoria es sinuosa, por lo que el alcance resulta ser muy inferior a la longitud de la trayectoria.

## 1.1.2 Interacción de la radiación gamma con la materia

La radiación neutra es capaz de recorrer, sin interactuar, mayores distancias en el interior de un medio material que las partículas cargadas. Cuando interactúa genera partículas cargadas secundarias que son las responsables de producir la ionización. En el caso de la radiación gamma las partículas secundarias son electrones.

Los principales mecanismos de interacción de la radiación gamma con un medio material son cuatro:

### 1.1.2.1 Dispersión elástica (Rayleigh)

En el proceso de dispersión Rayleigh no se produce ni ionización ni excitación de los átomos. El fotón gamma incidente cambia su dirección pero conserva su energía. La probabilidad de que ocurra este proceso es mayor para energías bajas y materiales con alto número atómico. Este efecto generalmente no se considera al referirse a la interacción de la radiación gamma con la materia puesto que no hay intercambio de energía. No obstante, es importante mencionar que este efecto no debe despreciarse en aquellos casos en que la posición de la energía depositada en el medio pueda afectar significativamente a la medida de la interacción. Éste es el caso de algunos de los detectores que se muestran en este trabajo.

### 1.1.2.2 Dispersión Compton

El fotón incidente sufre una colisión inelástica con un electrón externo de la corteza atómica cediendo parte de su energía a dicho electrón. Como resultado de esta colisión el electrón sale dispersado en una dirección determinada. Se tiene un nuevo fotón de menor energía que el inicial, que sale en una dirección formando un ángulo  $\theta$  con la de incidencia. Realizando una aproximación consistente en despreciar la energía de ligadura del electrón de la corteza atómica y considerarlo como un electrón libre, la ecuación que describe la relación de energías entre el fotón incidente y el resultante es la siguiente:

$$E_f' = \frac{E_f}{1 + \frac{E_f}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad , \quad (1.1)$$

donde  $E_f$  es la energía del fotón inicial,  $E_f'$  la del fotón resultante y  $\theta$  es el ángulo de dispersión. Esta aproximación es válida para los electrones más exteriores de la corteza.

La energía cinética del electrón es:  $E_{e^-} = E_f - E_f'$ . Como en principio el electrón puede ser dispersado con cualquier ángulo existe un continuo de energías que puede ir desde:

Caso1:  $\theta \cong 0$

$$E_f \cong E_f' ;$$

$$E_{e^-} \cong 0 ;$$

en este caso el fotón apenas es dispersado y transfiere muy poca energía al electrón. El fotón resultante sale casi en la misma dirección que el incidente y prácticamente con la misma energía.

Caso2:  $\theta = \pi$

$$E_f' = \frac{E_f}{1 + (2E_f/m_0c^2)} ; \quad (1.2)$$

$$E_{e^-} = E_f \frac{2E_f/m_0c^2}{1 + (2E_f/m_0c^2)} . \quad (1.3)$$

El fotón incidente es retrodispersado. Es decir, sale en la misma dirección que el incidente pero en sentido opuesto. El electrón sale en la misma dirección y sentido que el fotón incidente. Esta situación corresponde a la máxima energía que puede ser transferida al electrón. Esta energía define el borde Compton.

### 1.1.2.3 Absorción fotoeléctrica

El fotón cede toda su energía a un electrón de las capas internas del átomo (capa K principalmente, o capas L y M en menor proporción). Este fotoelectrón escapa del átomo con una energía cinética igual a la del fotón incidente menos la energía de ligadura atómica. El hueco que deja el fotoelectrón en la capa interna del átomo se llena a su vez con otro electrón de una capa más externa, dando lugar a la emisión de un rayo X como consecuencia del reajuste energético. Este proceso, mayoritario, compite con otro efecto posible, que es la emisión de un segundo electrón conocido como electrón Auger. La energía del rayo X emitido es característica de cada elemento.

### 1.1.2.4 Producción de pares

Cuando la energía del fotón es mayor que dos veces la masa del electrón en reposo (1,022 MeV) (y el fotón interactúa en las proximidades de un átomo para que pueda conservarse el momento) se puede producir la creación de un par electrón-positrón. El electrón interactúa con el medio como se ha explicado anteriormente. El positrón se aniquila con un electrón del medio produciendo dos fotones de 511 keV en sentidos opuestos.

### 1.1.2.5 Secciones eficaces

La probabilidad de cada uno de estos tipos de interacción depende de la energía del fotón incidente  $E$ , del número atómico  $Z$  y de la densidad  $\rho$  del medio [Kleinknecht 1998]. La probabilidad de que se produzca una absorción fotoeléctrica es proporcional a  $Z^n$ , ( $4 < n < 5$ ), la de la dispersión Compton a  $Z$  y la de la producción de pares a  $Z^2$  [Schlesinger 1995]. En la Figura 1.1 se ilustran los procesos dominantes en función de  $Z$  y  $E$ .

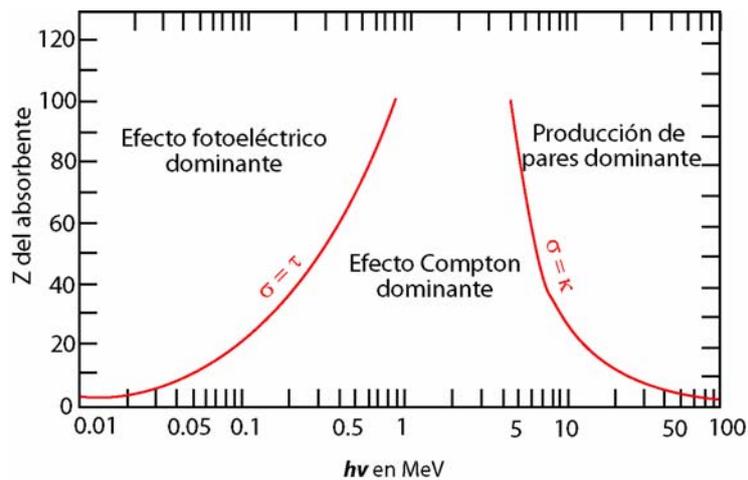


Figura 1.1: Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción de la radiación gamma con la materia: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. Las líneas en rojo corresponden a los valores de  $Z$  y  $h\nu$  para los que las probabilidades de dos efectos son iguales [Evans 1955].

### 1.1.2.6 Atenuación de la radiación gamma

Cuando un haz de fotones de intensidad  $I_0$  atraviesa un medio material de grosor  $x$ , la intensidad del haz a la salida será:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.4)$$

donde  $\mu$  es el coeficiente de absorción lineal, que se relaciona con la sección eficaz total de la absorción de fotones,  $\sigma$ , mediante la ecuación:

$$\mu = \frac{\sigma N_0 \rho}{A}, \quad (1.5)$$

siendo  $N_0$  el número de Avogadro,  $\rho$  es la densidad del material y  $A$  es la masa molar del material.

El principal inconveniente que presenta la detección de la radiación gamma es su capacidad de atravesar grandes distancias sin interactuar con el medio material que atraviesa. Con el fin de ilustrar este hecho, se presentan a continuación los resultados de una simulación en la que se ha calculado el porcentaje de fotones que depositan toda o parte de su energía al incidir sobre una lámina de material. Esta simulación, realizada por el equipo de Física Médica del CIEMAT, se ha realizado para los principales semiconductores empleados en detección de radiación gamma: Si, Ge, CdTe, CZT y HgI<sub>2</sub>. Se considera en todos los casos un haz incidente colimado y puntual con energías entre 10keV y 2,000keV. La geometría de los detectores es un paralelepípedo de 19.8cm × 19.8cm de área y de distintos grosores (entre 0.1mm y 50mm). La simulación se ha realizado con MCNP.

En la Tabla 1.1 se muestra la probabilidad de que un fotón de energía 662keV ceda toda o parte de su energía al atravesar una lámina de distintos tipos de material semiconductor (Si, Ge, CdTe, CZT y HgI<sub>2</sub>) en función del grosor de dicha lámina (entre 0.1mm y 50mm). Esta probabilidad se expresa en unidades del tanto por ciento de los fotones que inciden sobre la lámina.

Tabla 1.1: Probabilidad (%) de absorción de un fotón de 662keV (energía correspondiente al fotopico del <sup>137</sup>Cs) para Si, Ge, CdTe, CZT y HgI<sub>2</sub> para distintos grosores de material.

Grosor (mm)	%Fotones de 662keV que depositan toda su energía					%Fotones de 662keV que depositan parte de su energía				
	Si	Ge	CdTe	CZT	HgI <sub>2</sub>	Si	Ge	CdTe	CZT	HgI <sub>2</sub>
0.1	0.00	0.00	0.02	0.02	0.07	0.21	0.40	0.47	0.46	0.52
0.2	0.00	0.04	0.07	0.07	0.20	0.42	0.71	0.87	0.85	1.10
0.5	0.00	0.08	0.29	0.29	0.75	0.92	1.91	2.06	2.04	2.13
1	0.00	0.17	0.72	0.71	1.71	1.89	3.33	3.78	3.75	3.84
2	0.00	0.37	1.78	1.68	4.18	3.60	6.97	6.67	6.73	6.57
5	0.02	1.84	6.01	5.83	12.54	8.39	14.96	13.97	14.02	12.31
10	0.18	5.60	15.74	15.31	27.88	15.83	24.32	21.03	21.14	16.59
20	1.13	17.76	32.82	34.15	51.17	28.88	36.05	25.56	25.85	17.52
50	7.42	52.05	72.04	71.29	85.93	48.03	32.57	17.83	18.22	8.67

En la Figura 1.2 se muestran las gráficas correspondientes a los datos de la Tabla 1.1

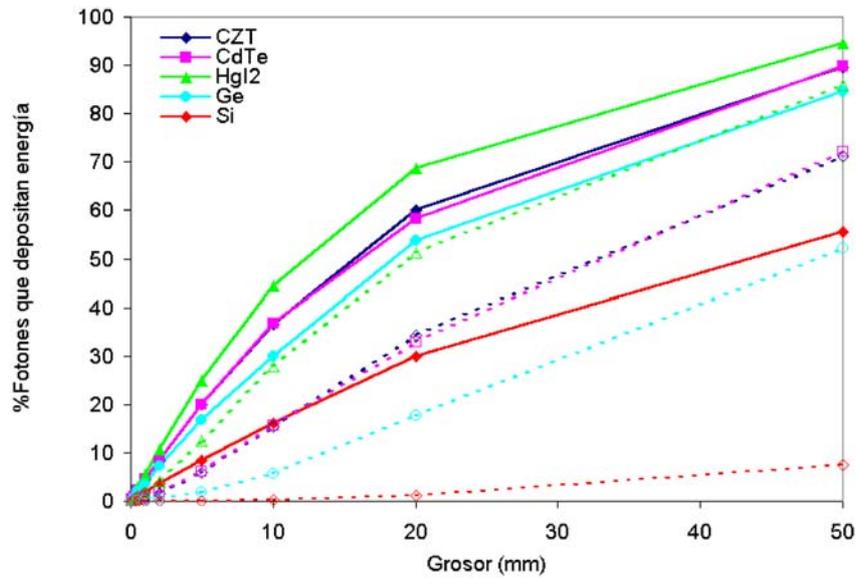


Figura 1.2: Porcentaje de fotones de 662keV que depositan energía en el material en función del grosor de éste. La línea continua corresponde a los fotones que depositan energía, toda o parte, y en línea discontinua el porcentaje de fotones que depositan toda su energía en el material.

Como puede verse los resultados obtenidos para el CdTe y el CdZnTe (CZT) son muy parecidos debido a que poseen prácticamente el mismo número atómico efectivo y densidad. Sin embargo el CZT tiene otras ventajas como detector de radiación que se explicarán más adelante.

Es interesante estudiar también el porcentaje de fotones de distintas energías que depositan toda su energía en una lámina de material, en función del grosor de dicha lámina. En el caso particular de una lámina de CZT y fotones incidentes en el rango entre 10keV y 2000keV los resultados obtenidos mediante simulación se muestran en la Tabla 1.2.

Tabla 1.2: Variación del porcentaje de absorción de fotones en función de la energía de éstos para una lámina de CZT de varios grosores.

Grosor (mm)	% de fotones que depositan toda su energía en una lámina de CZT												
	Energía del fotón incidente (keV)												
	10	20	30	50	100	200	356	500	662	1000	1333	1500	2000
0.1	99	73	54	3	6	1	0	0	0	0	0	0	0
0.2	99	92	77	58	13	2	0	0	0	0	0	0	0
0.5	99	99	90	87	33	6	1	1	0	0	0	0	0
1	99	99	91	92	57	12	3	1	1	0	0	0	0
2	99	99	91	92	81	24	6	3	2	1	1	1	1
5	99	99	91	92	97	52	18	9	6	3	2	2	2
10	99	99	91	92	98	77	36	23	15	9	7	6	6
20	99	99	91	92	98	94	63	45	34	23	18	17	15
50	99	99	91	92	98	98	91	81	71	58	50	47	44

Los datos correspondientes a la Tabla 1.2 se muestran en la Figura 1.3:

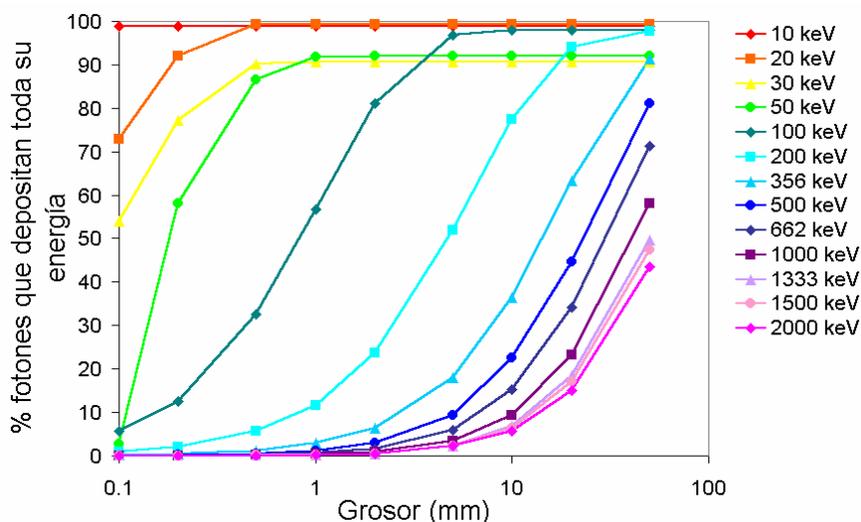


Figura 1.3: Porcentaje de fotones que depositan toda su energía en una lámina de CZT para distintos grosores de ésta.

### 1.1.3 Dependencia de un espectro de radiación gamma con el tamaño del detector

Un detector de radiación gamma debe cumplir dos funciones: ser el medio en el que los fotones gamma interactúen produciendo electrones secundarios y detectar dichos electrones. La respuesta espectral de un detector depende de las secciones eficaces de los tres tipos de procesos de interacción radiación-materia (fundamentalmente de en los que hay intercambio de energía) y del tamaño del detector.

Las diferencias espectrales debidas sólo al tamaño del detector se detallan a continuación.

#### 1.1.3.1 Detector pequeño

Se entiende en este trabajo por detector pequeño aquel en el que el recorrido libre medio de los fotones primarios y secundarios (resultantes de la dispersión Compton y de la creación de pares) es mayor que las dimensiones del detector. La respuesta espectral correspondiente a los tres procesos de interacción radiación-materia que depositan energía en el medio es la siguiente:

1. Para la absorción fotoeléctrica toda la energía del fotón se deposita en una única interacción. La contribución de este proceso al espectro es la formación de un fotopico de energía igual a la del fotón incidente. Los rayos X, que se producen como consecuencia de la desexcitación del átomo tras la emisión del fotoelectrón, pueden

escapar del detector y contribuir a generar un pequeño pico a una energía igual a la del fotónico menos la energía del rayo X.

2. La dispersión Compton produce un electrón (que deposita toda su energía en el medio) y un fotón. En este caso, por tratarse de un detector pequeño el fotón tiene una alta probabilidad de escapar del detector sin volver a interactuar y perdiéndose su energía. El espectro que se produce consiste en un continuo de energías correspondiente a las energías depositadas por los electrones, que van desde cero hasta el borde Compton.
3. Como resultado de la producción de pares se crean un electrón (que depositará su energía en el detector) y un positrón (que rápidamente se aniquila con un electrón del medio produciendo dos fotones de 511 keV en direcciones opuestas). En un detector pequeño estos dos fotones escapan sin interactuar. Por tanto, hay una pérdida de energía de  $2m_0c^2$ . Esto se refleja en el espectro en la aparición de un pico a una energía  $2m_0c^2$  menor que la del fotón incidente. A este pico se le denomina pico de escape doble.

Un ejemplo de espectro obtenido con un detector pequeño es el que se muestra en la Figura 1.4. El espectro de esta figura tiene un valor meramente ilustrativo.

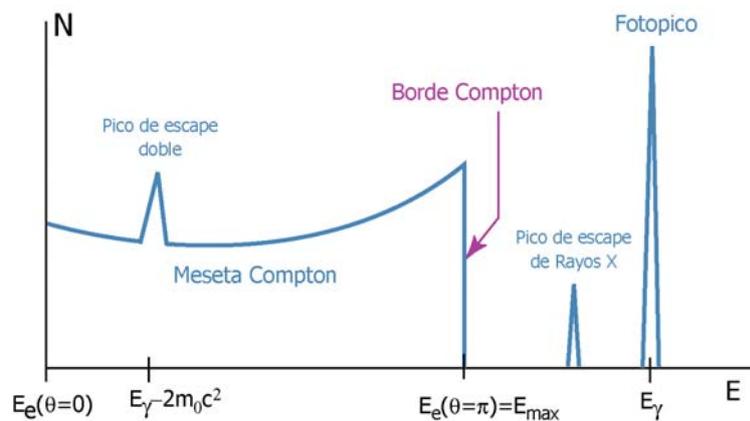


Figura 1.4: Espectro ideal obtenido con un detector pequeño.

### 1.1.3.2 Detector grande

En un detector lo suficientemente grande se deposita toda la energía de la radiación incidente. El espectro resultante es un único fotónico centrado en la energía de los fotones incidentes. Como se muestra en la Figura 1.5.



Figura 1.5: Espectro ideal obtenido con un detector grande.

### 1.1.3.3 Detector mediano

Un caso más realista sería un detector de volumen intermedio. En este tipo de detectores, tras una interacción Compton o un proceso de creación de pares, los fotones secundarios generados pueden escapar del detector o sufrir otra interacción (otro efecto fotoeléctrico o una segunda dispersión Compton). Un ejemplo de espectro que se puede tener en este caso se muestra en la Figura 1.6, donde se aprecia el efecto de las interacciones Compton múltiples y picos de escape doble y simple de la creación de pares.

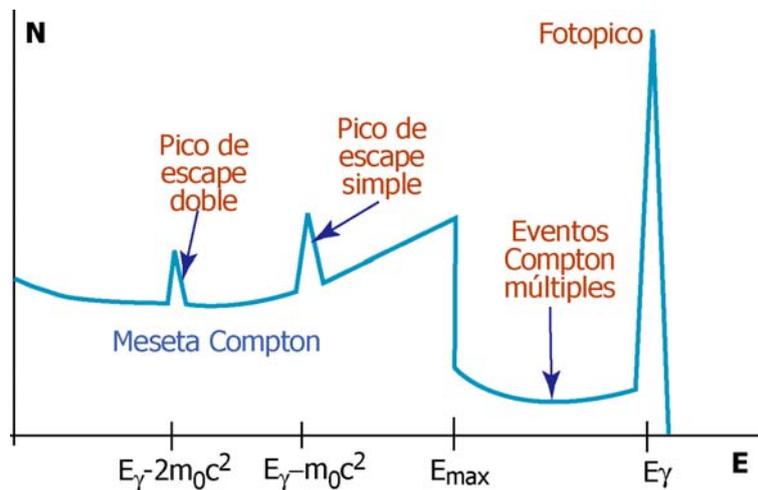


Figura 1.6: Espectro ideal obtenido con un detector mediano.

### 1.1.3.4 Espectro real

En los espectros reales se presentan efectos, generalmente secundarios, como consecuencia de elementos externos al detector. Entre ellos cabe destacar:

- Los efectos asociados a la detección de fotones dispersados en los materiales vecinos
  - Rayos X característicos del isótopo radiactivo o de los materiales que rodean al detector.
  - Retrodispersión: debido a la radiación gamma generada por dispersión Compton fuera del detector y que incide en éste.
  - Pico de aniquilación: debido a los fotones de aniquilación producidos tras una creación de pares que tenga lugar fuera del detector.
- Los efectos debidos a estadística y ruido electrónico.

En la Figura 1.7 se ilustran las consecuencias de estos efectos:

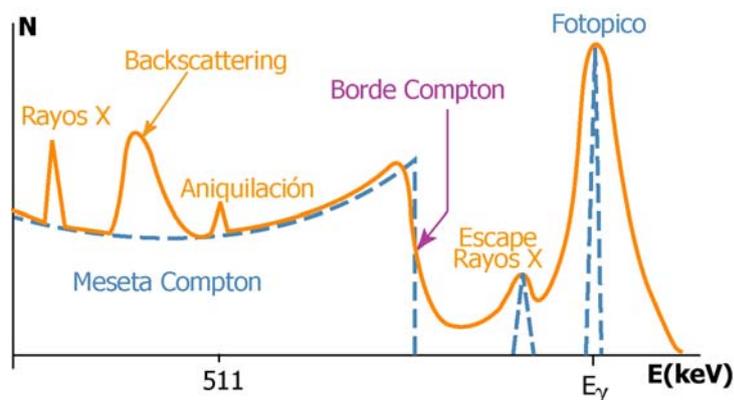


Figura 1.7: Espectro de un detector teniendo en cuenta efectos debidos al entorno del detector.

### 1.1.4 Eficiencia y resolución energética

Un detector puede emplearse para medir distintas propiedades de la interacción de la radiación, como posición, tiempo o energía. Para aplicaciones espectroscópicas, en las que se quiera obtener información sobre la energía de la radiación incidente, se persiguen fundamentalmente dos objetivos: tener una buena resolución energética y una alta eficiencia.

#### 1.1.4.1 Resolución energética

La resolución energética de un detector es una medida de la anchura de los fotopicos. Tradicionalmente se suele medir mediante la anchura a mitad de altura del fotopico y se denota con las siglas FWHM, del acrónimo inglés *Full Width at Half Maximum*. Las unidades en las que se suele expresar la resolución son unidades de energía (generalmente en keV) o tantos por ciento de la energía incidente. La relación entre  $\sigma$  y FWHM para una función Gaussiana es:

$$FWHM = 2.35\sigma.$$

Existen distintas contribuciones al ensanchamiento de la señal. Las principales son:

- ruido de la cadena electrónica de medida. En general se pueden dividir en dos tipos: ruido serie y paralelo. Las fuentes más importantes de ruido son las localizadas en las primeras etapas de la cadena de medida, donde la amplitud de la señal es mínima y el ruido se amplifica en paralelo con la señal.
- Fluctuaciones estadísticas en la producción de portadores en el detector.
- Dispersión en la posición en la que se producen las cargas.
- Efectos debidos a la deriva no ideal de los portadores en el medio, como atrapamiento de portadores.

La resolución total será igual a la suma cuadrática de todas las contribuciones:

$$FWHM_{Total}^2 = \sum_i (FWHM_i)^2 \quad (1.6)$$

El límite inferior de la resolución vendrá dado por las fluctuaciones estadísticas. Suponiendo que el proceso de creación de portadores siga una distribución de Poisson (es decir, si se asume que la probabilidad de que se cree un par de portadores es independiente del tiempo transcurrido desde que produjo el par anterior) la desviación estándar sería:  $\sigma = N^{1/2}$  donde  $N$  es el número de portadores. Sin embargo, experimentalmente se observa que la desviación estadística no sigue una distribución de Poisson. Para reproducir la desviación observada experimentalmente es necesario multiplicar por un factor  $F$ , llamado factor de Fano [Fano 1947]:

$$FWHM = 2.35 \cdot (F \cdot N)^{1/2}. \quad (1.7)$$

En general el ruido que añaden las etapas de preamplificación y amplificación de la señal se suelen expresar en términos de la carga equivalente: ENC (del acrónimo inglés *Equivalent Noise Charge*). Se define como la cantidad de carga que introducida en la entrada del sistema daría lugar a una salida de voltaje igual al nivel de ruido. Dividiendo por la carga del electrón se puede dar el ruido en unidades de electrones equivalentes. Este ruido se suele medir en RMS (*Root Mean Square*).

La relación entre el ruido RMS(electrones) y el FWHM (eV) asociado es la siguiente:

$$FWHM (eV) = 2.35 \cdot \varepsilon \cdot ENC(e_{RMS}^-), \quad (1.8)$$

donde  $\varepsilon$  representa la energía necesaria para crear un par electrón hueco.

La resolución energética mejora con:

- el aumento del número de portadores producidos en la interacción;
- reduciendo el ruido debido a la electrónica;
- reduciendo las corrientes de fuga del sensor;
- reduciendo los problemas en la recolección de carga.

### 1.1.4.2 Eficiencia

Se pueden definir dos tipos de eficiencia de detección: eficiencia absoluta y eficiencia intrínseca.

- La eficiencia absoluta es la relación entre el número de cuentas detectadas y el número de partículas emitidas por la fuente radiactiva. Depende tanto de las propiedades del detector como de la geometría, especialmente de la distancia entre fuente y detector.
- La eficiencia intrínseca se define como la relación entre el número de cuentas detectadas y el número de partículas que inciden en el detector. Esta eficiencia ya no depende del ángulo sólido que sustenta el detector.

Para aumentar la eficiencia en la detección de radiación gamma es necesario emplear volúmenes activos de detección lo mayor posibles y favorecer el efecto fotoeléctrico.

En resumen para la espectrometría gamma se requieren:

- grandes volúmenes de detección;
- favorecer el efecto fotoeléctrico: materiales con alto número atómico y alta densidad;
- producir gran número de portadores: baja energía de ionización;
- buenas propiedades de transporte de portadores.

## 1.2 Detectores de radiación gamma

### 1.2.1 Detectores gaseosos

Los detectores gaseosos son los primeros que se emplearon para la detección de radiación gamma. Constan de un recipiente relleno con un gas (que se ioniza al ser atravesado por la radiación incidente que se quiere detectar) y de unos electrodos para recoger la señal generada. El fotón gamma produce pares electrón-ión a lo largo de su traza. Estos iones se mueven en presencia del campo eléctrico, que existe debido a la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos. En función de la intensidad del campo eléctrico aplicado existen distintas regiones de operación. En cada una de estas regiones trabaja un tipo de detector. Los tres tipos de detectores gaseosos que existen son: cámaras de ionización, contadores proporcionales y contadores Geiger-Muller.

Se va a explicar a continuación el fundamento de las cámaras de ionización, que por su similitud con los detectores de semiconductor presentan algunos inconvenientes comunes, como la recolección incompleta de carga. La solución que se emplea en las cámaras de ionización a este problema (rejillas de Frisch) puede considerarse como el precursor de los electrodos de rejillas coplanares empleados en los detectores objeto de este trabajo.

### Cámaras de ionización

En estos detectores se mide la ionización que produce la radiación al atravesar un medio gaseoso. Puede operar en modo impulso o en modo corriente. En el primer caso se mide la señal inducida por cada partícula incidente (es el modo en el que se suele trabajar). En el segundo caso se mide una corriente promedio generada por las partículas incidentes.

La intensidad del campo eléctrico es tal que el movimiento de deriva de los portadores de carga no llega a producir ionización secundaria. El movimiento de las cargas induce una corriente en los electrodos, que se mide como un impulso de voltaje al hacerla pasar por una resistencia. En una de cámara de ionización con una geometría sencilla, como es el caso de un condensador plano-paralelo de capacitancia  $C$  y separación entre placas  $d$ , el impulso de voltaje es:

$$\Delta V = -\frac{Nq}{Cd}(z - z_0), \quad (1.9)$$

siendo  $N$  el número de portadores generados,  $q$  es la carga de cada portador y  $z - z_0$  es la longitud que recorre la carga desde la posición  $z_0$  donde se crea hasta el electrodo donde se recolecta.

Las contribuciones de los electrones y de los iones son:

$$\Delta V_{e^-} = -\frac{N(-e)}{Cd}(-v_{e^-})\Delta t_{e^-}, \quad (1.10)$$

$$\Delta V_{ion^+} = -\frac{Ne}{Cd}v_{ion^+}\Delta t_{ion^+}, \quad (1.11)$$

donde  $v_{e^-}$  y  $v_{ion^+}$  son las velocidades de deriva de electrones e iones respectivamente y  $\Delta t_{e^-}$  y  $\Delta t_{ion^+}$  son los intervalos de tiempo que transcurren desde que se generan los portadores hasta que son recolectados. Los electrones son mucho más rápidos que los iones. El impulso tiene inicialmente una rampa de subida pronunciada hasta un valor de

$$V = -\frac{Nez_0}{Cd} \quad (1.12)$$

debido al movimiento conjunto de los electrones y los iones. Una vez que han sido recolectados los electrones la contribución al impulso se debe sólo a los iones. Se tiene una rampa de pendiente más suave que tiende asintóticamente a:

$$V = -\frac{Ne}{C}, \quad (1.13)$$

la cual no depende de la posición  $z_0$  donde se ha producido la ionización primaria.

En la práctica, la carga que se recolecta, y por tanto la forma y amplitud del impulso, depende de la constante de tiempo del circuito  $RC$ . Para operar en modo impulso y poder detectar partículas individuales se necesita un impulso rápido. Se elige en este caso un valor de  $RC$  tal que:  $\Delta t_{e^-} < RC \ll \Delta t_{ion+}$ . Con esto se consigue despreciar la contribución de los iones positivos, que son más lentos, pero a cambio la amplitud del impulso dependerá de  $z_0$ .

Para operar en modo corriente se elige un valor de  $RC > \Delta t_{ion+}$ . Esto permite recolectar toda la carga generada y la amplitud del impulso no depende de la posición de interacción. En este caso lo que se mide es una corriente promedio:

$$I = -\frac{Ne}{RC}. \quad (1.14)$$

La solución al problema de la dependencia de la señal con la posición la desarrolló O. Frisch. [Frisch 1944]. Consistió en una rejilla que se colocaba en el interior del medio de detección enfrente del ánodo. Polarizando la rejilla y los electrodos de forma adecuada se conseguía una alta eficiencia en el número de electrones que atravesaban dicha rejilla y se recolectaban en el ánodo. La rejilla creaba un apantallamiento electrostático. De esta manera el movimiento de los portadores en la región entre el cátodo y la rejilla no inducía señal en el ánodo. Toda la señal se generaba una vez que los electrones atravesaban la rejilla. Por tanto, todos los electrones que llegaban al ánodo lo hacían con un mismo tiempo de deriva, igual a la distancia entre la rejilla y el ánodo dividido por la velocidad de deriva  $v_{e^-}$ , y contribuían con la misma cantidad al impulso independientemente de donde se hubieran producido.

## 1.2.2 Detectores de estado sólido

Los detectores de estado sólido presentan la gran ventaja frente a los de gas de tener una densidad unas 1000 veces mayor. Esto permite tener la misma eficiencia empleando detectores mucho menores. Los dos tipos de detectores de estado sólido clásicos son: los centelleadores [Chynoweth 1952; Price 1964; Birks 1964] y los semiconductores [Hofstadter 1949; Chynoweth 1952].

### 1.2.2.1 Centelleadores

Un cristal de centelleo (o centelleador) debe cumplir dos funciones:

1. transformar la excitación producida por la radiación incidente en luz visible.

2. transportar esa luz hasta un sistema fotomultiplicador.

Existen dos tipos de centelleadores: los orgánicos y los inorgánicos. En ellos los mecanismos de producir luz visible son distintos.

Los centelleadores inorgánicos son cristales iónicos dopados con centros activadores, también llamados centros de color. La radiación ionizante produce pares electrón-hueco que se mueven por la red del cristal hasta que encuentran un centro activador A, que se excitan a un estado  $A^*$ . En la desexcitación de este estado  $A^*$  a A se emite luz. Este tipo de detectores se emplea normalmente para radiación gamma y rayos X. [Kleinknecht 1998]

En los centelleadores orgánicos la radiación ionizante excita estados moleculares de un material fluorescente, que emite luz ultravioleta al desexcitarse. El material orgánico no es transparente a esta luz. Tiene que ser absorbida por un segundo material fluorescente que convierte la luz ultravioleta en luz visible [Kleinknecht 1998; Zorn 1992].

La luz producida por los centelleadores es débil. Para obtener una señal eléctrica medible es necesario emplear un dispositivo de alta sensibilidad, que transforme la luz, de unos pocos centenares de fotones, en un impulso de corriente de amplitud adecuada. El dispositivo amplificador clásico es un tubo fotomultiplicador. En la actualidad se están tendiendo a sustituir por dispositivos basados en fotodiodos de semiconductor.

Un tubo fotomultiplicador contiene tres elementos básicos: un fotocátodo, un multiplicador de electrones y un ánodo. Los fotones procedentes del cristal centelleador inciden sobre una superficie fotosensible (llamada fotocátodo) y arrancan electrones de baja energía. Estos electrones se aceleran y multiplican en una estructura formada por una cadena de electrodos llamados dinodos, que consiguen ganancias de hasta  $10^6$ . A través de una resistencia de carga se transforman en un impulso de tensión.

Los centelleadores son en general materiales económicos y válidos para instrumentación portátil. Sin embargo, tienen el inconveniente de tener una baja resolución energética. El proceso completo de transformar una partícula incidente en una señal de salida incluye muchos procesos que contribuyen a empeorar su resolución. La energía efectiva necesaria para producir un portador de carga es de unos 100eV y por tanto el número de éstos que se producen es generalmente bajo. Las fluctuaciones estadísticas hacen que la resolución energética no sea muy buena. No obstante, se están realizando grandes avances en este sentido, desarrollando nuevos materiales que mejoran la razón de fotones visibles emitidos por unidad de energía incidente, y por tanto, la resolución [Shah 2003; Shah 2004; Moses 2005].

### 1.2.2.2 Semiconductores

El modo de operación de un detector de semiconductor es similar al de las cámaras de ionización. La radiación hace que electrones de la banda de valencia pasen a la de conducción dejando un hueco. El número de estos pares electrón-hueco que se generan para una energía incidente dada es mucho mayor que el número de portadores producidos en una cámara de ionización o en un centelleador. En presencia de un campo eléctrico estos portadores de carga se mueven, por difusión y deriva, hacia los electrodos produciendo una señal eléctrica.

El primer semiconductor que se empleó como contador de radiación fue el compuesto AgCl en 1945 [Van Heerden 1945], utilizado para detección de radiación alfa y gamma.

El atrapamiento de portadores y los efectos de polarización hicieron que en un principio los semiconductores no supusieran una gran mejoría frente a los centelleadores. En la década de los 60 empezaron a desarrollarse técnicas que permitieron crecer cristales de Ge y Si de gran tamaño y pureza. Con estos cristales se mejoraron notablemente las propiedades espectroscópicas.

Las técnicas de producción de Ge permiten obtener cristales de gran pureza, (HPGe) hasta de  $10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>. Con estos cristales es posible tener anchuras de depleción de varios centímetros. En cambio para el silicio la técnica más usada para aumentar su volumen activo de detección es compensándolo introduciendo impurezas de litio Si(Li).

Para poder operar como detectores de radiación los dos materiales anteriormente mencionados necesitan ser enfriados. La densidad de portadores térmicamente generados depende de la anchura del gap  $E_g$  y de la temperatura  $T$  de la siguiente forma [Sze 1981]:

$$n_T = n_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.15)$$

donde  $n_0$  es la concentración en equilibrio y  $k$  la constante de Boltzman.

Para el germanio  $E_g=0.67\text{eV}$  y para el silicio  $E_g=1.12\text{eV}$ . A temperatura ambiente la concentración de portadores es demasiado elevada para poder distinguir el aumento debido a los pares electrón-hueco creados por la radiación.

El silicio se usa principalmente para detección de rayos X de baja energía y en detección de electrones. El germanio se puede considerar como el detector de referencia para radiación gamma. Es el que mejores resultados espectroscópicos permite obtener. Sin embargo, el inconveniente de necesitar ser enfriado con nitrógeno líquido hace que no sea adecuado para muchas aplicaciones. En particular cuando se requieran sistemas fácilmente transportables y compactos. El elevado coste de estos detectores es también otro factor a tener en cuenta para considerar materiales alternativos como detectores de radiación.

## 1.3 Requisitos para un detector de semiconductor a temperatura ambiente

Las propiedades que debe tener un detector de semiconductor ideal para radiación gamma, como se ha mencionado anteriormente, son:

- gap suficientemente ancho;
- buenas propiedades de transporte;
- número atómico y densidad del medio altos;
- volumen activo grande.

A continuación se comentan con más detalle dichas propiedades.

### 1.3.1 Anchura del gap

La densidad de electrones que por excitación térmica pueden pasar de la banda de valencia a la de conducción viene dada por la expresión (1.15). A temperatura ambiente la corriente debida a la producción térmica de pares puede enmascarar la corriente debida a la radiación. Para evitar esto es necesario emplear semiconductores con un gap suficientemente ancho. Por otra parte, la energía promedio necesaria para crear un par electrón-hueco,  $\varepsilon$ , está relacionada con la energía del gap [Klein 1968]. Cuanto menor sea el gap más fácil será crear un par electrón-hueco. Con el objetivo de conseguir un mayor número de portadores y por tanto una mejor resolución energética es preferible que el gap sea pequeño. Para resolver este compromiso entre operabilidad a temperatura ambiente y alta producción de pares de portadores, se buscan materiales cuyo gap sea mayor de 1.5eV y la energía necesaria para crear un par electrón-hueco menor de 5eV. En la Figura 1.8 se representa  $\varepsilon$  (energía promedio para la creación del par electrón-hueco) frente a  $E_g$  (anchura del gap) para varios semiconductores.

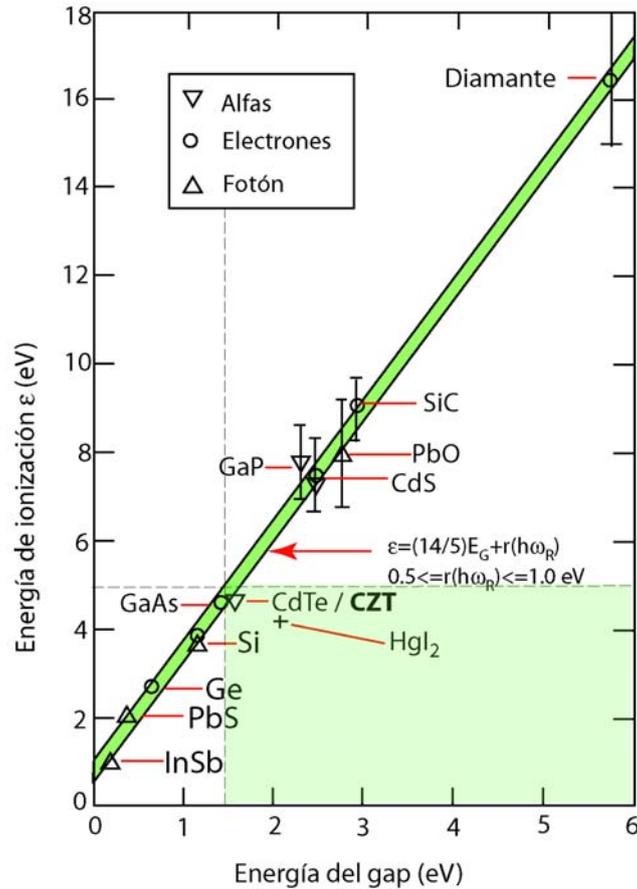


Figura 1.8: Energía promedio para crear un par electrón-hueco ( $\epsilon$ ) frente a la energía del gap ( $E_g$ ) para una serie de materiales semiconductores [Klein 1968].

El área sombreada corresponde a la región en la que se cumplen las condiciones anteriormente mencionadas:  $E_g > 1.5$  eV y  $\epsilon < 5$  eV. Los principales semiconductores que satisfacen estas dos condiciones son el CdTe, CdZnTe y HgI<sub>2</sub>.

### 1.3.2 Propiedades de transporte

Los pares electrón-hueco creados por la radiación en el semiconductor se pueden mover en presencia de un campo eléctrico e inducir una corriente en los electrodos. Esta corriente permite obtener información de la energía depositada. En un semiconductor convencional este movimiento se debe a dos procesos: difusión y deriva. En los detectores de semiconductor de gap ancho que se consideran en este trabajo se supondrán condiciones de polarización suficientemente grandes para asegurar que la deriva de portadores es el mecanismo dominante, despreciando la difusión<sup>1</sup>. Los dos parámetros básicos que definen la deriva de los portadores

<sup>1</sup> La difusión no podrá ser despreciada en el estudio de detectores particulares como los pixelizados.

son: el tiempo de vida media  $\tau$  y la movilidad  $\mu$ . Estadísticamente el tiempo de vida media es el tiempo medio que transcurre desde que un portador es generado hasta que es atrapado. La movilidad relaciona la intensidad del campo eléctrico aplicado en un semiconductor con la velocidad de deriva que adquieren los portadores en presencia de dicho campo, como se indica en la siguiente ecuación.

$$v = \mu E . \quad (1.16)$$

En general, debido a la diferencia de masa entre los electrones y los huecos, en los semiconductores de gap ancho las movilidades de ambos portadores difieren en varios órdenes de magnitud y lo mismo ocurre con los tiempos de vida media [Sze 1981; Toney 1999; Schlesinger 2001].

La distancia recorrida en promedio por un portador de carga viene dada por la siguiente expresión:

$$\lambda = \mu \tau E . \quad (1.17)$$

Para tener una buena recolección de carga interesa que esta distancia sea mucho mayor que el grosor del detector, tanto para electrones como para huecos.

En general, los parámetros de transporte (movilidad y tiempo de vida media) de los semiconductores a temperatura ambiente son mucho menores que los del germanio o el silicio. Suelen presentar por tanto problemas de recolección incompleta de carga.

### 1.3.3 Volumen efectivo grande

Conseguir una alta eficiencia para la radiación gamma requiere grandes volúmenes de detección y una alta calidad del material. Se está trabajando muy intensamente en técnicas de crecimiento de cristales para lograr monocristales del mayor tamaño posible y con el menor número de defectos [Fukuda 2003; Szeles 2004; Reed 2006; Sze 2004]. Una manera de reducir las corrientes de fuga que producen estas impurezas es emplear contactos rectificadores. También es común compensar los niveles eléctricamente activos con dopantes o impurezas para obtener materiales con alta resistividad. Este último método puede tener el inconveniente de reducir el tiempo de vida media de los portadores de carga y afectar a la homogeneidad del campo eléctrico interno [McGregor 1997].

### 1.3.4 Alto número atómico

La dependencia de la absorción fotoeléctrica con el número atómico hace que sea recomendable emplear elementos con alto número atómico para favorecer este proceso como se demostró en la

simulación descrita anteriormente ilustrada en la figura 1.2. La dependencia del coeficiente de atenuación lineal del efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares con la energía del fotón incidente se muestra en la Figura 1.9, para varios materiales con distinto número atómico: Si ( $Z=14$ ), Ge ( $Z=32$ ), CdTe ( $Z= 48/52$ ) y HgI<sub>2</sub> ( $Z= 80/53$ ).

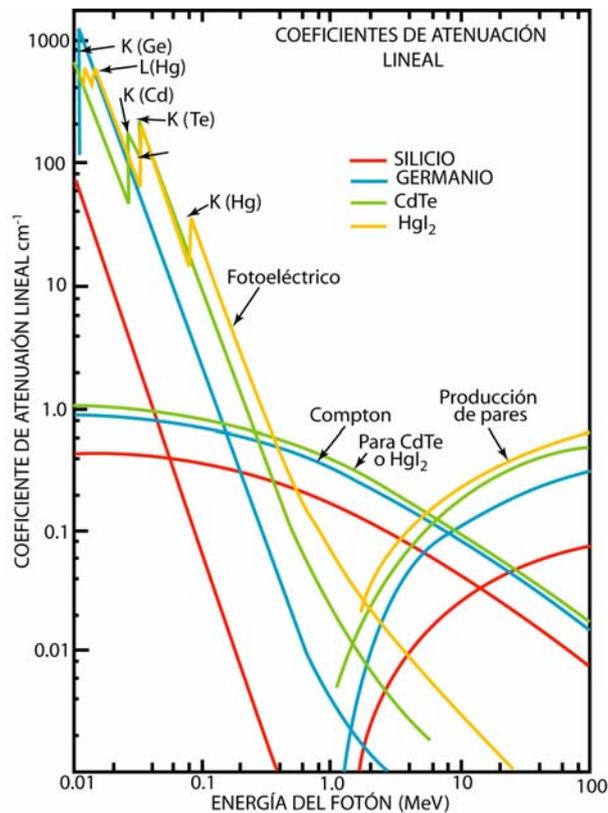


Figura 1.9: Coeficiente de atenuación lineal del efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares para el Si, Ge, CdTe, HgI<sub>2</sub> [Malm 1972].

### 1.3.5 Parámetros ideales

En resumen, las propiedades que se buscan en un detector de semiconductor operativo a temperatura ambiente son:

- energía del gap mayor que 1.5eV, (para operar a temperatura ambiente);
- energía de ionización menor que 5eV (para generar un alto número de portadores);
- alta resistividad, mayor que 10<sup>9</sup>Ωcm, (Se reducen así las corrientes de fuga y se mejora la resolución);

Además de los requisitos generales de los detectores de radiación gamma:

- grandes volúmenes de detección (para aumentar eficiencia);
- alto número atómico (para favorecer el efecto fotoeléctrico y mejorar resolución y eficiencia);
- valores altos de movilidad y tiempo de vida media para electrones y huecos (para desligar la carga inducida en el movimiento de los portadores generados de la posición de interacción).

## 1.4 Candidatos a detectores de radiación gamma a temperatura ambiente

Algunos de los materiales semiconductores que pueden emplearse como detectores de radiación se muestran en la Tabla 1.3, donde se indican los valores de sus principales propiedades como detectores.

Como es de esperar ninguno de los materiales es ideal desde el punto de vista de las propiedades presentadas. Por otra parte, no todos los compuestos son accesibles tecnológicamente, debido a las dificultades de crecimiento o por motivos económicos. Por tanto, para aplicaciones específicas hay que adecuarse a las disponibilidades comerciales de estos y no sólo a sus propiedades.

Como se ha comentado anteriormente uno de los principales inconvenientes que suelen presentar los detectores de semiconductor son las propiedades de transporte. De los materiales presentados en la Tabla 1.3 aquellos con mejores propiedades de transporte (mayor movilidad y mayor parámetro  $\mu\tau$ ) son Ge, GaAs, InP, diamante, Si, AlSb, CdTe, CZT y HgI<sub>2</sub>. Sin embargo, para aplicaciones a temperatura ambiente son necesarios materiales con un gap mayor de 1.4-1.5 eV esto hace descartar materiales como el Ge, Si y InP para este tipo de aplicaciones. Por otra parte, para detección de radiación gamma son necesarios materiales con un alto número atómico, una alta densidad y el mayor volumen activo posible, estos requisitos hacen descartar materiales como el AlSb, SiC, GaSe, GaAs y el diamante para este tipo de detectores. Por tanto, los materiales que mejores propiedades presentan en principio para detectores de radiación gamma a temperatura ambiente son CdTe, CZT y HgI<sub>2</sub>.

Tabla 1.3: Principales propiedades de los detectores de semiconductor. [Schlesinger 1995; Owens 2003; McGregor 1997; Onodera 2005; Zaletín 2004]

Material	Z	$E_g$ (eV)	$\epsilon$ (eV)	$\rho$ ( $\Omega\text{cm}$ )	Dens. (g/cm <sup>3</sup> )	$\mu_e$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	$\tau_e$ (s)	$\mu_h$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	$\tau_h$ (s)	$\mu\tau_e$ (cm <sup>2</sup> /V)	$\mu\tau_h$ (cm <sup>2</sup> /V)	Grosor típico (mm)
Ge	32	0.67	2.96	50	5.32	3900	$>10^{-3}$	1900	$10^{-3}$	$>1$	$>1$	100
Si	14	1.12	3.62	$<10^4$	2.33	1400	$>10^{-3}$	480	$2 \times 10^{-3}$	$>1$	$\approx 1$	25
Bi <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	83/16	1.3			6.73	200	$10^{-10}$	1100	$10^{-9}$	$1.3 \times 10^{-6}$	$7 \times 10^{-7}$	
InP	49/15	1.35	4.2		4.79	4600		150				0.025-0.5
GaAs	31/33	1.43	4.2	$10^7$	5.36	8000	$10^{-8}$	400	$10^{-7}$	$8 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-6}$	0.05-0.5
CdTe	48/52	1.44	4.43	$10^9$	6.06	1100	$3 \times 10^{-6}$	100	$2 \times 10^{-6}$	$3.3 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-4}$	0.1-5.0
Cd/ZnTe	48/30/52	1.572	4.64	$3 \times 10^{10}$	$\sim 6.02$	1000	$3 \times 10^{-6}$	50-80	$10^{-6}$	$5 \times 10^{-3}$	$5 \times 10^{-5}$	1-10
AlSb	13/51	1.62	5.055		4.26	1200	$2.6 \times 10^{-9}$	700	$1.3 \times 10^{-9}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	
BiI <sub>3</sub>	83/53	1.7				700	$10^{-8}$	20	$10^{-9}$	$6 \times 10^{-7}$	$10^{-7}$	
CdSe	48/34	1.73			5.8	720		75				0.2-1.0
GaSe	31/34	2.03	4-45		4.55	60		215				0.05-0.15
HgI <sub>2</sub>	80/53	2.15	4.2	$10^{13}$	6.36	100	$10^{-6}$	4	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$4 \times 10^{-5}$	0.2-3.0
SiC	14/6	2.2			3.12					$10^{-6}$	$10^{-7}$	
ZnTe	30/52	2.26				340	$3 \times 10^{-9}$	100	$7 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-6}$	$1.5 \times 10^{-6}$	
PbI <sub>2</sub>	82/53	2.32	4.9	$10^{12}$	6.16	8	$10^{-6}$	2		$8 \times 10^{-6}$		0.1
TlBr	81/35	2.68	6.5	$10^{10}$	7.5	6	$2.5 \times 10^{-6}$			$10^{-3}$	$2 \times 10^{-5}$	1-2
C (diamante)	6	5.4	13.25		3.5	2000	$10^{-8}$	1600	$10^{-8}$	$2 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	1-1.5

Actualmente los compuestos de semiconductor más empleados como detectores de radiación gamma a temperatura ambiente son: GaAs, HgI<sub>2</sub>, CdTe, y más recientemente el Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te, que será objeto de esta tesis.

El **GaAs** fue el primer compuesto semiconductor que permitió tener alta resolución energética para rayos gamma a temperatura ambiente [Harding 1960; Barraud 1963]. Su número atómico (31-33) hace que la probabilidad de interacción de la radiación gamma por efecto fotoeléctrico sea parecida a la del Ge. Sus ventajas son: la anchura de su gap, que permiten su aplicación a temperatura ambiente, y la relativa alta movilidad de los portadores. El mayor inconveniente que presenta es la dificultad para crecer cristales de gran pureza y tamaño. El grosor típico de estos detectores es de 50-200µm [McGregor 1997] por lo que su eficiencia para radiación gamma de alta energía es muy baja. Se suelen emplear para radiación alfa, rayos X y gamma de baja energía (hasta ~100keV). Los detectores de GaAs se emplean casi exclusivamente para experimentación.

El **HgI<sub>2</sub>** es un material usado como detector de rayos X y radiación gamma. Comenzó a usarse a principios de los 70 [Willing 1971]. Tiene un gap muy ancho y por tanto sus corrientes de fuga, debidas a producción térmica, son pequeñas. Su número atómico proporciona una mayor sección eficaz del efecto fotoeléctrico que para el Ge o para el CdTe. Sin embargo, la baja movilidad de sus portadores hace que la distancia libre media de deriva de los portadores sea pequeña. Es necesario aplicar un voltaje bastante elevado para asegurar una aceptable recolección de carga. Su principal problema es la dificultad tecnológica de su crecimiento. Su disponibilidad comercial es muy escasa. Se usa mayoritariamente como material de investigación.

El **CdTe** es otro compuesto semiconductor comercialmente disponible. Se emplea en numerosas aplicaciones que involucran detección de radiación a temperatura ambiente [Schlesinger 1995], especialmente en instrumentación portátil para espectroscopia con rayos X. Posee un gap suficientemente ancho (1.44eV), una energía promedio de 4.43eV para la creación de un par electrón hueco y un alto número atómico. Existen distintas técnicas para fabricar cristales de CdTe de alta pureza (crecimiento en solución, distintas variantes de métodos Bridgman, THM) con los que se pueden conseguir cristales tipo p con resistividades de hasta 10<sup>9</sup>Ωcm. La baja eficiencia en la recolección de huecos hace que para detectores planares se empleen cristales pequeños y se apliquen a rayos X y gamma de baja energía. Para detección de rayos gamma de alta energía son necesarios detectores más gruesos y/o emplear métodos electrónicos para compensar el atrapamiento de carga, que es uno de los mayores inconvenientes de este material junto con el fenómeno de la polarización [McGregor 1997; Knoll 2000].

El  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ , para el que se suele emplear el acrónimo CZT, es uno de los más recientes candidatos para trabajar como espectrómetro a temperatura ambiente. La  $x$  indica la concentración de Zn que se incorpora a la mezcla de Cd y Te fundido durante su crecimiento con el fin de reducir el número de dislocaciones [Guergouri 1988]. Los valores típicos de  $x$  se encuentran entre 0.05 y 0.2. Otra ventaja del CZT frente a muchos otros semiconductores es que presenta bajos efectos de polarización. La probabilidad de interacción por efecto fotoeléctrico es similar a la del CdTe.

Para crecer cristales de CZT de alta resistividad ( $10^{10}$ - $10^{11}\Omega\text{cm}$ ) la técnica más conocida es Bridgman vertical de alta presión (HPVB). Una de las limitaciones que se tiene con este material es conseguir monocristales de gran tamaño. Las movilidades de electrones ( $1,000$ - $1,300\text{cm}^2/\text{Vs}$ ) y huecos ( $100$ - $120\text{cm}^2/\text{Vs}$ ) hacen que presenten el mismo problema que la mayoría de los semiconductores y que las cámaras de ionización: la recolección incompleta de carga. Los métodos para solucionar este problema serán objeto del siguiente capítulo.

Una revisión de las propiedades de este compuesto se puede encontrar en [Schlesinger 2001; McGregor 1997].

Otro semiconductor que está siendo objeto de estudio por su posible aplicación para detección de radiación es el TlBr. Este compuesto posee un número atómico (81/35) y una densidad de  $7.5\text{gr}/\text{cm}^3$ , lo que le proporciona una sección eficaz del efecto fotoeléctrico aceptable para detección de radiación gamma y rayos X. El gap de  $2.68\text{eV}$  hace que pueda emplearse a temperaturas ambiente con bajas corrientes de fuga. Su estructura cristalina, cúbica simple, hace que sea posible emplear métodos estándar para su purificación y que esta sea relativamente sencilla, lo que ha permitido obtener monocristales de gran pureza [Zaletin 2004; Owens 2003 NIM]. Este material está aun en proceso de experimentación.

El diamante también se ha empleado como detector de radiación y dado su ancho gap ( $E_g=5.4\text{eV}$ ) permite operar con él a altas temperaturas. Sin embargo, posee un valor de  $Z$  muy bajo y la energía promedio para crear los pares electrón hueco es muy alta, todo esto hace que no sea muy adecuado para espectrometría gamma o rayos X. Sin embargo, sí es interesante para aplicaciones dosimétricas por su equivalencia con tejido y su alta resistencia a la radiación.

Otros muchos compuestos de semiconductor alternativos ( $\text{PbI}_2$ , InP,  $\text{BiI}_3$ , CdSe, GaSe, BP, AlSb, CdS, ZnSe, InI, GaP, SiC) se han estudiado para aplicaciones espectrométricas pero la calidad de los cristales disponibles han hecho que hasta el momento no se comercialicen.

## 1.5 Descripción de los detectores de CZT empleados en este trabajo

En este trabajo se va a caracterizar una serie de unidades de gran volumen ( $>2\text{cm}^3$ ) y con electrodos basados en rejillas coplanares. Estos detectores permiten corregir y/o evitar en gran medida los efectos del atrapamiento de huecos y electrones. La finalidad de esta caracterización es estudiar la viabilidad de los detectores de CZT en aplicaciones prácticas. Para este estudio se han empleado cuatro detectores con distintas geometrías y diseños de electrodos. El crecimiento de los cristales y la deposición de los electrodos ha sido realizada por dos de las principales empresas que comercializan este tipo de material: eV-Products [eV products], USA y BSI (Baltic Scientific Instruments), Letonia. En la Tabla 1.4 se muestra la nomenclatura empleada para designar a cada una de estas cuatro unidades, junto con una descripción de sus características y referencias donde se presentan resultados obtenidos con cada uno de ellos.

Tabla 1.4: Descripción de los detectores caracterizados en este trabajo.

Detector	Dimensiones	Geometría	Electrodos	Fabricante	Referencias
<b>I9-04</b>	1.5cm×1.5cm×1.0cm	rectangular	Coplanar 2 <sup>a</sup> generación	eV Products	[Pérez 2001] [Pérez 2002] [González 2004]
<b>M02.2-1</b>	1.5cm(diámetro)× 1cm(Grosor)	cilíndrica	Coplanar 4 <sup>a</sup> generación	eV Products	[González 2004] [González 2005 NIM]
<b>M0904</b>	1.5cm×1.5cm×1.0cm	rectangular	Coplanar 4 <sup>a</sup> generación	Cristal eV- Products Detector BSI	[González 2005 NIM] [González 2005 IEEE]
<b>726-05</b>	1.5cm×1.5cm×1.0cm	rectangular	Coplanar 4 <sup>a</sup> generación	BSI	[González 2006]

La descripción y finalidad de los electrodos coplanares así como la evolución en su diseño se detallan en el Capítulo 2.

El detector I9-04, cedido por la Universidad de Michigan, dispone de electrodos coplanares de una generación anterior a los demás presentados. En este trabajo, supone el punto de partida con el cual comparar los detectores construidos con nuevos diseños de electrodos.

Con los detectores M02.2-1 y M0904, ambos de la denominada 4ª generación de electrodos coplanares, se estudiarán las diferencias entre la geometría cilíndrica y la rectangular. La principal ventaja del diseño circular de electrodos es no presentar esquinas y reducir así los efectos de borde. Esta geometría está mejor balanceada en el contorno exterior. En cambio, presenta irregularidades en la región central. Otro inconveniente tecnológico de la geometría circular es el de emplear electrodos muy largos comparados con los de la geometría rectangular. El detector M0904 se fabricó a partir de un cristal crecido por eV-Products que presentaba ciertas inhomogeneidades. Los electrodos coplanares fueron depositados por BSI.

El detector 726-05 fabricado en BSI presenta la misma geometría y electrodos que el M0904, pero está fabricado a partir de un cristal de mayor calidad. La forma de montarlo es tal que en él la radiación incide por la superficie de los ánodos, en vez de hacerlo por la del cátodo como en el resto de los detectores considerados. Esto dará lugar a ciertas diferencias en los espectros que se explicarán más adelante.

En todas las unidades descritas los cristales se encuentran encapsuladas en una caja de aluminio para protegerlos y facilitar su manipulación. Los cristales están montados sobre un sustrato de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  que a su vez se coloca en el interior de una caja metálica de aluminio con una ventana de berilio enfrente de una de las superficies del detector. El objetivo de dicha ventana es permitir que la radiación beta pueda incidir sobre el detector, de otra manera ésta se detendría al atravesar la caja metálica que contiene al cristal. Las conexiones entre los electrodos y los pines exteriores están realizadas con cables de oro. El volumen interior de la caja está relleno con un material sorbente.

## Capítulo 2

# Detectores basados en rejillas coplanares

## 2.1 Recolección parcial de carga

Como se ha visto en el capítulo anterior los detectores de semiconductor presentan muchas ventajas frente a otros tipos de detectores para radiación gamma. Las principales de estas ventajas son: tener una baja energía de ionización y menores fluctuaciones estadísticas en la producción de portadores, dos características que conducen a una mejor resolución energética. Los semiconductores que además poseen un gap suficientemente ancho son especialmente adecuados para aplicaciones a temperatura ambiente. Sin embargo, un problema común a todos los compuestos semiconductores de gap ancho son las deficientes propiedades de transporte. Generalmente los compuestos de semiconductor de gap ancho tienen valores de movilidad baja y tiempos de vida media cortos. Además presentan diferencias de varios órdenes de magnitud entre la movilidad y el tiempo de vida media de electrones y de huecos. Una posible solución a los problemas de transporte es emplear cristales con un grosor menor que la longitud de atrapamiento, ecuación (1.17), para los dos tipos de portadores. Esto mejora la resolución energética pero supone una pérdida en eficiencia puesto que los huecos tienen un valor de  $\mu\tau$  pequeño. Para garantizar una alta eficiencia es necesario emplear detectores gruesos. Existen distintos métodos que permiten corregir los efectos de la recolección incompleta de carga en detectores gruesos. Estos métodos, que se van a explicar a continuación, se pueden clasificar en dos tipos. Por una parte están los que implementan técnicas de procesado de señal. El otro tipo

de técnicas se basa en diseños de electrodos que causan una recolección de carga sensible preferentemente a un único tipo de portador. De este último tipo de técnicas existen varios diseños de electrodos. En este capítulo se van a explicar en detalle los electrodos de rejillas coplanares, por tratarse de los empleados en los detectores objeto de este trabajo.

### **2.1.1 Técnicas de procesamiento de señal**

Este tipo de métodos consisten en implementar un sistema de análisis de los impulsos detectados. La mejora en la resolución energética se consigue aplicando distintos tipos de correcciones en función de la forma de los impulsos.

#### **Discriminación de impulsos**

La discriminación de impulsos consiste en rechazar aquellos que presenten una recolección de carga deficiente. Se consigue de esta forma mejorar notablemente la respuesta espectral del detector. Tiene el inconveniente de que se pierde eficiencia de detección al rechazar un porcentaje significativo de los pulsos detectados [Jones 1975].

#### **Compensación de la carga perdida**

Con el método de compensación de carga se analiza independientemente cada impulso y se aplica una corrección adecuada a la pérdida de carga que presente. Con este método se mejora la respuesta espectral y no se pierde eficiencia de detección, ya que no se rechaza ningún impulso. Tiene el inconveniente de necesitar una electrónica sofisticada para analizar y corregir los impulsos. Esto supone un incremento del consumo y del tamaño del sistema de detección [Richter 1992].

Ninguno de estos dos métodos tiene en cuenta las inhomogeneidades del detector. Éstas afectan al atrapamiento de carga y a la distribución del campo eléctrico.

### **2.1.2 Sensibilidad a un único tipo de portador**

Otro tipo de métodos son los que permiten obtener una señal que depende preferentemente de un único tipo de portador. Esto se consigue por medio de determinadas geometrías en los electrodos. Una forma intuitiva de entender la sensibilidad de un electrodo a un único tipo de portador es la siguiente: se representa gráficamente en un diagrama de flujo las líneas de campo que salen del portador y mueren en el electrodo. Haciendo esto para distintas posiciones de su

trayectoria se puede determinar la carga que induce el movimiento del portador. Por ejemplo, si se tiene un electrodo muy pequeño y la carga inicialmente está lejos del mismo apenas se inducirá carga durante la mayor parte del recorrido del portador. Habrá pocas líneas de fuerza que mueran en el electrodo mientras la carga no se encuentre suficientemente cerca. Este electrodo es más sensible a las cargas que se mueven próximas a él. En un detector se producen dos tipos distintos de portadores. Estos se mueven en direcciones opuestas en presencia de un campo eléctrico. Ambos inducen carga en cada electrodo durante su movimiento pero, como se ha explicado, un electrodo pequeño es más sensible a las cargas que se mueven próximas a él, luego los portadores que se mueven hacia éste contribuirán con una mayor inducción de carga cuando se encuentren muy cerca de él. En cambio, los portadores que se alejan del electrodo no inducen apenas señal en éste. Este es el principio de los electrodos sensibles a un único tipo de portador.

Las primeras geometrías de electrodos empleadas para mejorar la resolución energética fueron la geometría esférica, semiesférica y coaxial [Luke 1995]. Con este tipo de electrodos se consigue una sensibilidad preferente a los electrones cuando se polarizan de manera que éstos deriven hacia el electrodo de menor radio. La geometría coaxial se ha empleado con éxito en detectores de Ge [Pehl 1979]. En compuestos de CdTe se ha probado la mejoría en la resolución energética que supone el uso de electrodos esféricos o semiesféricos [Malm 1975]. Para el CZT también se han fabricado y probado detectores con geometría coaxial [Lund 1995]. El mayor inconveniente de estos electrodos es que se crea un campo eléctrico altamente no uniforme en su interior. Esto provoca un atrapamiento no uniforme de portadores y agrava los problemas de recolección de carga.

Para explicar el modo de operar de los electrodos sensibles a un único tipo de portadores es conveniente introducir antes el teorema de Shockley-Ramo. Éste permite simplificar el cálculo de la carga inducida en un electrodo debido a la deriva de portadores.

## 2.2 Teorema de Shockley-Ramo

### 2.2.1 Introducción

En un detector de radiación es necesario conocer la carga que se induce en los electrodos debida al movimiento de las cargas producidas por la radiación. Ésta es la manera de obtener información sobre la energía de la radiación incidente. El número de pares electrón-hueco creados por un fotón gamma es proporcional, salvo desviaciones estadísticas, a su energía

( $N=E/\varepsilon$ ). Estas cargas en presencia de un campo eléctrico se mueven hacia los electrodos e inducen una corriente eléctrica. La corriente se recoge en un circuito externo y por medio de un preamplificador sensible a carga se transforma en una señal de voltaje. Idealmente esta señal será proporcional a la energía depositada. La señal que se genera en los electrodos no depende de que la carga que se está moviendo sea finalmente recolectada, sino sólo de la carga inducida durante su movimiento.

La forma clásica de conocer la carga inducida en los electrodos,  $Q$ , debida al movimiento de una carga  $q$  es conocer el campo eléctrico  $\vec{E}$  para cada posición de la carga  $q$  a lo largo de su trayectoria. Integrando la componente normal del campo sobre la superficie que rodea al electrodo se obtiene la carga inducida, como indica la siguiente ecuación:

$$Q = \oint_S \varepsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (2.1)$$

donde  $\varepsilon$  es la constante dieléctrica del medio. Este tedioso procedimiento se simplificó considerablemente cuando en 1938, de manera independiente y casi simultáneamente, Shockley [Shockley 1938] y Ramo [Ramo 1939] encontraron un método más sencillo de calcular la carga inducida. El teorema de Shockley- Ramo (S-R) afirma que la carga  $Q$  y la corriente  $I$  inducidas en un electrodo debido al movimiento de una carga  $q$  con una velocidad  $\vec{v}$  vienen dadas por las siguientes expresiones:

$$Q = -qV_0(\vec{r}) \quad (2.2)$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = -q \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \nabla V_0(\vec{r}) = q\vec{v} \cdot \vec{E}_0(\vec{r}) \quad (2.3)$$

donde  $V_0$  y  $\vec{E}_0(\vec{r})$  son el potencial y el campo electrostático respectivamente que existiría en la siguiente situación:

- ausencia de cargas;
- potencial del electrodo seleccionado igual a 1;
- resto de los electrodos a potencial cero.

A este potencial  $V_0$  se denominará a partir de ahora como *potencial de ponderación*.

Originalmente el teorema de Shockley-Ramo se aplicó al caso de un tubo de vacío en el que se consideraba ausencia de carga espacial. Las corrientes debidas a efectos magnéticos se consideraron despreciables. Se supuso también que el campo electrostático se propagaba instantáneamente.

### 2.2.2 Demostración del teorema de S-R

La demostración que dieron Shockley y Ramo a su teorema se basa en el teorema de Green. Consiste en considerar un sistema formado por  $n$  conductores. En una posición  $\vec{r}$  se coloca un conductor infinitamente pequeño, que se denotará con el subíndice cero. Se consideran dos situaciones distintas en las que puede encontrarse este sistema:

Situación 1:

El conductor 0 se encuentra descargado:  $Q_0^1 = 0$ ,  $V_0^1 = V_1(\vec{r})$

El conductor 1 se encuentra a potencial 1:  $V_1^1 = 1$

El resto de los conductores están a potencial cero:  $V_2^1 = \dots = V_n^1 = 0$

Situación 2:

El conductor 0 tiene una carga  $q$ :  $Q_0^2 = q$

El resto de los conductores está a potencial cero:  $V_1^2 = \dots = V_n^2 = 0$

Se denota con  $Q_1$  a la carga en el conductor 1:  $Q_1^2 = Q_1$

Aplicando el teorema de reciprocidad de Green a las dos situaciones descritas se obtiene:

$$0 = \sum_i (V_i^1 Q_i^2 - V_i^2 Q_i^1) = qV_1(\vec{r}) + Q_1. \quad (2.4)$$

Con esto se demuestra el teorema de S-R.

### 2.2.3 Extensión del teorema de S-R

Posteriormente se probó la validez de este teorema también en el caso de existir carga espacial estacionaria [Jen 1941; Cavalleri 1971]. Esto permitió su utilización para gran número de aplicaciones, entre ellas los detectores de semiconductor.

En el caso de existir cargas espaciales la demostración del teorema puede hacerse por conservación de energía y basándose en el principio de superposición. Para ello se considera el siguiente sistema: un medio isotrópico de constante dieléctrica  $\epsilon$ , en el que hay  $n$  electrodos a voltaje constante  $V_1 \dots V_n$ , una densidad de carga espacial  $\rho(\vec{r})$  y una carga  $q$  moviéndose a velocidad  $\vec{v}$ . Por el principio de superposición se considera que el campo eléctrico total  $\vec{E}$  viene dado por la siguiente ecuación:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 \quad (2.5)$$

donde  $\vec{E}_0$  es el campo eléctrico debido sólo a los potenciales de los electrodos en ausencia de cargas y  $\vec{E}_1$  es el campo debido a las cargas ( $\rho(\vec{r}) + q$ ) cuando los electrodos están a tierra.

Por conservación de energía se sabe que la energía debida al campo eléctrico sólo puede transferirse a energía cinética de la carga que se está moviendo, o a las fuentes de alimentación de los electrodos.

Se consideran los dos casos siguientes:

Caso 1:

Los electrodos están a potencial cero (y por tanto  $E_0=0$ ) y las fuentes de alimentación no intercambian energía con la carga. El trabajo realizado por la carga  $q$  al moverse desde una posición inicial  $\vec{r}_i$  hasta otra  $\vec{r}_f$  se realiza a costa de la energía del campo eléctrico como se indica en la siguiente ecuación:

$$\int_{r_i}^{r_f} q \vec{E}_1' \cdot d\vec{r} = \frac{1}{2} \int_{\tau} \varepsilon (E_{1i}^2 - E_{1f}^2) d\tau \quad (2.6)$$

siendo  $\vec{E}_1'$  el campo  $\vec{E}_1$  excluyendo la contribución de  $q$ .

Caso 2:

Se considera ahora que los electrodos están polarizados. El trabajo que realiza la carga  $q$  al moverse desde  $\vec{r}_i$  hasta  $\vec{r}_f$  será:

$$\int_{r_i}^{r_f} q (\vec{E}_0 + \vec{E}_1') \cdot d\vec{r}$$

Ahora las fuentes de alimentación también realizan un trabajo sobre las cargas inducidas que será igual a:

$$\sum_{i=1}^n V_i \Delta Q_i$$

La conservación de energía del sistema se expresa de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n V_i \Delta Q_i - \int_{r_i}^{r_f} q (\vec{E}_0 + \vec{E}_1') \cdot d\vec{r} &= \frac{1}{2} \int_{\tau} \varepsilon \left[ (\vec{E}_0 + \vec{E}_{1f})^2 - (\vec{E}_0 + \vec{E}_{1i})^2 \right] d\tau = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\tau} \varepsilon \left[ E_{1f}^2 - E_{1i}^2 + 2E_0 E_{1f} - 2E_0 E_{1i} \right] d\tau \end{aligned} \quad (2.7)$$

El trabajo realizado por las fuentes menos la energía absorbida por la carga  $q$  moviéndose es igual a la diferencia de energía del campo eléctrico cuando la carga  $q$  pasa de estar en  $\vec{r}_i$  a estar en  $\vec{r}_f$ .

Aplicando la identidad de Green:

$$\int_V (\varphi_1 \nabla^2 \varphi_0 + \nabla \varphi_0 \cdot \nabla \varphi_1) dV = \oint_S \varphi_1 \nabla \varphi_0 \cdot d\vec{S} \quad (2.8)$$

a la siguiente integral de la ecuación (2.7)

$$\begin{aligned} \int_\tau \vec{E}_0 \cdot \vec{E}_1 d\tau &= \int_\tau \nabla \varphi_0 \cdot \nabla \varphi_1 d\tau \\ &= \oint_S \varphi_1 \nabla \varphi_0 \cdot d\vec{S} - \int_\tau \varphi_1 \cdot \nabla^2 \varphi_0 \cdot d\tau = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

se obtiene que:

$$\int_\tau \varepsilon \left[ (\vec{E}_0 + \vec{E}_{1f})^2 - (\vec{E}_0 + \vec{E}_{1i})^2 \right] d\tau = \int_\tau \varepsilon (E_{1f} - E_{1i})^2 d\tau \quad (2.10)$$

con esto se demuestra que la variación de energía del campo eléctrico es la misma que en el caso 1 (ecuación (2.6)), en el que los electrodos estaban a potencial cero. Por tanto, la variación de energía se puede considerar debida sólo al campo  $\vec{E}_1$ . Sustituyendo (2.6) y (2.10) en (2.7) se tiene que:

$$\sum_{i=1}^n V_i \Delta Q_i = \int_{x_i}^{x_f} q \vec{E}_0 \cdot d\vec{x} = -q[\varphi_0(x_f) - \varphi_0(x_i)] \quad (2.11)$$

Esto puede interpretarse como que el trabajo realizado por las fuentes se transforma completamente en energía cinética de la carga  $q$ . Es como si sólo estuviera el campo eléctrico  $\vec{E}_0$  y no existiera carga espacial.

Este mismo ejemplo vale para destacar otra consecuencia del teorema de S-R y es que la carga inducida por  $q$  es independiente de los potenciales aplicados a cada electrodo. Por el principio de superposición se puede considerar el campo eléctrico total dividido en tres partes:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_\rho + \vec{E}_q \quad (2.12)$$

$\vec{E}_0$  es, igual que en la demostración anterior, el campo debido a los potenciales de los electrodos.  $\vec{E}_\rho$  y  $\vec{E}_q$  son el campo debido a la carga espacial estacionaria  $\rho$  y el campo debido a la carga  $q$  que se está moviendo. Antes estaban englobados los dos en  $\vec{E}_1$ .

La carga inducida será por tanto

$$Q_i = \oint_{S_i} \varepsilon \vec{E} \cdot d\vec{S}_i = \oint_{S_i} \varepsilon \vec{E}_0 \cdot d\vec{S}_i + \oint_{S_i} \varepsilon \vec{E}_s \cdot d\vec{S}_i + \oint_{S_i} \varepsilon \vec{E}_q \cdot d\vec{S}_i \quad (2.13)$$

La carga total inducida tiene tres contribuciones. El primer término de la ecuación (2.13) corresponde a la carga inducida en el electrodo  $i$  debida sólo a la polarización de los electrodos. El segundo término expresa la contribución de la carga espacial. El último es debido al movimiento de la carga  $q$ . La carga inducida por el movimiento de la carga  $q$ , que corresponde al último término de la ecuación (2.13), no depende del voltaje aplicado a cada electrodo.

Este teorema también es válido si el sistema se encuentra en presencia de campos magnéticos constantes o si se trata de un medio heterogéneo [He 2001].

En el caso de existir un campo magnético constante éste no intercambia energía con la carga que se está moviendo. La dirección de la fuerza que actúa sobre la carga  $q$  debida al campo magnético  $\vec{B}$  es siempre perpendicular a la velocidad de la carga:

$$\vec{f} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.14)$$

Por tanto, el trabajo realizado por esta fuerza al moverse la carga de  $\vec{r}_i$  a  $\vec{r}_f$  es cero. La energía debida al campo magnético no varía con el movimiento de  $q$ .

En un medio heterogéneo la permitividad eléctrica  $\epsilon$ , es un tensor. En este caso el teorema de S-R sigue siendo válido. La demostración se basa también en el principio de superposición. En este caso el cálculo del potencial de ponderación es más complejo.

Cuando hay más de una carga moviéndose la carga total inducida es la suma de las cargas inducidas por cada uno de los portadores que se están moviendo.

## 2.3 Aplicaciones del teorema de S-R

El teorema de S-R se puede aplicar a cualquier geometría de electrodos. Permite conocer la carga inducida en un electrodo mediante el cálculo del potencial de ponderación para dicho electrodo y el campo eléctrico real existente.

A continuación se presentan varios ejemplos de aplicación del teorema de S-R para las geometrías generalmente empleadas en los detectores de semiconductor.

Bajo la formulación de S-R es más sencillo entender el fenómeno de la sensibilidad preferente a un tipo de portador. A continuación se explican, haciendo uso de este teorema, los principales diseños de electrodos que consiguen este efecto.

### 2.3.1 Caso básico. Detector planar

En la Figura 2.1 (a) se muestra esquemáticamente la geometría de un detector planar con electrodos continuos. La distribución del potencial de ponderación para estos electrodos es una función lineal con la profundidad  $V_0(z)=z$ ,  $0(\text{cátodo}) < z < 1(\text{ánodo})$ . En la Figura 2.1 (b) se muestra el perfil de esta distribución de potencial.

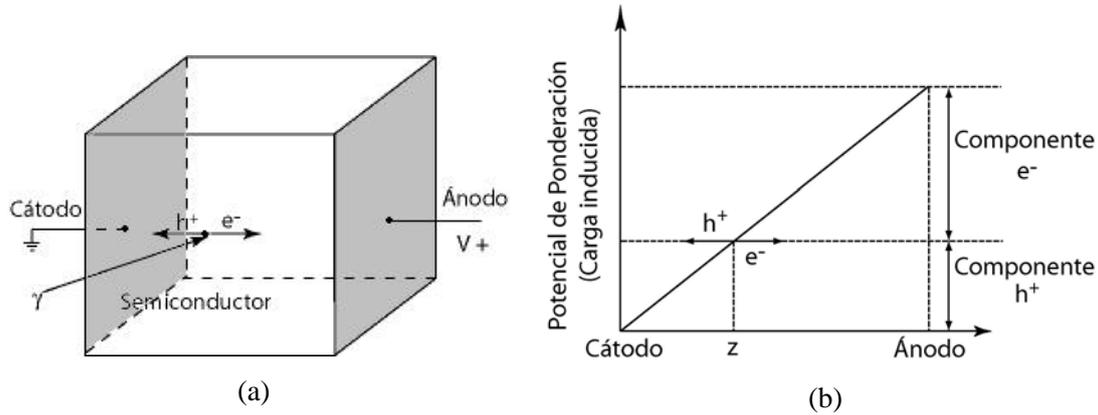


Figura 2.1: (a) Detector con geometría planar. (b) Distribución del potencial de ponderación que crea un detector con geometría planar.

Con esta geometría se consideran dos casos:

#### Caso1: Recolección total de carga

En detectores con buenas propiedades de transporte, como es el caso de un detector de HPGe, en el tiempo de formación del circuito de medida se recolecta toda la carga<sup>2</sup>. La carga total inducida es la suma de las contribuciones de los huecos y los electrones como se indica en la siguiente ecuación:

$$\Delta Q = \Delta Q_{h^+} + \Delta Q_{e^-} = q_{h^+} \Delta V_0 \Big|_{h^+} + q_{e^-} \Delta V_0 \Big|_{e^-} = (-ne)(0-z) + (ne)(1-z) = ne \quad (2.15)$$

donde  $n$  es el número de portadores generados a una distancia  $z$  del cátodo y  $e$  es la carga electrónica. En este caso la carga total inducida no depende de la profundidad de interacción.

#### Caso 2: Recolección incompleta de carga

En detectores en los que la movilidad de un tipo de portador es mucho menor que la del otro, la carga inducida se debe casi exclusivamente al portador con mayor movilidad (normalmente electrones). Este es el caso de las cámaras de ionización y de los detectores de semiconductor con propiedades de transporte no ideales (tales como el CZT). La carga inducida en estos casos es:

$$\Delta Q_e \approx ne(1-z) \quad (2.16)$$

<sup>2</sup> La formación de la señal tiene como finalidad mejorar la relación señal-ruido. Para conseguirlo se emplean filtros basados en circuitos CR (diferenciadores o filtros pasa-alta) y RC (integradores o filtros pasa-baja). La mejora de la relación señal ruido se consigue limitando la respuesta a un rango de frecuencias adecuado para la información que se quiere extraer de la señal, que en este caso se trata de la amplitud máxima. Esta banda de frecuencias está asociada a un tiempo de formación cuyo valor depende de los valores de R y C del formador. Es conveniente usar el tiempo de formación mínimo necesario para garantizar que se ha alcanzado el máximo de la amplitud correspondiente a un evento. No obstante, esto no siempre es posible, debido a las diferencias entre el tiempo de recolección de electrones y huecos para algunos detectores.

que como se puede ver depende de la profundidad de interacción,  $z$ . Este es el origen de la degradación energética presente en este tipo de detectores. La degradación es especialmente acusada para radiación gamma de alta energía que puede interactuar en cualquier posición del detector de forma aleatoria<sup>3</sup>.

En ambos casos la forma de la señal producida depende de la profundidad de interacción. En la Figura 2.2 se puede ver la diferencia entre los dos casos.

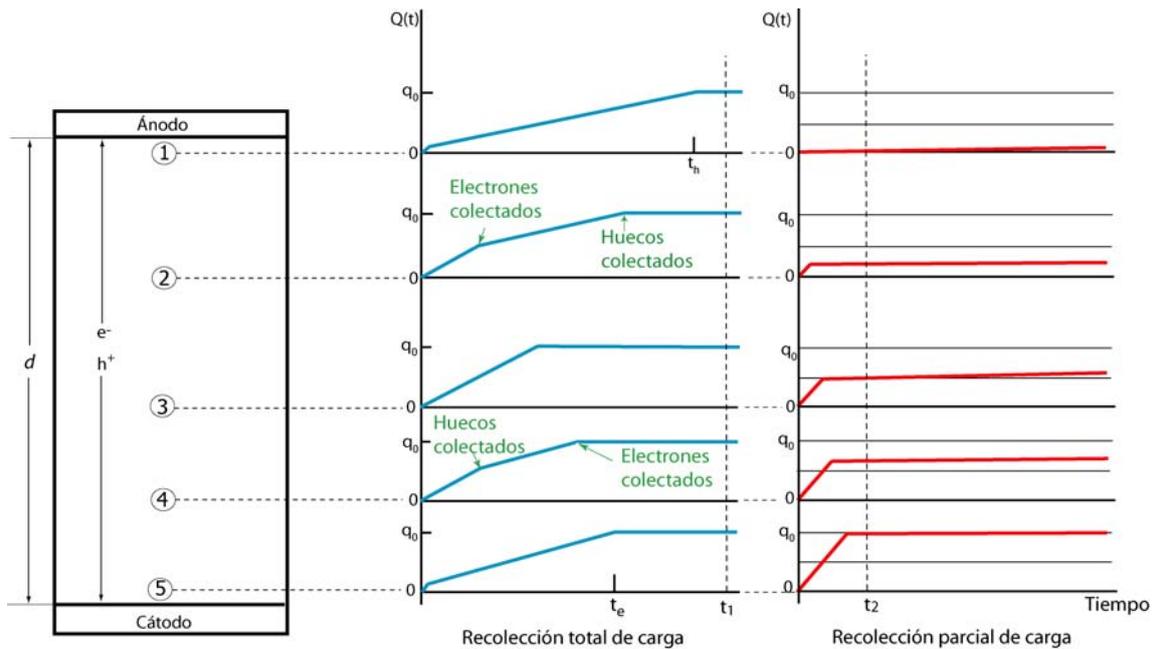


Figura 2.2: Forma de los impulsos en un detector planar para distintas profundidades de interacción. En el caso 1 con recolección completa de carga y en el caso 2 con recolección incompleta de carga.

En el caso 1 el tiempo de formación del circuito de medida  $t_1$  es mayor que el tiempo máximo de recolección de electrones  $t_e$  y de huecos  $t_h$ . Por tanto se recolecta toda la carga.

En el caso 2 el tiempo de formación  $t_2$  es mayor que el de recolección de electrones pero menor que el de huecos. Sólo se recolectan eficientemente los electrones.

### 2.3.2 Rejillas de Frisch

<sup>3</sup> La atenuación de un haz de rayos gamma al atravesar un medio material sigue una ley exponencial dada por la ecuación (1.4). Cuanto menor sea el coeficiente de atenuación lineal  $\mu$  en relación con el grosor del material que atraviesa menor será la atenuación del haz. El coeficiente de atenuación lineal depende de la energía de fotón. Por ejemplo para el CZT para un fotón de 600keV  $\mu=0.498\text{cm}^{-1}$  [Redus 2003] y la intensidad del haz al atravesar 1cm de CZT se reduce en un factor 0.6. En cambio, para un fotón de 60keV  $\mu=39.9\text{cm}^{-1}$  [Redus 2003] el haz se reduciría a la mitad el los primeros 0.02cm.

Con la formulación de los potenciales de ponderación es fácil entender el modo en el que las rejillas de Frisch permiten corregir los problemas de transporte existentes en las cámaras de ionización. El modo de operación de las rejillas de Frisch se describió en el Capítulo 1. En la Figura 2.3 (a) se muestra el esquema de una cámara de ionización gaseosa con una rejilla de Frisch. El potencial de ponderación para un detector de este tipo, que se muestra en la Figura 2.3 (b), vale cero entre el cátodo y la rejilla ya que los dos electrodos están a un potencial nulo y entre la rejilla y el ánodo sigue una función lineal entre cero y uno.

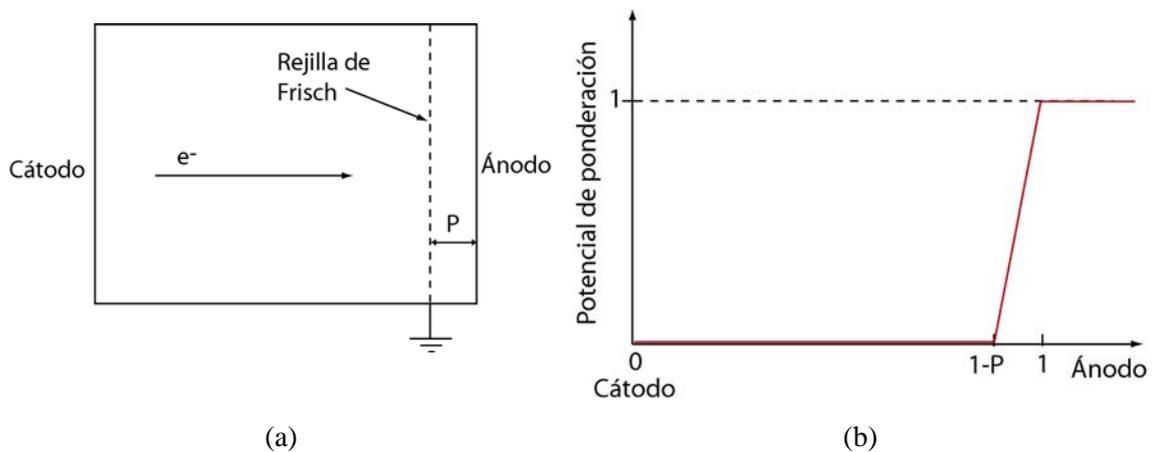


Figura 2.3: (a) Esquema de una cámara de ionización gaseosa con una rejilla de Frisch. (b) Perfil del potencial de ponderación correspondiente al ánodo de una cámara de ionización gaseosa con una rejilla de Frisch.

Las cargas que se mueven en la región entre el cátodo y la rejilla no inducen carga en el ánodo, puesto que en esta región  $V_0$  es nulo. Los electrones que pasan la rejilla inducen una señal que tendrá su amplitud máxima si son recolectados por el ánodo. La rejilla se coloca muy próxima a la superficie y por tanto la mayoría de los electrones que la atraviesan llegan al ánodo. Se obtiene así una señal proporcional al número de electrones recolectados e independiente del movimiento de los huecos en la región entre la rejilla y el cátodo. Si se desprecia el atrapamiento de electrones la señal generada conserva su proporcionalidad con la energía depositada. Además se elimina la dependencia con la profundidad de interacción. Esto permite mejorar considerablemente las propiedades espectroscópicas del detector.

### 2.3.3 Electrodo coplanares

Basándose en el método desarrollado por Frisch para las cámaras de ionización gaseosas, Luke [Luke 1994,1995] empleó un diseño de electrodos que emula la función de las rejillas de Frisch. Dichos electrodos se denominan de rejillas coplanares. La estructura básica de las rejillas

coplanares son una serie de electrodos de tiras estrechas depositadas sobre la superficie del detector. Estas tiras se conectan de manera alternada a dos potenciales distintos creando dos juegos de ánodos (A y B). En la superficie opuesta, el cátodo (C) se construye como un electrodo planar (Ver Figura 2.4)

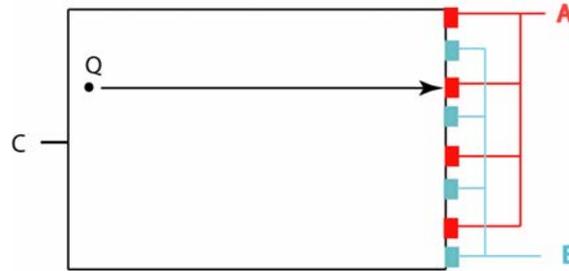


Figura 2.4: Vista transversal de un detector con electrodos de rejilla coplanares.

Manteniendo A y B al mismo potencial y polarizando el cátodo con una tensión negativa se crea un campo eléctrico uniforme en el interior del detector. En esta situación los electrones derivan hacia los ánodos y los huecos hacia el cátodo. Un electrón moviéndose hacia los ánodos inducirá una carga en A y en B. Dicha carga será prácticamente igual en ambos hasta casi el final de su trayectoria. En las proximidades de los ánodos los electrones se recolectarán en un electrodo (A ó B), en el que la señal inducida aumentará bruscamente. En el otro la señal volverá a cero. La resta de las dos señales no depende significativamente del movimiento del electrón durante la mayor parte de su recorrido. Esto es análogo a lo que ocurría con las rejillas de Frisch. En la Figura 2.5 se ilustra (a) la forma del potencial de ponderación para los electrodos coplanares y (b) la carga inducida en función de la distancia para los dos ánodos y para la resta de ambos .

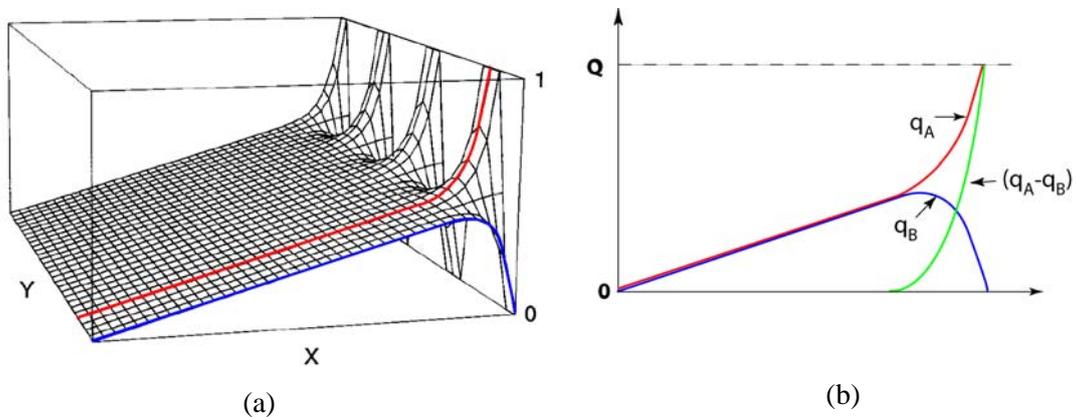


Figura 2.5: (a) Distribución del potencial de ponderación para un detector con electrodos de rejillas coplanares. (b) La carga inducida en los ánodos colector y no colector que coincide con la proyección sobre el potencial de ponderación de la trayectoria de la partícula.

Como se observa en esta figura la forma de las señales inducidas en cada electrodo A y B corresponde a proyectar la trayectoria del portador de carga sobre la superficie de la distribución del potencial de ponderación. Se observa que la primera parte de la señal es igual para ambos electrodos y por tanto la resta en esta región es cero.

Esta configuración de electrodos permite usar un tiempo de formación suficientemente corto para que sólo sea significativa la recolección de electrones. Al hacer la resta de los dos ánodos se evita la dependencia con la posición de interacción descrita en el caso 2 del apartado 2.3.1. Se consigue así un dispositivo de detección sensible sólo a un único tipo de portador.

Esta configuración crearía un campo eléctrico uniforme en el interior del detector. Sin embargo, los electrones se recolectarían indistintamente en ambos electrodos A y B. El reparto de la carga generada en un único evento reduciría la amplitud de la señal restada. Como consecuencia de esta disminución de la amplitud se degradaría la resolución energética. Para evitar esto se aplica una diferencia de potencial entre A y B. De esta manera se consigue que toda la carga se recolecte siempre en el mismo ánodo. La diferencia de potencial no debe ser muy grande para que las variaciones del campo eléctrico sólo se concentren en las proximidades de los ánodos y las corrientes de fuga sean bajas. Al ánodo en que se recolecta la carga se denominará a partir de ahora ánodo colector y se denotará por  $A_c$ . Al otro electrodo se llamará ánodo no colector,  $A_{nc}$ .

Aunque la diferencia de ambas señales ( $A_c - A_{nc}$ ) sea independiente de la profundidad a la que se generan los portadores, la forma de las señales  $A_c$  y  $A_{nc}$  no lo es. Esto mismo ocurría en los detectores planares, como se vio en la Figura 2.2. Las formas de las señales inducidas en los tres electrodos de un detector de rejillas coplanares se muestran en la Figura 2.6. Estas señales dependen de la profundidad de interacción. Con la etiqueta 1 se representan las interacciones que han ocurrido cerca de la superficie de los ánodos. Con la 2 las que han ocurrido en la mitad del detector. La 3 corresponde a interacciones ocurridas cerca de la superficie del cátodo. La forma de los impulsos del cátodo corresponde a un detector planar en el que el tiempo de formación es menor que el tiempo de recolección de huecos (igual al caso 2 de la Figura 2.2). La contribución de los huecos se refleja en el lento aumento de la señal una vez que se han recolectado los electrones.

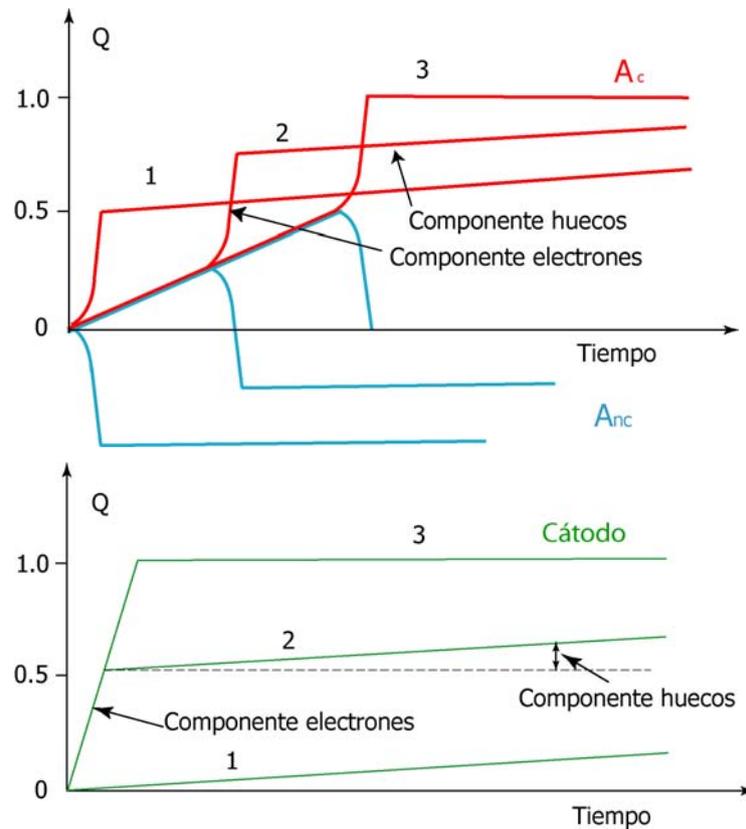


Figura 2.6: Forma de los impulsos inducidos en (a) los ánodos colector y no colector y (b) en el cátodo de un detector de rejillas coplanares para distintas profundidades de interacción: 1 próxima a los ánodos, 2 en el centro del detector y 3 en las proximidades del cátodo.

Este es el tipo de electrodo empleado para corregir los efectos del atrapamiento de portadores en los detectores de CZT usados para este trabajo.

### 2.3.4 Electrodo de tiras de deriva

Otro ejemplo de electrodos sensibles a un único tipo de portador son los denominados electrodos de tiras de deriva. Consisten en una serie de tiras (*strips*) estrechas y paralelas entre sí. La polarización de estas tiras favorece que los electrones deriven hacia una tira central (ánodo), que se encuentran a potencial cero. Estas tiras se denominan tiras focalizadoras y el potencial al que se polarizan aumenta gradualmente cuanto más alejadas se encuentran del ánodo. Esto se consigue mediante un divisor de tensiones. En la Figura 2.7 se muestra un esquema de una vista transversal de un detector con electrodos de tiras de deriva. [He 1995; Ryan 1995; Stahle 1996].

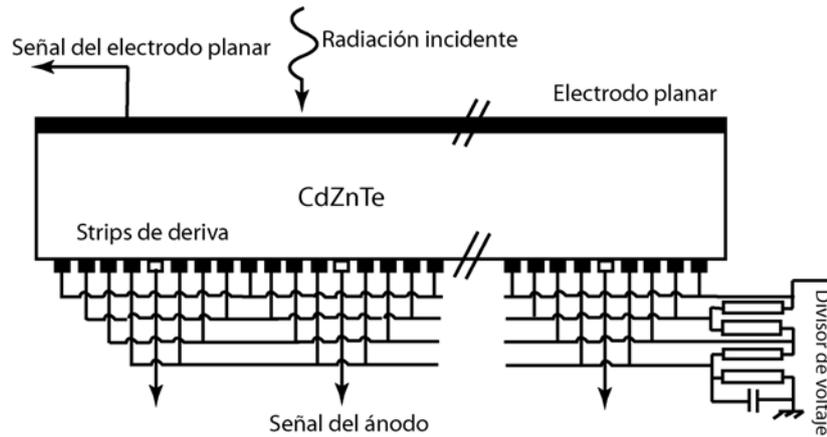


Figura 2.7: Electrodos de tiras de deriva [Kuvvetli 2003].

Debido al pequeño tamaño de las tiras la señal que se induce en ellas es prácticamente insensible al movimiento de los portadores durante la mayor parte de su recorrido. Sólo en las proximidades del ánodo la señal inducida aumenta bruscamente.

### 2.3.5 Electrodos de píxel

Posteriormente al trabajo de Luke se desarrollaron nuevos diseños de electrodos que también eran sensibles preferentemente a un único tipo de portador. Barrett et al [Barrett 1995] propusieron los electrodos de píxeles. Estos electrodos consisten en pequeños elementos cuadrados formando una matriz bidimensional como la que se muestra en la Figura 2.8 (a). Con este diseño se consigue sensibilidad preferente a los electrones pero tiene el inconveniente de que la carga se reparte entre píxeles vecinos. Este efecto, conocido como *charge sharing*, se puede evitar en gran medida introduciendo una rejilla focalizadora. En la figura 2.8 (b) se muestra una vista frontal de un electrodo pixelizado con este tipo de rejilla. Aplicando una diferencia de potencial entre los píxeles y la rejilla se mejora la recolección de carga y se reduce la repartición de carga entre píxeles contiguos. Anteriormente ya se habían empleado este tipo de electrodos para aplicaciones de obtención de imagen [Ortendahl 1982; Patt 1986; Butler 1992; Doty 1994; Barber 1996].

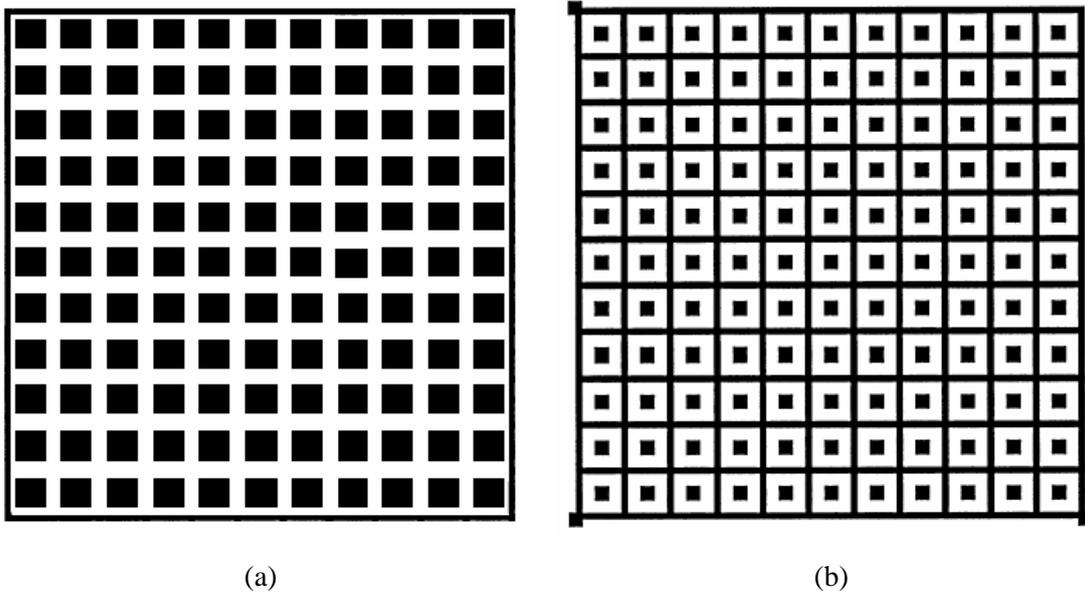


Figura 2.8: Vista frontal del diseño de una matriz de electrodos de píxeles (a) sin rejilla y (b) con rejilla focalizadora [He 1999].

Leyendo independientemente la señal de cada uno de estos píxeles se consigue sensibilidad a un único tipo de portador. Esto puede entenderse viendo el perfil del potencial de ponderación de uno de los píxeles ilustrado en la Figura 2.9. La forma de la señal inducida en un píxel es análoga a la de las rejillas de Frisch.

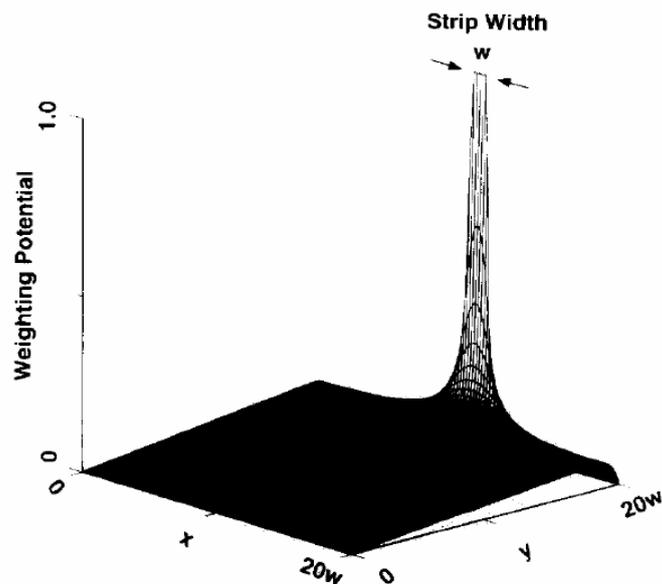


Figura 2.9: Potencial de ponderación de un píxel.

## 2.4 Otras propiedades de los electrodos de rejillas coplanares

Además de corregir el efecto de la recolección incompleta de carga los electrodos de rejillas coplanares tienen otras ventajas. Las más importantes son que permiten corregir el atrapamiento de electrones y determinar la profundidad de interacción.

### 2.4.1 Corrección del atrapamiento de electrones

Con los electrodos coplanares se pueden emplear tiempos de formación suficientemente cortos para despreciar la contribución de los huecos. Como ya se ha mencionado anteriormente, los huecos son demasiado lentos para poder ser recolectados operando en modo impulso. Los electrodos de rejilla coplanares proporcionan una señal independiente de la profundidad de interacción, pese a tener una señal debida sólo a los electrones. Pero ¿qué ocurre si para las distancias que debe recorrer el electrón éste tiene una probabilidad no despreciable de sufrir atrapamiento? En otras palabras, si el recorrido libre medio de los electrones  $\lambda$  (ecuación (1.17)) es comparable al grosor del detector. En este caso, la amplitud de la señal restada de ambos electrodos disminuirá al aumentar la distancia que deben recorrer los electrones. Se vuelve a tener una señal que depende de la posición a la cual se produce la interacción. Esta dependencia es mucho menor que la debida a la pobre recolección de huecos pero afecta también a la resolución energética. Para compensar este déficit de la señal en el ánodo colector se emplea el método de las ganancias relativas. Este método consiste en reducir la amplitud de la señal del no colector respecto a la del colector. Se emplea una nueva señal:  $A_c - G \times A_{nc}$  donde  $G < 1$  es la ganancia relativa [Luke 1995]. Este método proporciona una corrección que es lineal con la distancia. Sin embargo, el atrapamiento sigue una función exponencial [Hecht 1932]:

$$Q = ne \frac{\lambda_e}{L} \left[ 1 - e^{-\frac{L}{\lambda_e}} \right] \quad (2.17)$$

donde  $n$  es el número de portadores generados,  $e$  es la carga electrónica,  $\lambda$  es el recorrido libre medio y  $L$  es el grosor del detector.

Por consiguiente, este método sólo funciona cuando el efecto del atrapamiento no es muy severo y está uniformemente distribuido.

### 2.4.2 Determinación de la profundidad de interacción

Como se ha visto en la Figura 2.6, las señales producidas en el cátodo y en los ánodos dependen de la profundidad a la cual el fotón gamma interacciona. Basándose en esta dependencia Luke [Luke 1995] propuso un método para estimar la profundidad de interacción. Un parámetro proporcional a dicha profundidad es la relación entre las amplitudes del ánodo colector y la resta de los ánodos:

$$R = \frac{A_c}{A_c - A_{nc}} \quad (2.18)$$

Posteriormente He [He 1996] propuso emplear como parámetro proporcional a la profundidad de interacción el siguiente:

$$R = \frac{C}{A_c - A_{nc}} \quad (2.19)$$

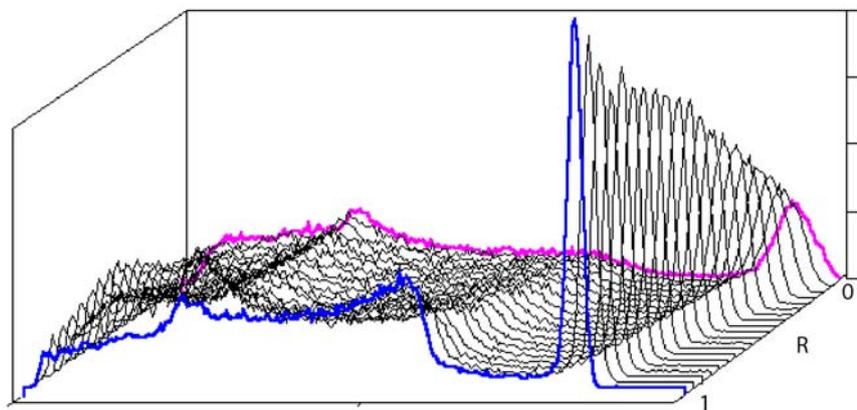
La amplitud máxima de la señal del ánodo colector ( $A_c$ ) depende de la energía y de la profundidad de interacción. Por otro lado, la amplitud de la diferencia de los ánodos depende sólo (en un caso ideal) de la energía depositada. El cociente de ambas señales, ecuación (2.18), será proporcional a la distancia. Lo mismo ocurre para la señal del cátodo, ecuación (2.19).

La ventaja de usar la ecuación (2.19) en vez de la ecuación (2.18) es que la sensibilidad a la posición se ve menos afectada por las faltas de simetría del diseño de los electrodos de rejillas coplanares. En cambio, tiene el inconveniente de necesitar un tercer preamplificador para procesar la señal del cátodo. En este trabajo se empleará la ecuación (2.19) para calcular el parámetro  $R$ .

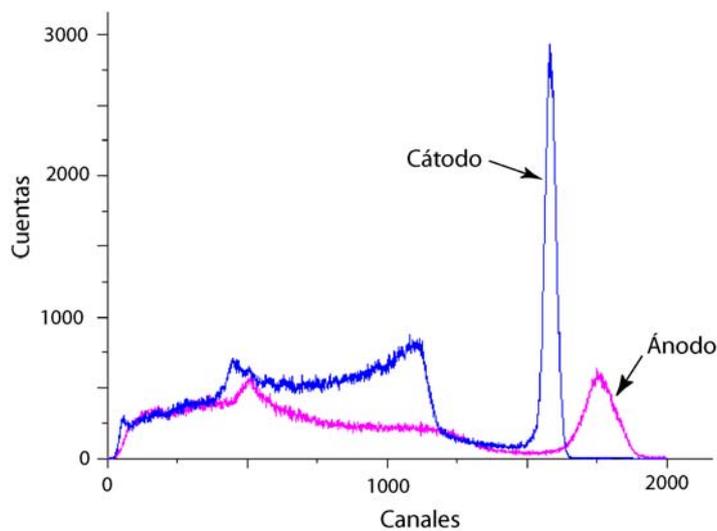
En la ecuación (2.19) el cociente  $R$ , que parametriza la distancia a la que interacciona la radiación, se encuentra comprendido entre 0 y 1. Vale 0 si la interacción se produce próxima a los ánodos. En este caso los electrones se recolectan inmediatamente y no inducen prácticamente carga en el cátodo. Cuando la interacción se produce próxima al cátodo  $R$  toma el valor 1. En este caso los electrones recorren todo el detector hasta ser recolectados. Inducen la carga máxima en C, que es igual a la de la diferencia  $A_c - A_{nc}$ .

En detectores de gran volumen y para fotones de energías en torno a los 600keV son mucho más probables las interacciones múltiples que las simples. En estos casos la relación entre la amplitud del cátodo y la de la resta de los ánodos dará un valor intermedio entre las profundidades de cada interacción. Este valor será una media ponderada por la energía depositada en cada una de ellas. Por ejemplo, sea un fotón de 600keV que deposita 200keV cerca del cátodo (correspondiente a una profundidad de interacción  $R= 1.0$ ) y 400keV en la mitad del detector (profundidad de interacción  $R=0.5$ ). La relación entre las amplitudes del cátodo y de la resta de los ánodos darán una profundidad de interacción próxima a  $(200 \times 1.0 + 400 \times 0.5) / 600 = 0.67$ .

Procesar a la vez la señal procedente del cátodo y de la resta de los ánodos permite adquirir en paralelo espectros a distintas profundidades de interacción. Un ejemplo de los espectros que pueden obtenerse de esta manera se muestran en la Figura 2.10. Para ello es necesario que las ganancias de los dos ánodos y del cátodo sean exactamente iguales (para poder determinar  $R$  en la ecuación (2.19) con la mayor precisión posible). En este caso no es posible corregir el atrapamiento de electrones de la forma mencionada en el apartado anterior. Sin embargo, es posible aplicar una corrección a los espectros obtenidos para cada valor de  $R$  antes de sumarlos para obtener el espectro total. De esta manera es posible también corregir el atrapamiento de electrones en tiempo real. Los detalles de este método se explicarán en el Capítulo 5.



(a)



(b)

Figura 2.10: (a) Espectros de energías en función de la profundidad de interacción medidos con el detector I9-04 para una fuente de  $^{137}\text{Cs}$ , considerando 20 divisiones. (b) Espectros correspondientes a interacciones cerca del cátodo (azul) y cercanas a los ánodos (rosa).

La resolución energética de los espectros cerca del cátodo y cerca de los ánodos en general no coincide, como se ve en la Figura 2.10 (b). Se suele observar un empeoramiento en la región próxima a los ánodos. Este empeoramiento no puede ser debido al atrapamiento de electrones, puesto que si así fuera la región con peor resolución sería la cercana al cátodo. La explicación de este fenómeno se debe al balance de los potenciales de ponderación de los ánodos. En la zona próxima a la superficie de los ánodos los potenciales de ponderación de cada ánodo no son exactamente iguales. Por tanto, la señal que se induce en cada uno de ellos tampoco lo es. Al restar ambas señales se introduce un error. Las diferencias entre los potenciales de ponderación de cada ánodo se minimizan al alejarse de la superficie de los ánodos [He 1997].

## 2.5 Evolución y diseño de electrodos coplanares

El balance entre los potenciales de ponderación tiene un efecto importante sobre la resolución energética. Por este motivo, desde su descubrimiento hasta hoy, se han ido desarrollando mejoras en el diseño con el fin de optimizarlo. Se presenta a continuación una descripción de la evolución de los electrodos coplanares desarrollados por el grupo de He (Universidad de Michigan) basado en [He 1997]. Se compara con el diseño implementado en los detectores empleados para este trabajo.

### 2.5.1 Generación 1

Los primeros diseños de electrodos coplanares de rejilla consistían simplemente en una serie de electrodos de tiras conectados de forma alternada a dos potenciales distintos. Sin embargo, la construcción de un electrodo de esta forma requiere muchas conexiones y esto complica su montaje. Como alternativa se emplearon dos electrodos simétricos como los que se muestran en la Figura 2.11 (a).

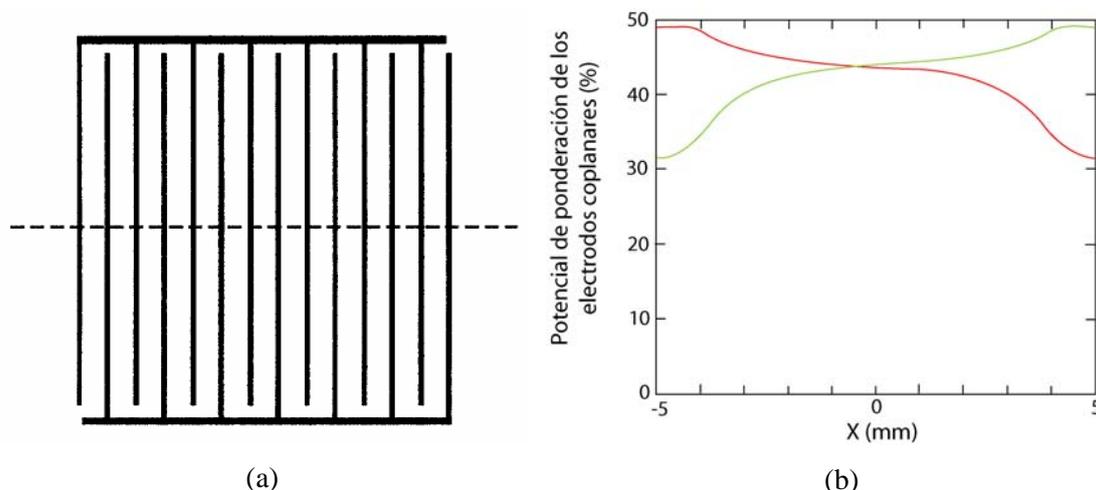


Figura 2.11: (a) Primer diseño de electrodos coplanares. (b) Distribución del potencial de ponderación que produce este diseño de electrodos (para cada uno de los ánodos en la línea discontinua representada en (a) y a 1 mm de la superficie).

A pesar de la simetría de los electrodos los potenciales de ponderación de los dos ánodos no son simétricos, como se ve en la Figura 2.11 (b). Esta figura representa la distribución de los potenciales de ponderación de los dos ánodos, calculados en la dirección perpendicular a las tiras y a una profundidad de 1mm de la superficie de los ánodos. El cálculo de este potencial se realiza mediante un programa de cálculo de campos electrostáticos. Se observa que en la región central los dos potenciales son iguales. En cambio, en los extremos se aprecian diferencias considerables debidas a los efectos de borde. Esto explica que los espectros próximos a la superficie de los ánodos presenten una resolución energética peor que la que se obtiene cerca del cátodo, como se vio en la Figura 2.10. Cuando aumenta la profundidad de interacción estas diferencias entre ambos potenciales se suavizan.

La región más conflictiva es la que se encuentra cerca de los ánodos. Ahí es donde son más significativas las faltas de simetría de los potenciales. Para tratar de mejorar el diseño es conveniente fijarse en el perfil de los potenciales de ponderación a una profundidad de no más de 1mm de la superficie.

## 2.5.2 Generación 2

El siguiente diseño que se probó añadió un tercer electrodo que rodeaba los otros dos y se conectaba a tierra a modo de anillo de guarda. En la Figura 2.12 (a) se muestra este nuevo diseño de electrodos coplanares. Aunque supone una gran mejora respecto al anterior aún sigue produciendo un espectro en el ánodo mucho peor que el que se tiene cerca del cátodo. El detector I904, con el que se han realizados los espectros de la Figura 2.10, posee este diseño de

electrodos. En la Figura 2.12 (b) se muestra el potencial de ponderación de los dos ánodos (calculado a una distancia de 1mm de la superficie de éstos y en la línea discontinua mostrada en la Figura 2.12 (a)). Como se puede ver sigue presentando una falta de simetría y grandes diferencias entre la región central y los bordes.

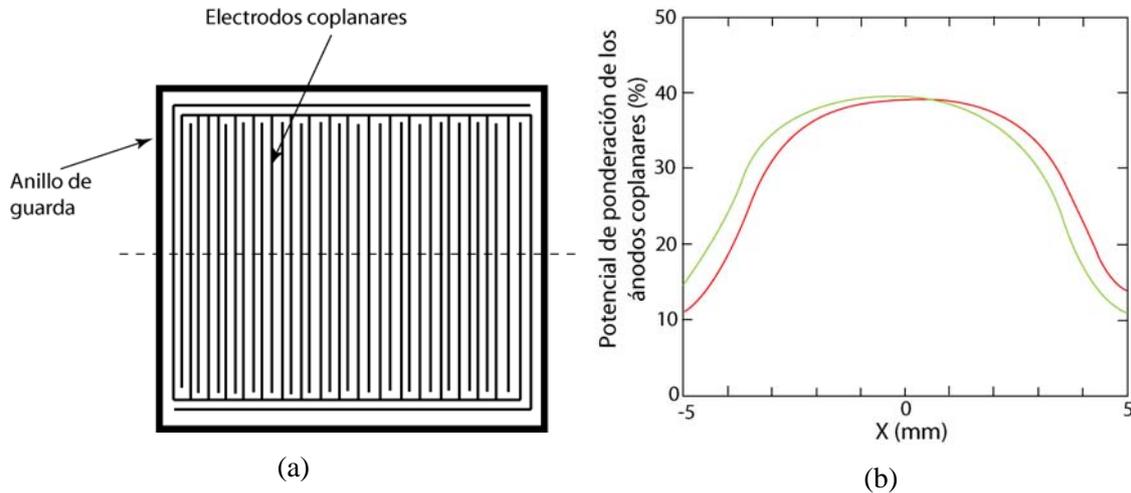


Figura 2.12: (a) Diseño de electrodos coplanares de 2<sup>a</sup> generación y (b) el potencial de ponderación que producen para cada uno de los ánodos a 1 mm de la superficie y en la línea discontinua presentada en la figura (a).

Era necesario desarrollar nuevas mejoras en el diseño de los electrodos coplanares, ya que este seguía siendo el factor limitante para la resolución energética.

### 2.5.3 Generación 3

En los electrodos de generación 3 se modificaron los grosores de los electrodos en la región más externa, como se muestra en la Figura 2.13(a). Con esto se consiguió ampliar la región en la que los potenciales de ponderación de ambos ánodos coinciden. En la Figura 2.13 (b) se representan las diferencias relativas entre los potenciales de ponderación del ánodo colector y del no colector. Se comparan los resultados obtenidos con este diseño y con el de generación 2. Como se puede ver se consigue una mejoría con este tercer diseño.

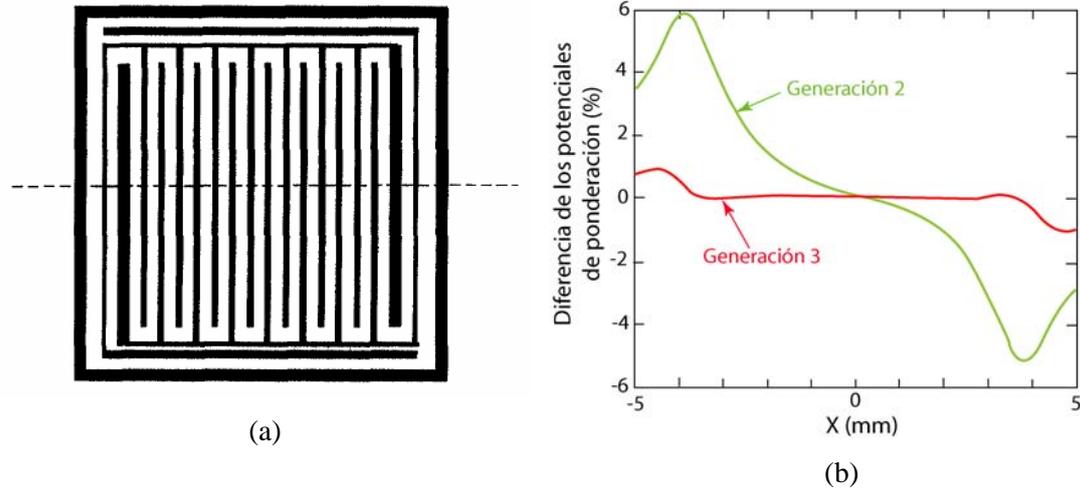


Figura 2.13: (a) Diseño de electrodos coplanares de 3<sup>a</sup> generación y (b) la resta de los potenciales de ponderación para ambos ánodos, a una distancia de 1mm de la superficie y en la línea discontinua presentada en (a), expresado en % y comparado con la que se obtiene para el diseño anterior de 2<sup>a</sup> generación.

#### 2.5.4 Generación 4

El último diseño de electrodos coplanares, la generación 4, se diseñó en colaboración entre el CIEMAT y la Universidad de Michigan. Se probó con dos geometrías distintas: circular y rectangular.

El diseño de la geometría circular se muestra en la Figura 2.14 (a). Posee un anillo de guarda para reducir las corrientes de fuga. Las distancias y grosores de los dos electrodos se eligieron para optimizar el balance de los potenciales. La distribución del potencial de ponderación de los ánodos que se consigue con este diseño se muestra en la Figura 2.14 (b). El diseño de electrodos de 4<sup>a</sup> generación con geometría rectangular se ilustra en la Figura 2.15.

Ambos diseños se han empleado en los detectores de CZT caracterizados en este trabajo. Con ellos el balance de los potenciales de ponderación que se consigue es satisfactorio. Permite corregir las diferencias de resolución energética que presentan los diseños anteriores entre los espectros próximos al cátodo y a los ánodos. Estas diferencias en el balance de los potenciales de ponderación eran hasta el momento el factor limitante en cuanto a la resolución energética alcanzable.

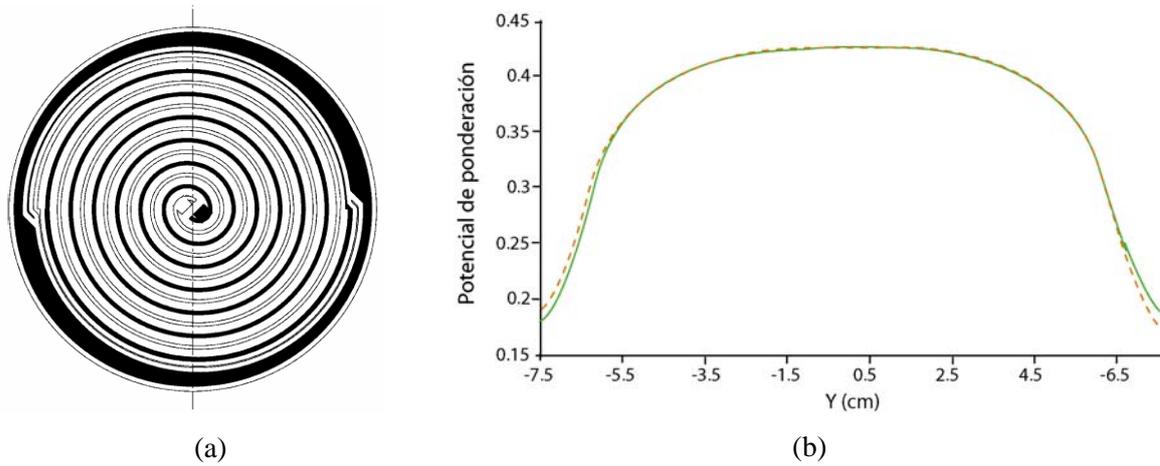


Figura 2.14: (a) Diseño de electrodos coplanares de generación 4 con geometría circular y (b) la distribución del potencial de ponderación que producen a 1mm de la superficie de los ánodos y en la línea discontinua presentada en (a).

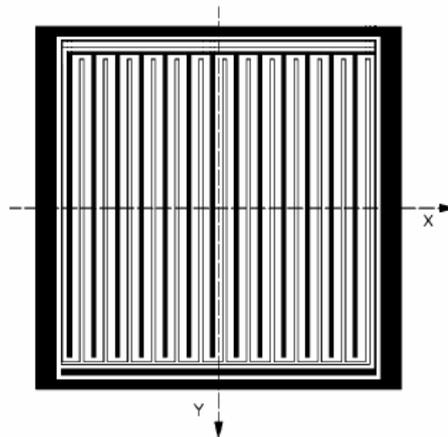
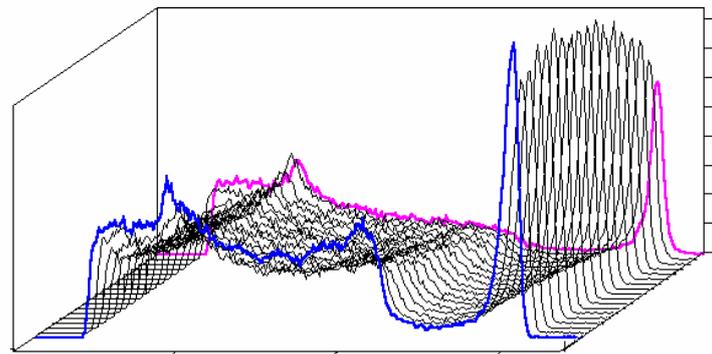
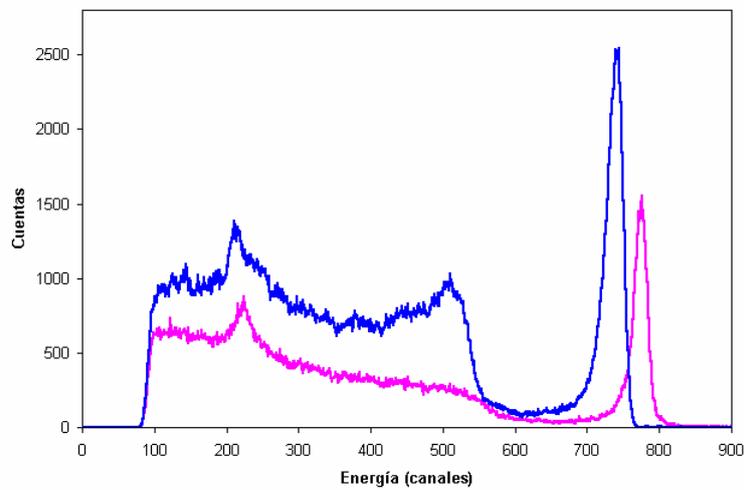


Figura 2.15: Diseño de electrodos coplanares de 4<sup>a</sup> generación con geometría rectangular.

Con estos nuevos diseños la limitación de la resolución energética es ahora la calidad de los cristales de CZT y el ruido asociado a la electrónica. Un ejemplo de los resultados que se obtienen con el diseño rectangular de electrodos coplanares de 4<sup>a</sup> generación, se muestra en la Figura 2.16.



(a)



(b)

Figura 2.16: (a) Espectros de energía del  $^{137}\text{Cs}$  en función de la profundidad de interacción, para el detector M0904 y considerando 20 divisiones. (b) Los espectros correspondientes a la superficie del cátodo (azul) y del ánodo (rosa).

Puede verse la mejoría en la resolución del espectro próximo al ánodo comparada con la que se tenía para el detector I904 de 2ª generación, Figura 2.10 (b).

## Capítulo 3

# Propiedades eléctricas

## 3.1 Introducción

El objetivo principal de esta tesis es caracterizar un tipo particular de detectores de radiación gamma a temperatura ambiente basados en semiconductores de CZT. La particularidad que tienen estos detectores es su gran volumen y un novedoso diseño de electrodos. Se trata de cristales con volúmenes del orden de  $2\text{cm}^3$ , entre los mayores publicados hasta la fecha. Poseen electrodos de rejillas coplanares de 4ª generación. Como se explicó en el capítulo anterior, dicho diseño permite mejorar notablemente la resolución energética. El gran volumen de los cristales garantiza una adecuada eficiencia para la radiación gamma. La caracterización de estos detectores se centra en los dos aspectos principales de estos dispositivos: su comportamiento eléctrico y espectroscópico.

En este capítulo se presentan los modelos teóricos necesarios para describir las curvas características corriente tensión (I-V) de estos detectores. En el capítulo siguiente se usarán estos modelos para ajustar los resultados experimentales de la caracterización eléctrica realizada.

La unión que se forma entre el Au y el CZT es de tipo Schottky. Los modelos de transporte a través de este tipo de unión son los siguientes: el termoiónico, el difusivo, la combinación de ambos en el modelo termoiónico-difusivo, el modelo ITD que incorpora al anterior la existencia de una capa interfacial entre el metal y el semiconductor, y por último el modelo de corriente limitada por carga espacial (SCLC).

## 3.2 Unión metal-semiconductor

Los detectores bajo estudio en este trabajo se basan en la construcción de un dispositivo eléctrico mediante la deposición de electrodos metálicos en un semiconductor de gap ancho. Las propiedades físicas de las uniones metal-semiconductor (M-S) influyen sobre aspectos críticos del detector como son la eficiencia en la recolección de la carga y las corrientes de fuga.

Dependiendo de la función trabajo del metal y del semiconductor al formarse la unión pueden crearse dos tipos de contacto: óhmico y Schottky. La función trabajo es la mínima energía necesaria para que un electrón que se encuentre inicialmente en el nivel de Fermi pueda escapar al vacío. Al depositar un electrodo metálico sobre la superficie de un semiconductor los niveles de Fermi de ambos deben ser iguales en equilibrio térmico. Por tanto, al crearse la unión se establece un flujo de electrones desde el material con menor función trabajo hacia el otro. Cuando este flujo de electrones va desde el semiconductor hacia el metal se crea en el semiconductor una región de vaciamiento de carga espacial. Esta región se llama zona de depleción y es análoga a la que se forma en una unión p-n. En cambio, cuando el flujo va desde el metal hacia el semiconductor se crea en este último una región de acumulación de carga espacial. En el metal estas zonas se extienden sólo a las primeras capas atómicas debido a la alta concentración de electrones.

En particular para los detectores empleados en este trabajo el contacto que se forma entre los electrodos de oro y el CZT es de tipo Schottky. Por tanto, la descripción de los modelos teóricos de transporte se centrará en este tipo de contacto.

## 3.3 Procesos de transporte en una barrera Schottky

El transporte de corriente en contactos M-S se debe principalmente a los portadores mayoritarios, al contrario de lo que ocurre en una unión p-n. Los tres principales procesos de transporte son [Van Zeghbroeck 2004]:

1. La emisión termoiónica: que consiste en el transporte de electrones del semiconductor al metal por encima de la barrera de potencial. Sólo los portadores con energías mayores que la banda de conducción en la interfaz M-S contribuyen al flujo de corriente.
2. La difusión de portadores en la zona de depleción.

3. El efecto túnel mecánico-cuántico de los electrones a través de la barrera: considera la naturaleza ondulatoria de los electrones que les permite atravesar barreras delgadas.

Existen también otros procesos de transporte secundarios tales como: la recombinación en la región de carga espacial, la inyección de huecos del metal al semiconductor, las corrientes de fuga debidas al alto campo eléctrico en los contactos periféricos y las corrientes interfaciales debidas a trampas en la interfaz M-S [Sze 1981].

Las ecuaciones que describen la corriente para los principales procesos de transporte (termoiónico y difusivo) son del siguiente tipo [Van Zeghbroeck 2004]:

$$J_n = qvN \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \quad (3.1)$$

es decir, un producto de la carga ( $q$ ), por una velocidad ( $v$ ), por la densidad de portadores disponibles en la interfaz ( $N$ ), por una dependencia exponencial con la altura de la barrera ( $\phi_B$ ) y un término que garantiza que la corriente es cero cuando no se aplica potencial ( $V$ ). El proceso más lento es el que determina el modelo que describe el transporte a través de la barrera. A continuación se describen los principales modelos de transporte a través de una barrera Schottky.

### 3.3.1 Modelo Termoiónico

La teoría de emisión termoiónica se debe a Bethe [Bethe 1942] y se basa en las siguientes suposiciones:

- la altura de la barrera es mucho mayor que  $kT$ ;
- se establece equilibrio térmico en el plano donde se produce la emisión;
- la existencia de un flujo de corriente neta no afecta a este equilibrio.

De acuerdo con esta teoría sólo los electrones con energía cinética mayor que la altura de la barrera de potencial son capaces de ser emitidos hacia el metal.

La densidad total de corriente es igual a la suma de las corrientes del metal al semiconductor y del semiconductor al metal y viene dada por la siguiente ecuación [Sze 1981]:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right], \quad (3.2)$$

donde  $A^*$  es la constante de Richardson para la emisión termoiónica de un metal en un semiconductor y se define como sigue:

$$A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3}. \quad (3.3)$$

donde  $m^*$  es la masa efectiva del electrón.

La velocidad mencionada en la ecuación (3.1) es en este caso la velocidad de Richardson:

$$v_R = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m^*}}. \quad (3.4)$$

Es la velocidad promedio con la que los electrones se aproximan a la barrera. La velocidad de Richardson se relaciona con la constante de Richardson de la siguiente forma:

$$v_R = \frac{A^* T^2}{q N_C} \quad (3.5)$$

donde  $N_C$  es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción, dado por la ecuación

$$N_C \equiv 2 \left( \frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.6)$$

La teoría de Bethe se aplica en semiconductores convencionales, tales como Ge, Si, GaAs. En estos semiconductores el dopaje aporta una concentración de portadores en exceso del orden de  $10^{14} \text{cm}^{-3}$ . Al aplicar un pequeño voltaje se puede producir avalancha de portadores o inyección de minoritarios [Cisneros 1975].

### 3.3.2 Modelo Difusivo

La teoría de difusión [Schottky 1938] considera que las corrientes están limitadas por los procesos de difusión y deriva que tienen lugar en el semiconductor. Se basa en las siguientes suposiciones:

- la altura de la barrera es mucho mayor que  $kT$ ;
- se incluye el efecto de las colisiones entre electrones en la zona de depleción;
- las concentraciones de portadores en los límites de la zona de depleción no se ven afectadas por el flujo de corriente, se considera que están en sus valores de equilibrio, y
- la concentración de impurezas es no degenerada.

Las corrientes eléctricas en los semiconductores se deben al movimiento de los electrones y los huecos al aplicar un voltaje. La corriente eléctrica se puede dividir en dos tipos: corrientes de deriva y de difusión:

$$J_{\text{deriva}} = qn(x)v_{\text{deriva}} \quad (3.7)$$

$$J_{\text{difusión}} = qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (3.8)$$

donde  $D_n$  es el coeficiente de difusión de electrones.

La corriente de deriva se debe a la aplicación de un campo eléctrico externo, mientras que la corriente de difusión aparece como consecuencia de un gradiente espacial en las

concentraciones de electrones y huecos. La corriente total en un semiconductor es la suma de las corrientes de deriva y de difusión para electrones y para huecos. La siguiente ecuación describe la densidad de corriente para el modelo de difusión [Sze 1981].

$$J \cong \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[ \frac{q(V_{bi} - V)2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.9)$$

donde  $N_D$  es la concentración de impurezas donantes,  $\epsilon_s$  es la permitividad del semiconductor y  $V_{bi}$  es el potencial built-in. Este modelo se aplica especialmente a semiconductores gruesos, con gap ancho y concentración de portadores mucho menor que  $10^{14} \text{cm}^{-3}$  [Cisneros 1975]. En este tipo de semiconductores es frecuente depleccionar completamente el cristal al polarizar la unión en inversa.

Los detectores empleados en este trabajo poseen las características mencionadas en el párrafo anterior, luego es esperable que puedan ser descritos mediante este modelo. En este caso particular es posible además realizar una serie de aproximaciones. La primera de ellas es considerar sólo la unión Schottky polarizada en inversa. Otra es suponer que el detector se encuentra completamente depleccionado. En el apéndice A se justifican estas aproximaciones. En estas condiciones el sistema puede describirse por la siguiente ecuación:

$$J = \frac{q^2}{\epsilon} \mu_n N_c N_D \left[ \frac{\epsilon}{qN_D L} (|V_c| + V_{bi}) + \frac{L}{2} \right] \times (1 - e^{-(q/kT)|V_c|}) e^{-(q/kT)\phi_{bn}} \quad (3.10)$$

El desarrollo matemático para llegar a esta expresión se detalla en el apéndice A.

### 3.3.3 Modelo Termoiónico-Difusivo (T-D)

La síntesis de la teoría de emisión termoiónica y la difusiva fue propuesta por Crowell y Sze [Crowell 1966]. Incorpora además los siguientes efectos:

1. la disminución de la barrera de potencial debido a fuerzas imagen, llamado también efecto Schottky;
2. la posibilidad de que los electrones con energía suficiente para pasar la barrera puedan sufrir dispersión con los fonones ópticos y rebotar de nuevo hacia el semiconductor;
3. además, de acuerdo con la teoría de la mecánica cuántica, se tiene en cuenta que existe una probabilidad finita de que un electrón con energía cinética mayor que la altura de la barrera pueda ser retrodispersado hacia el semiconductor, y
4. que los electrones con energía menor que la barrera pueden atravesarla por efecto túnel.

Crowell y Sze calcularon la probabilidad de que el electrón alcance el metal sin ser retrodispersado de vuelta al semiconductor ( $f_p$ ). Calcularon también la probabilidad de

transmisión a través de la barrera ( $f_q$ ), considerando para ello la reflexión y el efecto túnel que permiten la mecánica cuántica. Incluyendo estos efectos en las ecuaciones (3.2) y (3.9) se obtiene como resultado la siguiente ecuación:

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

donde  $A^{**}$  es la constante de Richardson efectiva dada por

$$A^{**} = \frac{A^* f_q f_p}{1 + f_q f_p \frac{v_R}{v_D}}. \quad (3.12)$$

En este caso están presentes dos fenómenos de transporte con velocidades características distintas,  $v_D$  es la velocidad de difusión efectiva [Crowell 1966] y  $v_R$  es la velocidad de Richardson. En función del valor relativo de estas velocidades puede ser dominante uno u otro proceso. Cuando  $v_D \gg v_R$  entonces domina la emisión termoiónica, mientras que si  $v_D \ll v_R$  el proceso dominante será el difusivo.

### 3.3.4 Modelo ITD

Al formarse una unión Schottky es posible que se cree también una capa interfacial entre el metal y el semiconductor. Wu [Wu 1980,1982] incluyó en el modelo T-D los efectos de esta capa. Desarrolló una nueva teoría llamada ITD (del acrónimo inglés de: Interfacial layer Thermionic Difusión theory). La ecuación general para este modelo es la siguiente:

$$J = \frac{A^* T^2 \theta_n}{1 + \theta_n v_R / v_D} \exp\left(-\frac{q\phi_{BR}}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(V - R_S J)}{kT}\right) \right], \quad (3.13)$$

donde  $\phi_{BR}$  es la altura real de la barrera en una situación fuera del equilibrio, incluyendo el efecto Schottky y la disminución de potencial debida a la capa interfacial.  $R_S$  es la resistencia serie del volumen de cristal no deplecionado.  $\theta_n$  es el coeficiente de transmisión a través de la capa interfacial y representa la fracción de electrones que atraviesan dicha capa.

El papel que juega la capa interfacial es doble. Por una parte afecta a la concentración de portadores cerca del cátodo. Esto es debido a que los electrones que pasan del metal al semiconductor deben atravesar por efecto túnel dicha capa interfacial. Por otra parte, la caída de potencial a través de la capa interfacial produce una disminución de la barrera de potencial. Esto se refleja en un aumento exponencial de la corriente de saturación para polarizaciones altas [Bolotnikov 2002 NIM].

### 3.3.5 Modelo del límite de carga espacial (SCLC)

Otro modelo empleado en la literatura, como por ejemplo [Bolotnikov 2002 IEEE], para describir este tipo de sistemas es la teoría de la corriente limitada por carga espacial (SCLC, del acrónimo inglés Space Charge Limited Current). Este modelo considera que la carga espacial se acumula en la capa interfacial de mayor conductividad y limita la corriente. La teoría SCLC simplificada se basa en tres hipótesis [Lampert 1970]:

1. La movilidad de los portadores se considera constante en todo el rango de campo eléctrico.
2. Se desprecian las corrientes de difusión.
3. Se considera el cátodo como una reserva infinita de electrones disponibles para la inyección. Es decir se considera un contacto inyector ideal.

La primera aproximación es válida para campos eléctricos no demasiado altos. Para las polarizaciones a las que operan estos detectores esta suposición se cumple siempre. La segunda aproximación se considera para simplificar la formulación matemática del sistema. La tercera supone considerar un contacto ideal inyector. Las dos últimas aproximaciones están relacionadas entre sí, puesto que una concentración infinita de electrones en el cátodo produciría una corriente de difusión infinita. Por tanto, esta teoría simplificada falla en la proximidad del contacto inyector, aunque en general proporciona una buena descripción de la corriente a través del volumen incluso para dispositivos más finos que los presentados en este trabajo. Bajo estas condiciones ideales, se considera que la teoría no depende del contacto y tiene validez universal. Debe mencionarse que esta teoría, con las suposiciones que se han hecho, es más elemental y fenomenológica que las teorías presentadas anteriormente.

Según este modelo, las curvas I-V están limitadas por los tres casos que se mencionan a continuación:

1. El caso más sencillo sería el de un aislante perfecto o un semiconductor libre de trampas y con una baja concentración de portadores libres en equilibrio térmico. En este caso la concentración de portadores inyectados es mucho mayor que la concentración de portadores libres térmicamente generados. La densidad de corriente en esta situación será proporcional a  $V^2$  (ley de Child).
2. Se considera un semiconductor libre de trampas en el que la concentración de portadores libres producidos térmicamente es mayoritaria y la inyección de carga es despreciable. La densidad de corriente en este caso obedece la ley de Ohm,  $J \propto V$ .
3. La presencia de trampas en la banda de energía prohibida hace que la dependencia de la densidad de corriente con el voltaje siga distintas leyes de potencia. Estas leyes variarán

según sea la distribución y el tipo de trampas pero estará siempre limitada por el caso de trampas completamente llenas. La ley que siguen será: ( $J \propto V^\alpha$   $\alpha \gg 2$ ).

## Capítulo 4

# Resultados de las medidas eléctricas realizadas en detectores coplanares de CZT

## 4.1 Introducción

La caracterización eléctrica realizada para dos de los detectores empleados en este trabajo consiste en el análisis de las curvas corriente-tensión (I-V). Estas curvas características se han medido para distintas temperaturas en las dos regiones de interés: volumen (cátodo-ánodos) y superficie de los ánodos. Los rangos de voltaje y temperatura elegidos se centran en los valores a los que operan normalmente como detectores de radiación. Estos valores son: temperatura ambiente, un voltaje aplicado en el cátodo del orden de 1000V a 1500V y una diferencia de voltaje entre los ánodos de 20V a 30V. Para el análisis de los resultados se emplean los modelos teóricos de difusión e ITD. Como se vio en el capítulo anterior los dos describen el transporte de portadores a través de la barrera Schottky. En el caso de la superficie se considera también el modelo de corriente limitada por carga espacial.

## 4.2 Montaje experimental

Los detectores a los que se les midió sus propiedades eléctricas son los etiquetados como M02.2-1 y M0904, descritos en el Capítulo 1. Los diseños de los electrodos coplanares empleados en estos detectores se ilustran en la Figura 2.14 (a) para el detector M02.2-1 y en la Figura 2.15 para el M0904. El motivo de emplear estos detectores es comparar las dos geometrías distintas de electrodos coplanares de 4ª generación, la circular (M02.2-1) y la rectangular (M0904).

Puesto que el CZT tiene una resistividad muy alta fue necesario emplear una instrumentación de medida adecuada para medir corrientes muy bajas, del orden de nA-pA. El electrómetro empleado para estas medidas es el modelo 6514 de Keithley. Para aplicar el voltaje se emplearon dos fuentes programables. Una fuente Bertan 230-03 para cubrir el rango de alto voltaje entre  $\pm 50\text{V}$  y  $\pm 2000\text{V}$ , y la fuente de un electrómetro ADVANTEST modelo TR8652 para el rango entre 0 y  $\pm 20\text{V}$ .

Las curvas I-V en la región volumétrica del detector se midieron conectando el cátodo a la fuente de voltaje y los ánodos en paralelo a la entrada del electrómetro. Se aplicó una diferencia de potencial entre el cátodo y los ánodos que variaba desde  $-2000\text{V}$  hasta  $+2000\text{V}$  a intervalos de 50V.

Las medidas superficiales se realizaron conectando uno de los ánodos a la fuente de voltaje y el otro al electrómetro y manteniendo el cátodo a tierra. Los voltajes aplicados en este caso variaban entre 0V y  $\pm 20\text{V}$ , siendo los saltos de voltaje entre medidas consecutivas de 0.05V. Estos son los valores a los que suelen polarizarse los ánodos en su modo normal de operación. En ambos casos el anillo de guarda de la superficie de los ánodos se mantuvo a tierra, para evitar las corrientes de fuga superficiales. Las medidas se hicieron una vez que el sistema se hubo estabilizado.

El detector se encontraba encapsulado en una caja para apantallarlo electromagnéticamente y reducir efectos indeseables de ruido electrónico en las medidas. Las conexiones con las fuentes y con el electrómetro se realizaron a través de cables coaxiales.

Las medidas se realizaron para varias temperaturas, entre  $-20^\circ\text{C}$  y  $+60^\circ\text{C}$  para el detector M02.2-1 y entre  $+10^\circ\text{C}$  y  $+60^\circ\text{C}$  para el M0904. El control de la temperatura se realizó mediante una cámara climática DYCOMETAL D1-100. La medida precisa de la temperatura en el interior de la caja del detector se realizó con un sensor PT-100 que tiene una precisión de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . Una visión global del sistema se muestra en la Figura 4.1.

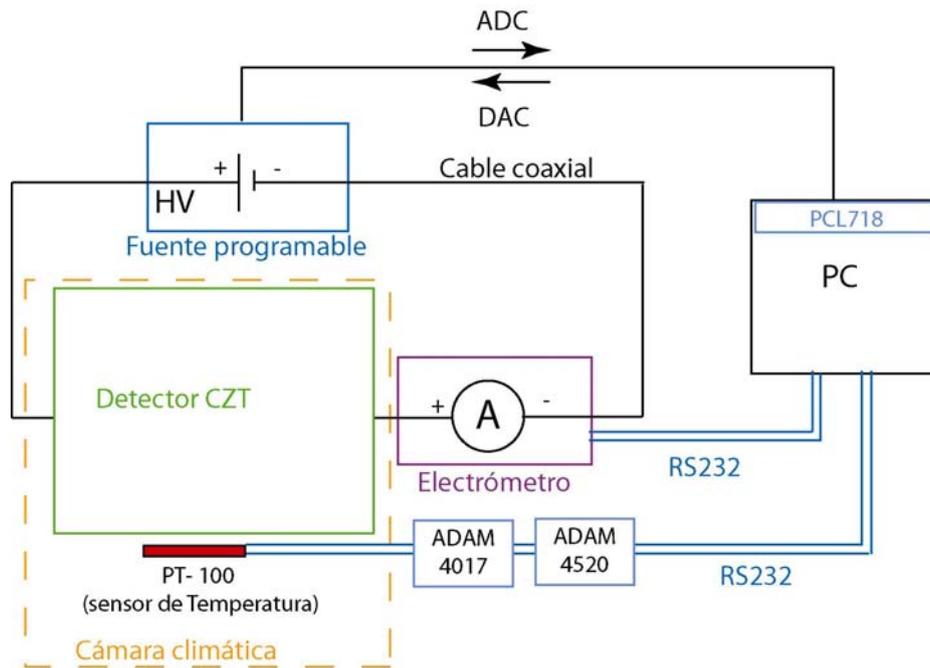


Figura 4.1: Esquema del montaje experimental empleado para medir las curvas I-V.

Para automatizar las medidas se desarrolló (por la División de Electrónica del CIEMAT) un programa de LabWindows (versión 6.0) que permitía controlar las fuentes de voltaje y registrar la temperatura y la corriente. Tanto el electrómetro como el sensor de temperatura se conectan al ordenador mediante un cable de serie RS232. La lectura de la PT100 se realiza mediante dos módulos ADAM. El primero (ADAM 4520) es un convertidor de BUS RS232 a RS485. El segundo módulo (ADAM 4017) es el lector de la tensión (ADC) que tiene la PT100 y que es función de la temperatura. Esta función se obtiene por medio de una calibración previa. La fuente programable se conecta a una tarjeta PCL718 que usa el bus PCI del ordenador. Esta tarjeta envía una señal de tensión entre 0 y 5V a la fuente programable (DAC: convertidor digital analógico) y lee de la fuente una señal de tensión entre 0 y 5V proporcional a la existente a la salida de la fuente (ADC convertidor analógico digital) con el fin de verificar que la fuente ha respondido adecuadamente. Cada curva I-V se programó eligiendo los límites inferior y superior de voltaje. Los saltos de voltaje entre medidas consecutivas y el tiempo de espera se eligieron de manera que garantizaran la estabilidad del sistema al realizar la medida.

## 4.3 Resultados

### 4.3.1 Medidas previas a las curvas I-V

Antes de medir cada curva se comprobó que la temperatura era suficientemente estable y que las desviaciones respecto a la temperatura fijada eran menores de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . El tiempo de estabilización tras cada salto de voltaje fue de 2 minutos, para el rango de altos voltajes, y de 4 segundos, para el rango entre  $-20\text{V}$  y  $+20\text{V}$ . Para confirmar que efectivamente el sistema se estabilizaba en los tiempos mencionados, se midió la evolución de la corriente con el tiempo tras cada salto de voltaje aplicado. El resultado se muestra en la Figura 4.2.

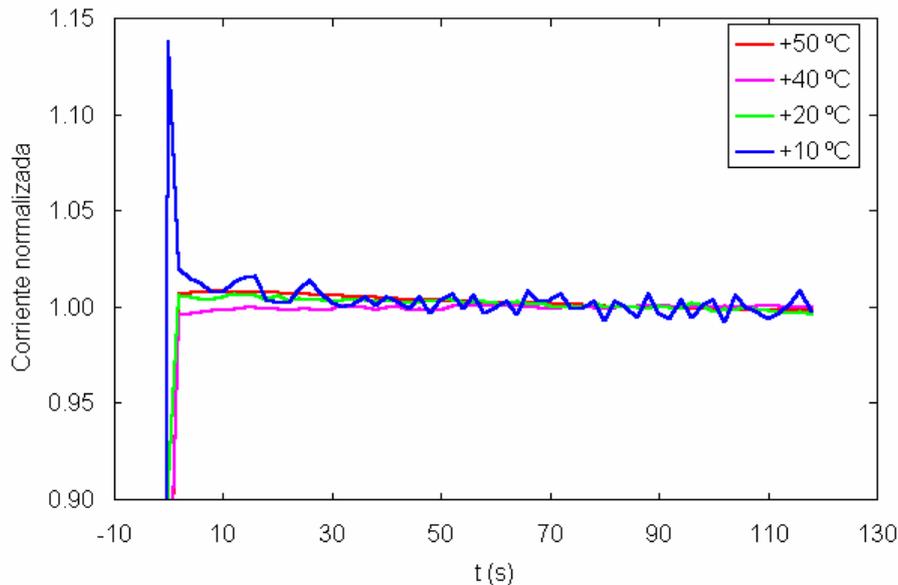


Figura 4.2: Evolución de la corriente en el volumen del detector M02.2-1, en función del tiempo transcurrido desde que se aplica el salto de voltaje de  $50\text{V}$ . La corriente se presenta normalizada al valor promedio al que tiende transcurrido un tiempo, para comparar los resultados obtenidos para distintas temperaturas.

Como se observa en la Figura 4.2 el tiempo de estabilización depende de la temperatura. Es más fácil estabilizar el sistema cuanto mayor sea ésta. No obstante, para todas las temperaturas se alcanza el valor asintótico de la corriente dentro del tiempo de estabilización elegido. Esto garantiza que las medidas de corriente son reproducibles.

### 4.3.2 Medidas I-V en la región del volumen

Con el montaje experimental descrito anteriormente se realizaron medidas para los dos detectores a distintas temperaturas. Un ejemplo típico de curva I-V obtenida en la región del volumen para el detector M02.2-1 a una temperatura de  $+20.8^\circ\text{C}$  se muestra en la Figura 4.3.

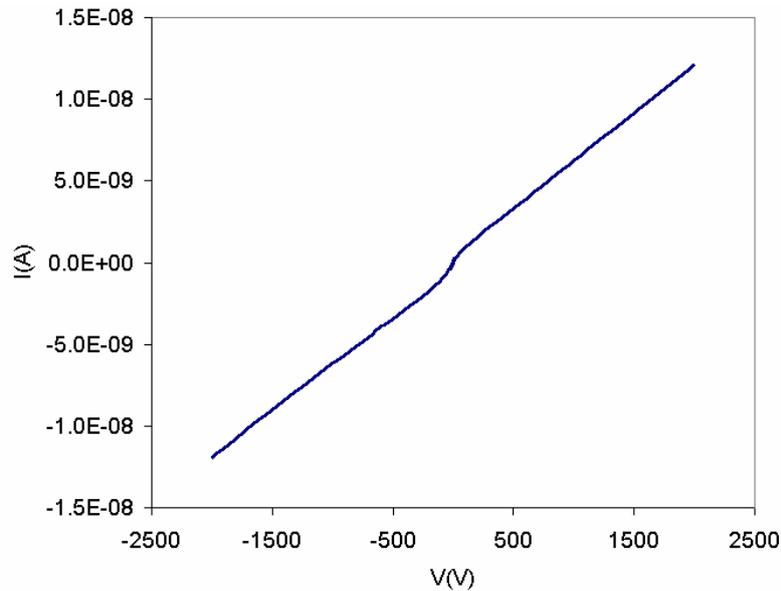


Figura 4.3: Curva I-V medida en la región entre cátodo y ánodos para el detector M02.2-1 a una temperatura de +20.8°C.

Las ramas positiva y negativa de la curva son prácticamente simétricas. Por tanto, el análisis puede centrarse sólo en una de ellas. Cada rama presenta dos tramos lineales con distintas pendientes, unidos por una zona de transición. La primera región lineal corresponde a valores muy bajos de voltaje, donde se considera que es válido el régimen óhmico. La segunda región lineal se puede considerar desde  $\sim 100\text{V}$  hasta el voltaje máximo medido. Esta dependencia aproximadamente lineal de la curva no debe confundirse con una relación óhmica entre corriente y tensión, puesto que los valores de corriente son mucho menores. La forma de las curvas puede interpretarse bajo el modelo de difusión. Para ello se considera la segunda región lineal de la curva, correspondiente al detector completamente deplexionado. No se observa, ni en esta curva ni en las medidas a distintas temperaturas, ningún aumento exponencial para valores altos de voltaje. Esto sugiere que el efecto de la capa interfacial no es apreciable en este rango de valores.

#### 4.3.2.1 Ajuste de las medidas I-V de la región del volumen según el modelo de difusión

En este caso, en el que las curvas I-V presentan una clara tendencia lineal, es razonable considerar el modelo de difusión para describir el sistema. Como se vio en el capítulo anterior, y

se demostró en el apéndice A, la dependencia entre la corriente y el voltaje cuando el detector se encuentra completamente deplexionado es de la siguiente forma:

$$J = (\alpha + \beta |V_c|) \left[ 1 - e^{-(q/kT)|V_c|} \right]. \quad (4.1)$$

En esta ecuación se han agrupado todas las constantes físicas de la ecuación (3.10) en dos coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$ . Esto permite ver más claramente la dependencia lineal de la corriente con el voltaje. La expresión entre corchetes de la ecuación (4.1) es sólo significativa para valores muy bajos de voltaje aplicado ( $V_c$ ) y se puede despreciar para el resto.

La forma de las curvas para el resto de temperaturas medidas es muy parecida a la presentada en la Figura 4.2. El valor de la corriente es mayor cuanto mayor es la temperatura. La dependencia de la corriente con la temperatura según el modelo de difusión es de la forma:

$$J = \lambda T e^{-(q/kT)\phi_{bn}}. \quad (4.2)$$

Para poder llegar a esta expresión a partir de la ecuación (3.10) se han hecho las siguientes consideraciones:

- Por la posición del nivel de Fermi en el CZT el valor de  $qV_b$  es esperable que sea muy bajo. Bolotnikov et al. [Bolotnikov 2002 NIM] usan como valor para este parámetro 0.03eV en un detector similar a los empleados aquí. Por tanto, para los valores de  $V_c$  de interés en este trabajo ( $V_c > 500V$ ) éste será siempre mucho mayor que  $V_b$ . En la expresión entre corchetes de la ecuación (3.10) el término  $\varepsilon / (qN_D L) (|V_c| + V_b)$  es dominante frente a  $L/2$  para la mayoría de los casos. Por consiguiente, la dependencia de  $J$  con  $N_D$  no es muy relevante. Su presencia en el denominador de esta expresión se compensa con el  $N_D$  del denominador.
- La dependencia de  $N_C$  con la temperatura es de la forma  $T^{3/2}$ , dada por la ecuación (3.6).
- La dependencia de la movilidad con la temperatura no está muy clara. Se sabe que decrece como  $T^{-x}$  estando la  $x$  comprendida entre 0.5 y 1 [Sze 1981]. El valor que se va a considerar en este trabajo es de  $T^{-0.5}$ . La justificación a esta elección se fundamenta en una serie de medidas de la movilidad realizadas a distintas temperaturas. Estos resultados se presentan en el capítulo siguiente y en la referencia [González 2005 NIM].
- El término  $e^{-(q/kT)|V_c|}$  decrece rápidamente a cero y para los valores de  $V_c$  de interés se puede despreciar.

Para ajustar las curvas experimentales al modelo de difusión se toman los siguientes valores para los parámetros que aparecen en la ecuación (3.10).

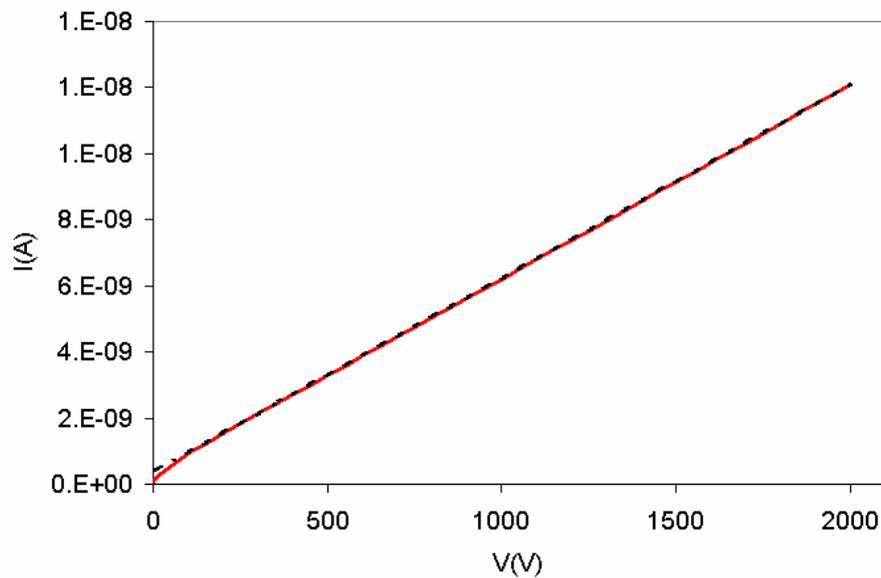
- La permitividad eléctrica del CZT  $\varepsilon = 10\varepsilon_0$  ( $\varepsilon_0 = 8.85418 \times 10^{-14}$  F/cm).
- La densidad efectiva de estados en la banda de conducción,  $N_C$ , según la ecuación (3.6) depende de la masa efectiva del electrón ( $m^*$ ). El valor de la masa efectiva empleado en

este trabajo es  $m^*=0.11m_0$  siendo  $m_0$  la masa del electrón en reposo. Este es el valor del CdTe [Schlesinger 2001]. Para el ZnTe es de  $m^*=0.15m_0$ . Teniendo en cuenta la composición del CZT es esperable que el valor de  $m^*$  del CZT sea más parecido al del CdTe.

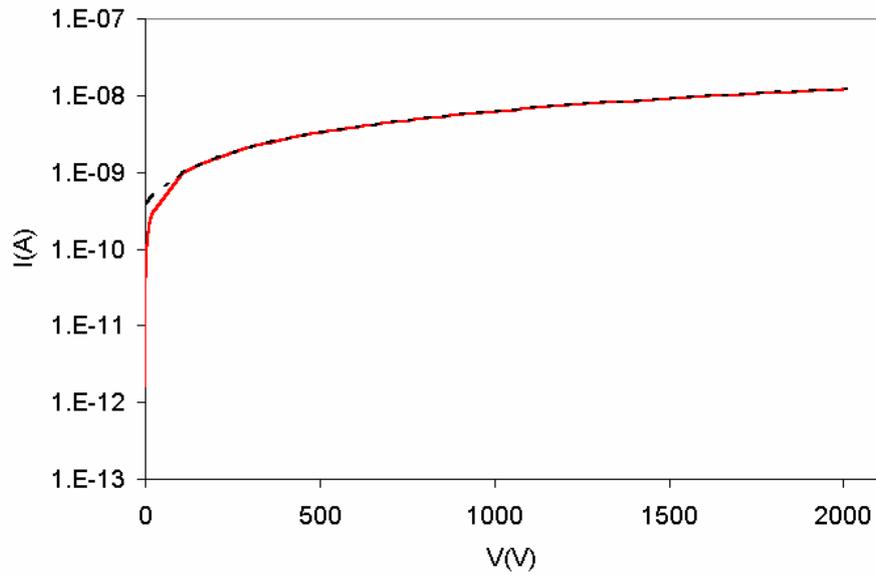
- Se considera como valor de la movilidad a temperatura ambiente  $\mu_n=900\text{cm}^2/(\text{Vs})$ . Como se ha mencionado anteriormente se supone una dependencia con la temperatura de la forma  $\mu_n \propto T^{-0.5}$ .
- Puesto que  $V_b \ll V_c$  la influencia de este parámetro no es relevante para el ajuste y por tanto se desprecia.

Los parámetros que quedan por determinar en la ecuación (3.10) son  $\phi_{Bn}$  y  $N_D$ . Estos se obtienen a partir del ajuste por mínimos cuadrados de las curvas experimentales al modelo teórico.

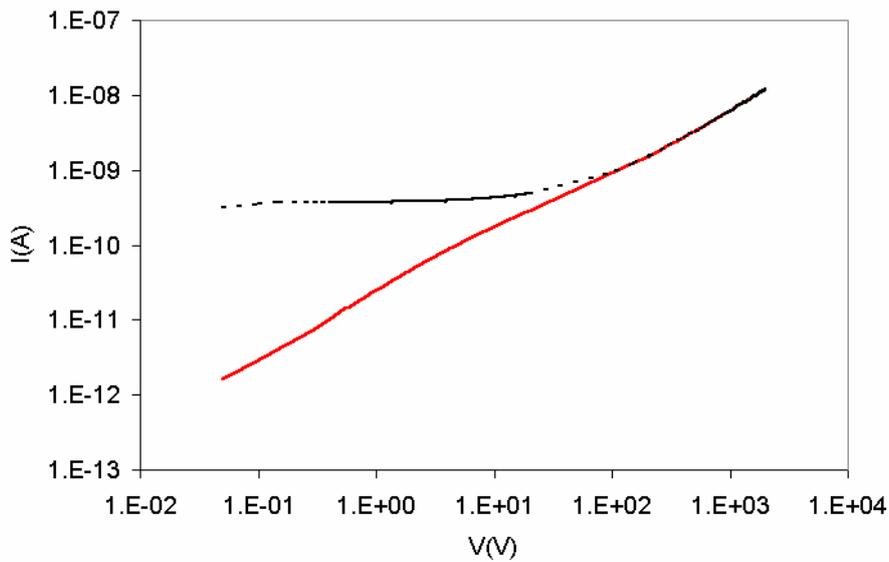
En la Figura 4.4 se muestra el ajuste de la rama positiva de la curva presentada en la Figura 4.3 empleando el modelo de difusión. En la Figura 4.4 (a) se representa la curva en escala lineal-lineal. Sin embargo, para comparar mejor el ajuste de los valores experimentales para voltajes bajos con el modelo teórico, es conveniente representar la curva en escala lineal-logarítmica (b) o logarítmica-logarítmica (c).



(a)



(b)



(c)

Figura 4.4: Ajuste de la rama positiva de la curva I-V medida entre al cátodo y los ánodos para el detector M02.2-1 a una temperatura de  $+20.8^{\circ}\text{C}$  (línea continua roja) con el modelo de difusión (línea discontinua). (a) Escala lineal-lineal; (b) escala log-lineal; (c) escala log-log.

Como se ve claramente en la Figuras 4.4 el ajuste es aceptable para valores de  $V_c > 100\text{V}$ , que comprende la región de interés en este trabajo. Como era de esperar, el modelo se aleja de los resultados experimentales para voltajes bajos. Esto se debe en parte a las aproximaciones realizadas para obtener la expresión (3.10) del modelo difusivo.

Las curvas medidas para las demás temperaturas, ajustadas según el modelo difusivo, se presentan en la Figura 4.5. Al igual que para la curva correspondiente a la temperatura de +20.8°C el resto las curvas tienen la rama positiva y la negativa perfectamente simétricas. Por tanto, sólo es necesario considerar una de ellas para hacer el ajuste.

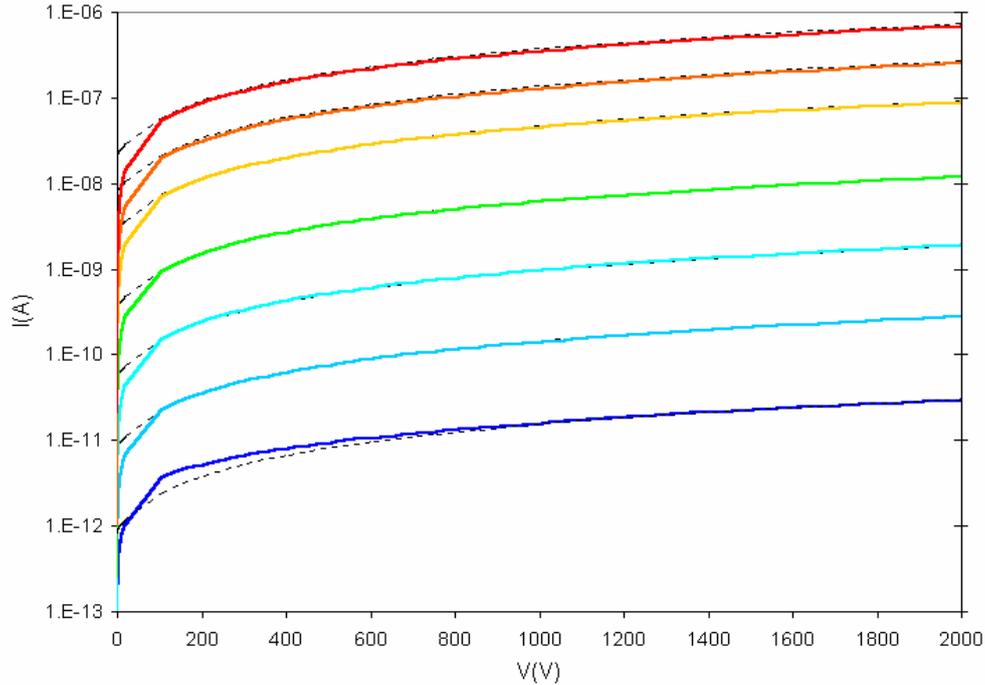


Figura 4.5: Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M02.2-1 para las temperaturas: — -21.9, — -7.5, — +6.1, — +20.8, — +38.6, — +48.9 y — +59.2°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo de difusión.

Los valores de la altura de la barrera Schottky obtenidos del ajuste de estas curvas al modelo de difusión se presentan en la Tabla 4.1. Para la concentración de impurezas donantes,  $N_D$ , el ajuste no proporciona un valor muy preciso. Da sólo un orden de magnitud de  $N_D \sim 10^8 \text{cm}^{-3}$ . Este valor permite comprobar que la hipótesis de partida es válida. Se había considerado que en prácticamente todo el rango de voltajes el cristal se encuentra completamente depleccionado. La anchura de la zona de depleción viene dado por la siguiente ecuación [Knoll 2002]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon|V_b - V|}{qN_D}}. \quad (4.3)$$

Se puede hacer una estimación de cuánto vale el voltaje mínimo necesario para depleccionar el cristal completamente. Considerando el grosor del cristal  $L=1\text{cm}$ ,  $N_D \sim 10^8 \text{cm}^{-3}$  y  $\varepsilon=10\varepsilon_0$ , el valor de voltaje de depleción que se obtiene es de  $\sim 9\text{V}$ .

Tabla 4.1 Valores de la altura de la barrera Schottky para el detector M02.2-1. Calculados a partir del ajuste al modelo de difusión de las curvas experimentales para distintas temperaturas.

T(°C)	$\phi_{Bn}$ (V)
-21.9	0.871
-7.5	0.871
+6.1	0.871
+20.8	0.871
+38.6	0.872
+48.9	0.872
+59.2	0.873

Los valores de  $\phi_{Bn}$  obtenidos para las distintas temperaturas son bastante uniformes.

Los resultados obtenidos para la misma región con el detector M0904, ajustados mediante el modelo de difusión, se muestran en la Figura 4.6.

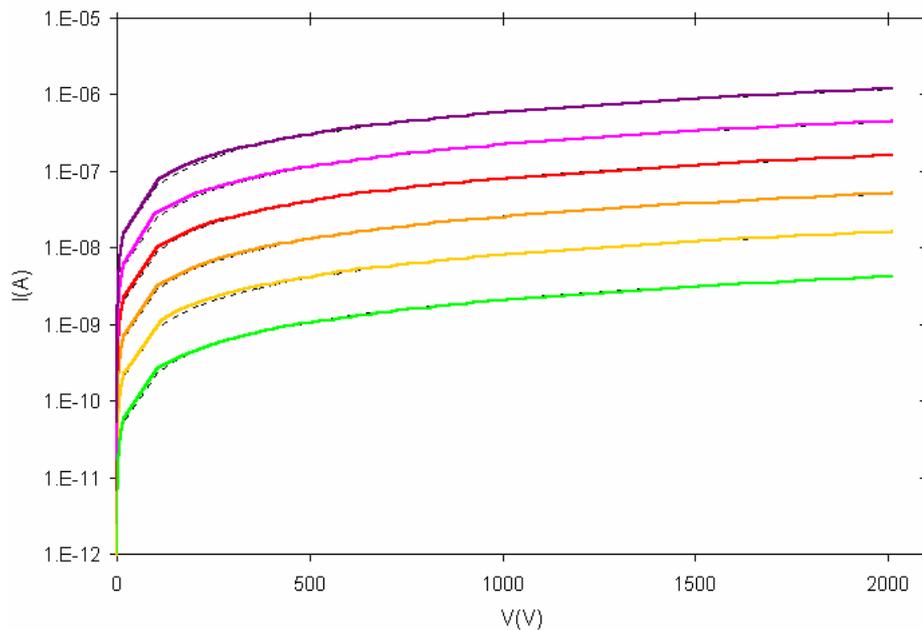


Figura 4.6: Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M0904 para las temperaturas: — +8.8, — +19.3, — +29.5, — +39.9, — +49.7 y — +59.6 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo de difusión.

Los valores obtenidos del ajuste de estas curvas muestran que la concentración de impurezas es del mismo orden que para el detector M02.2-1 ( $N_D \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ). Los resultados de la altura de la barrera, que se presentan en la Tabla 4.2, tienen una tendencia a disminuir conforme aumenta la temperatura.

Tabla 4.2: Valores de la altura de la barrera Schottky para el detector M0904, calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.

T(°C)	$\phi_{Bn}$ (V)
+8.8	0.785
+19.3	0.781
+29.5	0.779
+39.9	0.776
+49.7	0.772
+59.6	0.769

Los resultados obtenidos para los dos detectores demuestran la validez del modelo difusivo para interpretar las curvas I-V en el rango de valores de  $V > 100V$ . Las dependencias de la corriente con la temperatura y con el voltaje se ajustan a las esperadas según este modelo. No obstante, se observa que para valores bajos de voltaje existe una discrepancia de los resultados experimentales con los que predice este modelo teórico. Dicho modelo sobreestima la densidad de corriente. Esto puede ser debido, además de a las aproximaciones consideradas para obtener la ecuación (3.10), al efecto de la capa interfacial entre el metal y el semiconductor. La presencia de la capa interfacial reduce la corriente para valores de voltaje bajos. En las medidas realizadas a bajas temperaturas con el detector M02.2-1 se aprecia también una menor precisión en el ajuste. En particular, para la temperatura de  $-21.9^{\circ}C$ , el modelo difusivo se aleja apreciablemente de la curva experimental cuando el valor del voltaje se sitúa por debajo de  $\sim 500V$ , mientras que para el resto de las temperaturas esta discrepancia desaparece por encima de los  $\sim 100V$ .

#### 4.3.2.2 Ajuste de las medidas I-V de la región del volumen según el modelo ITD

La desviación de los datos experimentales del modelo de difusión para voltajes bajos hace interesante considerar que pueda ser relevante el efecto de la capa interfacial, a pesar de que a altos voltajes no se aprecia un aumento exponencial de la corriente, que es el otro efecto que se manifiesta por la existencia de esta capa interfacial. Por este motivo se realiza el ajuste de los datos experimentales en la región del volumen según el modelo ITD. Este modelo es el más completo para describir las corrientes a través de una unión Schottky. También es el más complejo a la hora de realizar el ajuste de las curvas experimentales. La ecuación (3.13) puede reducirse a esta otra

$$J = \frac{A^* T^2 \theta_n}{1 + \theta_n v_R / v_D} \exp\left(-\frac{q\phi_{BR}}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right], \quad (4.4)$$

si se considera el cristal completamente deplexionado, como consideraremos que es el caso en la región de interés ( $V > 100V$ ).

El ajuste de las curvas I-V según este modelo se realiza de la forma descrita en [Bolotnikov 2002 NIM]. Existen cuatro parámetros libres para hacer el ajuste. Esto hace que el ajuste no sea único por lo que su interpretación es delicada. Es posible que distintos valores de los parámetros den como resultado una curva que se aproxime a los datos experimentales. Sería conveniente por tanto tener información a priori del valor esperado de estos parámetros.

Los resultados obtenidos con este modelo para el ajuste de los datos experimentales se muestran en las Figuras 4.7 y 4.8. Estas figuras corresponden a medidas en la región volumétrica de los detectores M02.2-1 y M0904 respectivamente.

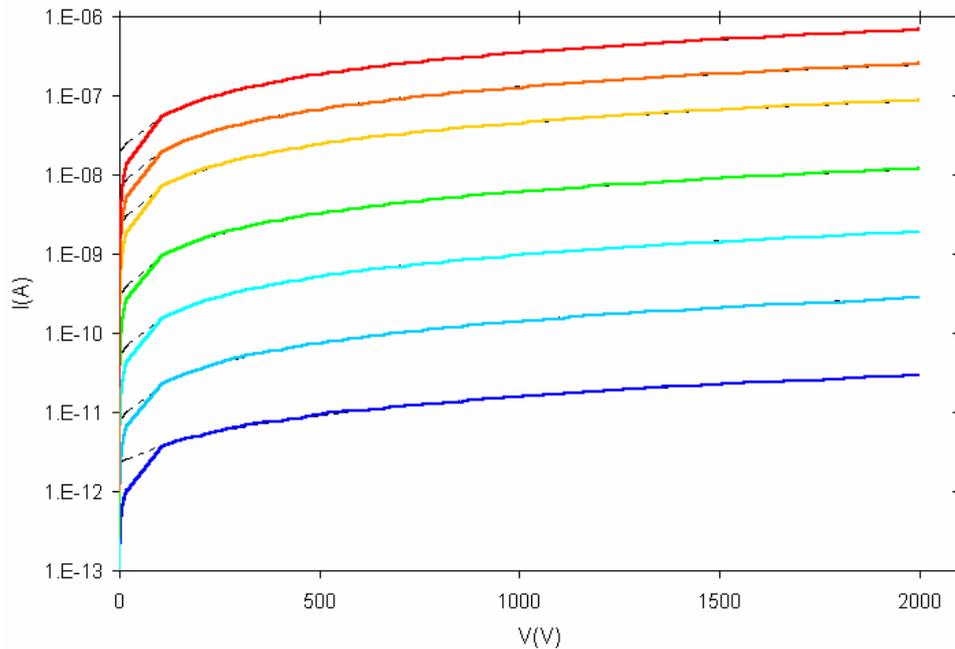


Figura 4.7: Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M02.2-1 para las temperaturas: — -21.9, — -7.5, — +6.1, — +20.8, — +38.6, — +48.9 y — +59.2°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.3)

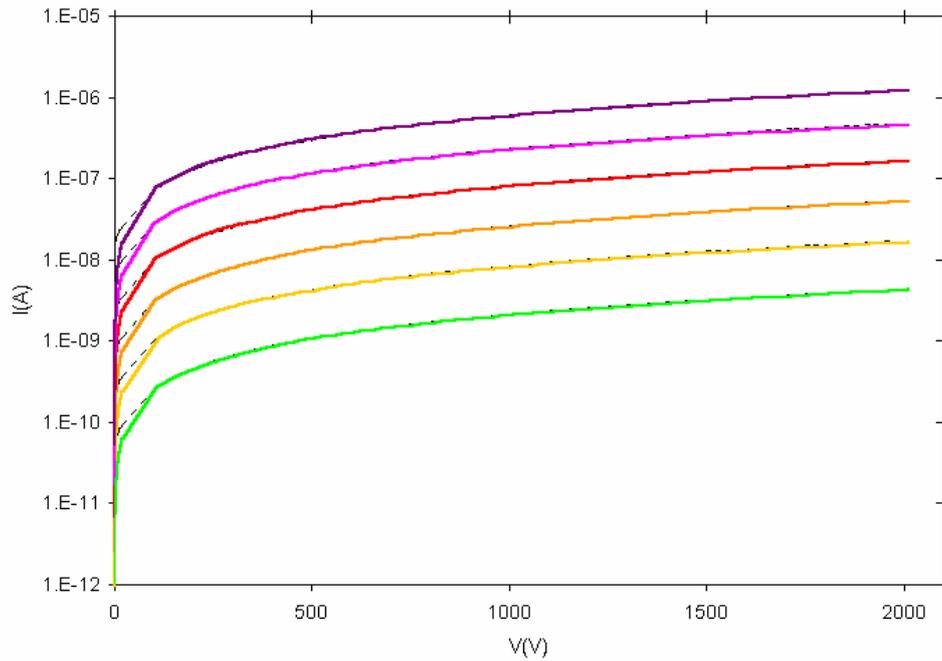


Figura 4.8: Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M0904 para las temperaturas: — +8.8, — +19.3, — +29.5, — +39.9, — +49.7 y — +59.6 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.4)

El modelo ITD permite ajustar las curvas para todas las temperaturas. Sin embargo, al igual que el de difusión, se aleja de las medidas experimentales para los valores de voltaje más bajos. En la Figura 4.9 se comparan ambos modelos para ajustar la curva I-V, correspondiente a la temperatura de +20.8°C para el detector M02.2-1.

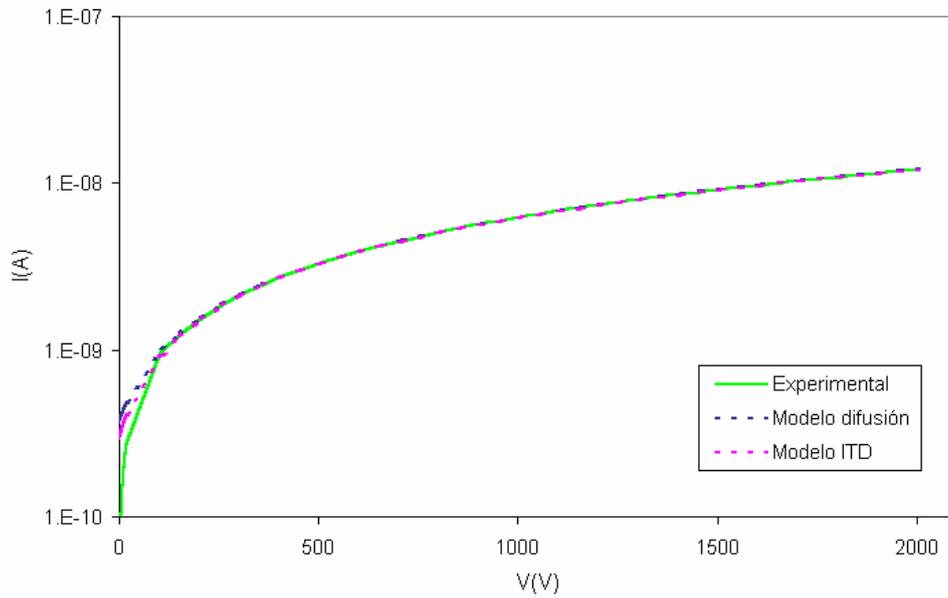


Figura 4.9: Curva I-V medida a la temperatura de +20.8°C con el detector M02.2-1 en la región del volumen ajustada con los modelos ITD y de difusión.

El modelo ITD sobreestima en menor cuantía la corriente para los valores de bajo voltaje. Sin embargo, el rango de aplicación de ambos modelos es muy similar  $\sim V > 100V$ . Teniendo en cuenta la dificultad del ajuste con el modelo ITD es preferible, especialmente para temperaturas mayores de 0°C, emplear el modelo de difusión. Para bajas temperaturas sí se aprecia una mejoría empleando el modelo ITD. Esto indica que el efecto de la capa interfacial es más significativo para temperaturas por debajo de 0°C.

Los parámetros resultantes de los ajustes de ambos detectores al modelo ITD para las distintas temperaturas se muestran en la Tabla 4.3 para el M02.2-1 y en la tabla 4.4 para el M0904.

Tabla 4.3: Los parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V para el detector M02.2-1 al modelo ITD para las distintas temperaturas.

T(°C)	$\theta_n$	$\phi_{Bn}(V)$	$C_2$	$V_{RT}(V)$
-21.9	0.7	0.799	$1.5 \times 10^{-4}$	166
-7.5	0.7	0.795	$1.6 \times 10^{-4}$	57
+6.1	0.7	0.790	$1.5 \times 10^{-4}$	55
+20.8	0.7	0.786	$1.3 \times 10^{-4}$	48
+38.6	0.8	0.782	$1.0 \times 10^{-4}$	52
+48.9	0.7	0.780	$1.0 \times 10^{-4}$	51
+59.2	0.7	0.777	$1.3 \times 10^{-4}$	58

Tabla 4.4: Parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V para el detector M0904 al modelo ITD para las distintas temperaturas.

T(°C)	$\theta_n$	$\phi_{Bn}(V)$	$C_2$	$V_{RT}(V)$
+8.8	0.6	0.785	0.00021	24
+19.3	0.6	0.781	0.00019	30
+29.5	1.2	0.780	0.00011	27
+39.9	0.8	0.777	0.00014	30
+49.7	1	0.773	0.00011	27
+59.6	1	0.770	0.00012	34

$\theta_n$  es el coeficiente de transmisión a través de la capa interfacial. Un valor de este parámetro próximo a uno, como los obtenidos en ambos casos, indica que la capa interfacial no afecta significativamente al transporte.  $\phi_{Bn}$  es la altura de la barrera.  $C_2$  denota el siguiente parámetro:

$$C_2 = 1 - \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + 2q\delta D_s} \quad (4.5),$$

donde  $\varepsilon_i$  es la permitividad de la capa interfacial,  $\delta$  es el grosor de dicha capa y  $D_s$  es la densidad de estados por unidad de área y energía. Este parámetro mide propiedades de la capa interfacial. Cuando tiende a cero los efectos de esta capa se pueden despreciar.  $V_{RT}$  es el potencial necesario para depolarizar completamente el cristal.

Para el detector M02.2-1 el valor promedio de la altura de la barrera es de 0.787V, que es menor que el obtenido según el modelo de difusión (0.872V). El valor de  $\phi_{Bn}$  disminuye al aumentar la temperatura, mientras que para el modelo difusivo se mantenía prácticamente constante

En el caso del detector M0904 la altura de la barrera es, en promedio, de 0.778V. Muy parecida a la obtenida con el modelo de difusión (0.777V). Además con ambos modelos sigue la misma tendencia a disminuir conforme se aumenta la temperatura.

El modelo ITD permite, con unos valores razonables de los parámetros empleados, ajustar las curvas I-V para los dos detectores. Pero como se ha mencionado anteriormente, es posible encontrar distintas soluciones que ajusten la curva experimental. Es necesario tener en cuenta el significado físico de cada uno de estos parámetros para poder descartar soluciones matemáticas del ajuste que no se correspondan con una situación real. Como es necesario tener alguna información previa del valor aproximado de estos parámetros, se tratará de una comprobación de que el modelo es válido para describir las curvas I-V más que de una forma de obtener parámetros físicos de los detectores.

### 4.3.2.3 Comparación de las medidas I-V en el volumen para ambos detectores

Para comparar los resultados obtenidos con los dos detectores se calcula la densidad de corriente, dividiendo por el área efectiva de cada detector. El área efectiva es la que cubre la superficie de los electrodos descontando el anillo de guarda. Haciendo esto se encuentra que son del mismo orden. En la Figura 4.10 se muestra la densidad de corriente para ambos detectores a una temperatura aproximada de +20°C.

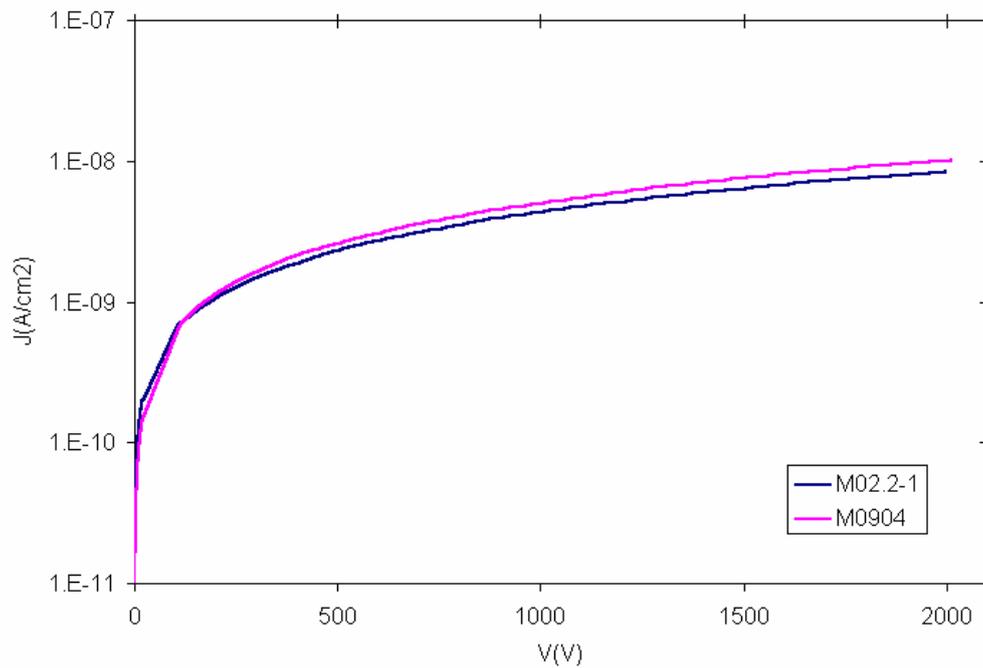


Figura 4.10: Densidad de corriente en la región del volumen para los dos detectores a una temperatura de ~+20°C. Siendo las áreas efectivas de cada detector de ~1.42cm<sup>2</sup> (M02.2-1) y ~1.61cm<sup>2</sup> (M0904).

En la región lineal para voltajes menores de 2V se sigue la ley de Ohm. Por tanto la relación entre la resistencia ( $R$ ) y la resistividad ( $\rho$ ) viene dada por la siguiente ecuación:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (4.6)$$

donde  $l$  es el grosor del cristal y  $S$  la superficie efectiva de los electrodos. Los valores obtenidos para ambos detectores a las distintas temperaturas se muestran en la Tabla 4.5 para el detector M02.2-1, y en la Tabla 4.6 para el detector M0904:

Tabla 4.5: Valores de la resistencia y la resistividad en la región del volumen para el detector M02.2-1 a distintas temperaturas.

T(°C)	Resistencia ( $\Omega$ )	Resistividad ( $\Omega\text{cm}$ )
-21.9	$7.46 \times 10^{12}$	$1.06 \times 10^{13}$
-7.5	$1.25 \times 10^{12}$	$1.78 \times 10^{12}$
+6.1	$2.22 \times 10^{11}$	$3.16 \times 10^{11}$
+20.8	$4.05 \times 10^{10}$	$5.75 \times 10^{10}$
+38.6	$6.91 \times 10^9$	$9.81 \times 10^9$
+48.9	$2.56 \times 10^9$	$3.64 \times 10^9$
+59.2	$1.01 \times 10^9$	$1.43 \times 10^9$

Tabla 4.6: Valores de la resistencia y la resistividad en la región del volumen para el detector M0904 a distintas temperaturas.

T(°C)	Resistencia ( $\Omega$ )	Resistividad ( $\Omega\text{cm}$ )
+8.8	$2.54 \times 10^{11}$	$4.10 \times 10^{11}$
+19.3	$6.67 \times 10^{10}$	$1.07 \times 10^{11}$
+29.5	$2.11 \times 10^{10}$	$3.39 \times 10^{10}$
+39.9	$6.85 \times 10^9$	$1.10 \times 10^{10}$
+49.7	$2.51 \times 10^9$	$4.04 \times 10^9$
+59.6	$1.00 \times 10^9$	$1.61 \times 10^9$

La resistividad en la región del volumen es muy parecida para ambos detectores, siendo ésta del orden de  $10^{11} \Omega\text{cm}$  para temperaturas próximas a  $+20^\circ\text{C}$ .

### 4.3.3 Medidas I-V en la región de la superficie

La conductividad superficial tiene un gran efecto sobre el funcionamiento de detectores con varios electrodos, como es el caso de los coplanares. Una baja resistividad superficial produce altas corrientes de fuga. Esto afecta negativamente al ruido electrónico y a la eficiencia en la recolección de carga. Por otro lado, la técnica de los electrodos coplanares no es efectiva si existe una alta conductividad entre electrodos [Luke 1995]. Es deseable por tanto que la resistividad superficial sea lo mayor posible.

Se sabe que durante el proceso de fabricación de los detectores, especialmente en el cortado y pulido del cristal, se origina una capa cuya estequiometría difiere de la del volumen. Esta capa

se encuentra enriquecida en telurio. Por este motivo presenta una menor resistividad (el gap del Te es aproximadamente de 0.33eV y es mucho más estrecho que el del CZT). En este trabajo se acepta la existencia de esta capa enriquecida en Te. Por tanto, debido a la existencia de esta capa, la estructura de la superficie forma un sistema más complejo que el volumen. En la Figura 4.11 se muestra de forma esquemática un corte transversal de la superficie de los ánodos. La existencia de la capa interfacial entre el semiconductor y el contacto no afecta apreciablemente a las medidas de volumen. En el caso de la superficie es distinto. La capa de menor resistividad es paralela a la superficie y por tanto las corrientes de fuga en la superficie son mayores.

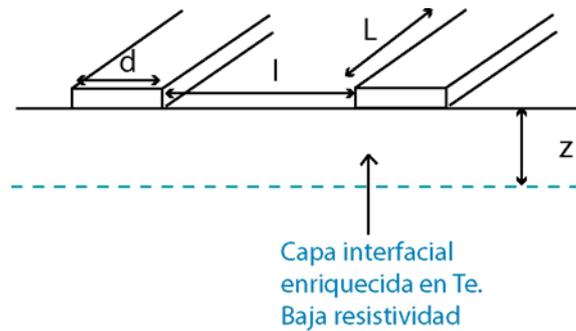
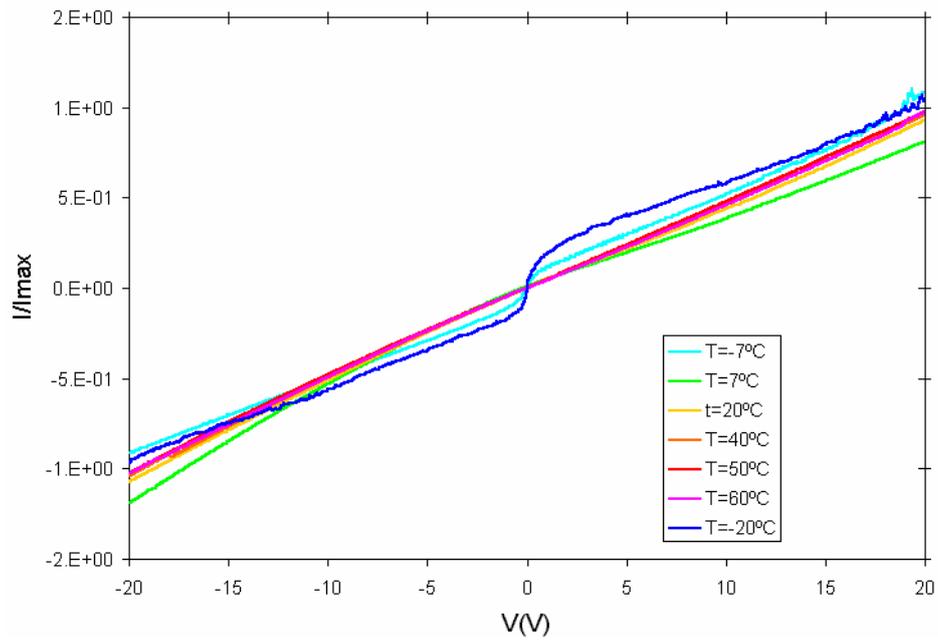


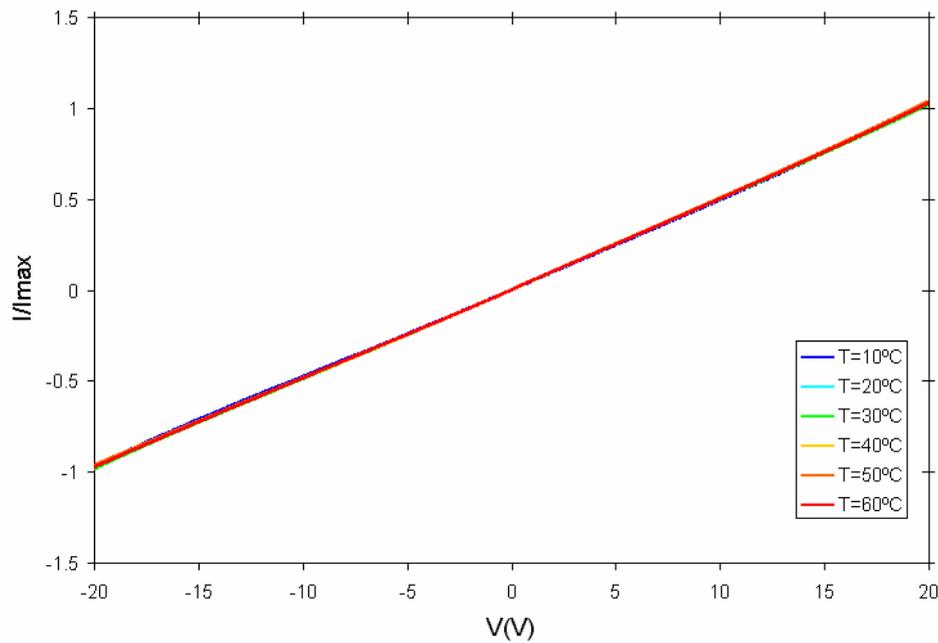
Figura 4.11: Vista esquemática de las capas superficiales en un detector de CZT.

Las medidas de las corrientes superficiales se han realizado entre los dos electrodos coplanares, manteniendo el anillo de guarda y el cátodo a tierra. Las dos rejillas coplanares depositadas sobre el cristal de CZT se pueden considerar también como un sistema metal-semiconductor-metal con dos barreras Schottky.

Las curvas I-V medidas en esta región para el detector M02.2-1 presentan ciertas diferencias en su forma en función de la temperatura, como se muestra en la Figura 4.12 (a). En cambio, para el detector M0904 las curvas para distintas temperaturas normalizadas presentan la misma forma (Figura 4.12 (b))



(a)



(b)

Figura 4.12: Curvas I-V normalizadas medidas en la región de la superficie. (a) Para el detector M02.2-1 para las siguientes temperaturas — -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C). (b) M0904 para las temperaturas — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5°C.

#### 4.3.3.1 Ajuste de las medidas I-V de la región de la superficie según el modelo de difusión

Las curvas I-V en la región superficial siguen mostrando una tendencia aproximadamente lineal para voltajes por encima de 2V en valor absoluto. Por este motivo, se considera en primer lugar el modelo de difusión para ajustarlas. La Figura 4.13 muestra las curvas I-V del detector M02.2-1 ajustadas según este modelo.

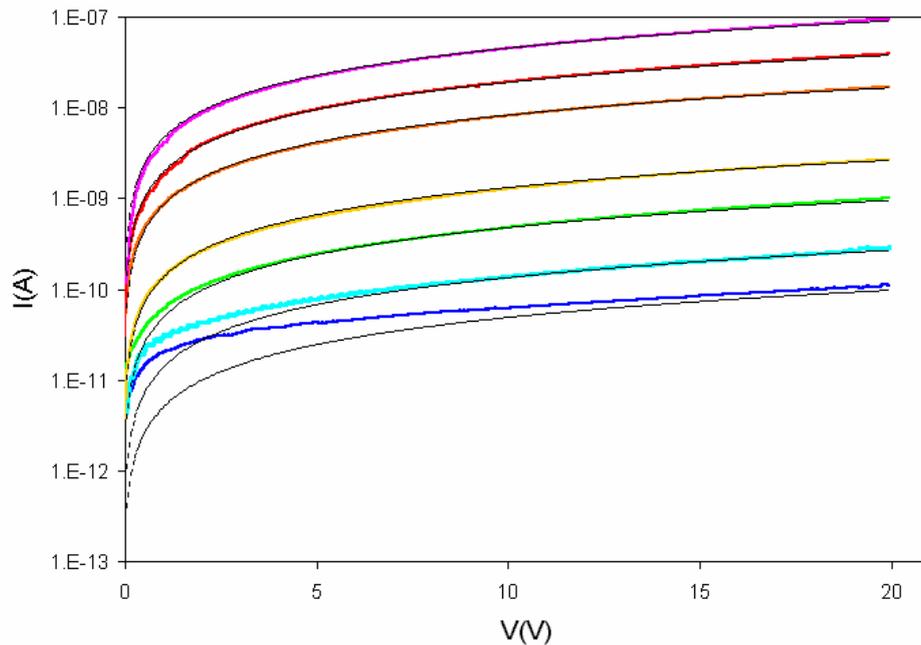


Figura 4.13: Curvas I-V medidas en la superficie del detector M02.2-1 para distintas temperaturas (— -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C) y ajustadas con el modelo de difusión.

El modelo de difusión no es suficientemente preciso para ajustar las curvas de menor temperatura. Los valores de la altura de la barrera obtenidos del ajuste se muestran en la Tabla 4.7. El valor de  $N_D$  sigue siendo del mismo orden que en la región del volumen ( $\sim 10^8 \text{cm}^{-3}$ ).

En la Figura 4.14 se muestra el ajuste de la curva I-V para la temperatura de +19.3°C en escala lineal-lineal. La linealidad esperada por este modelo no es estrictamente la que presentan los resultados experimentales.

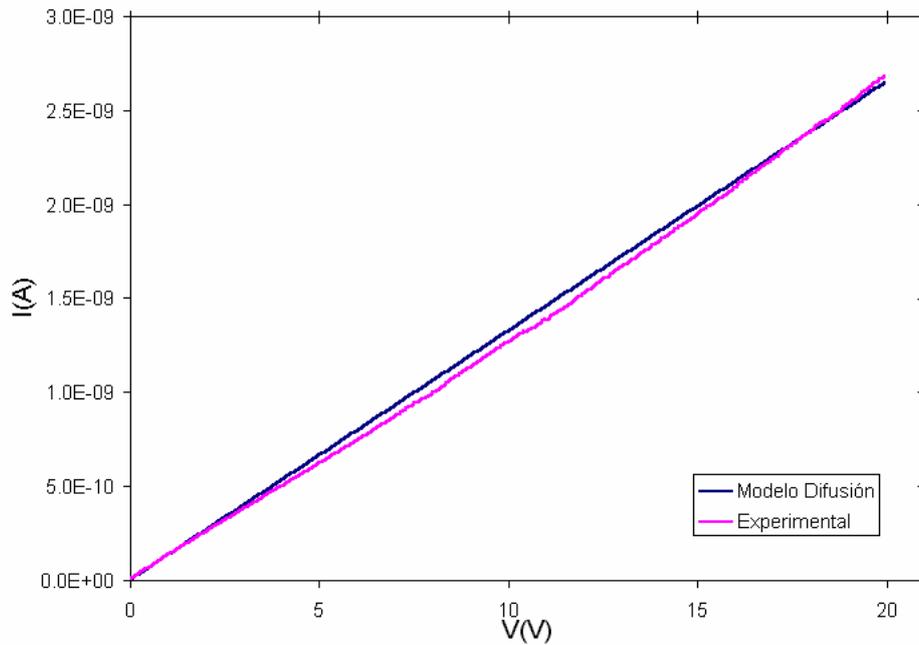


Figura 4.14: Curva I-V de la región de la superficie para el detector M02.2-1 a una temperatura de +19.3°C, junto con la curva que proporciona el modelo de difusión en escala lineal-lineal.

Para el detector M0904 se consideran, al igual que en la región del volumen sólo temperaturas por encima de 0°C. Las curvas I-V y el ajuste de éstas al modelo de difusión se muestran en la Figura 4.15.

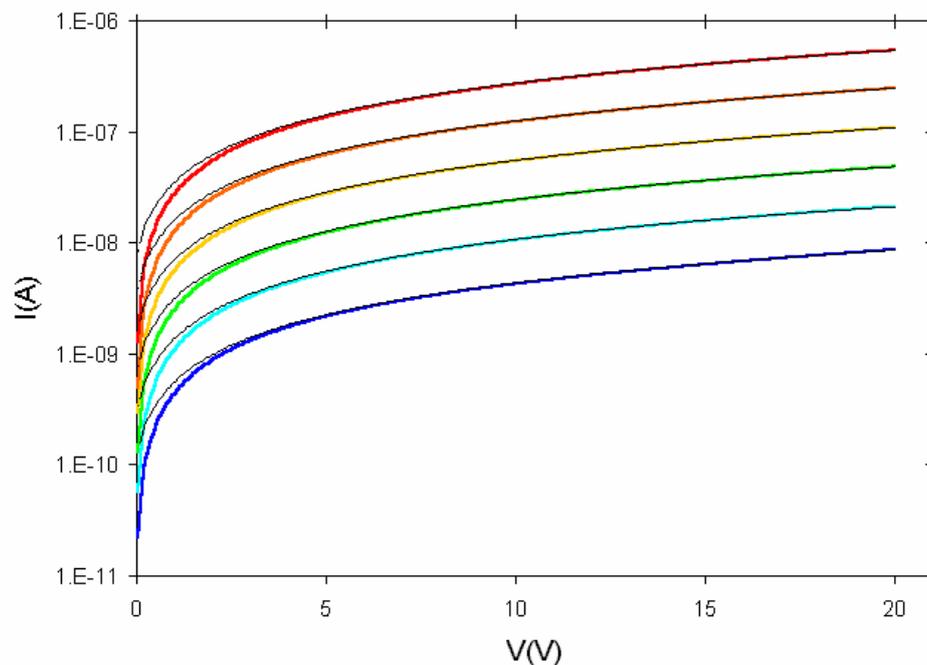


Figura 4.15: Curvas I-V medidas en la superficie del detector M0904 para distintas temperaturas (— +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5°C) y ajustadas con el modelo de difusión.

Para este detector el modelo de difusión ajusta aceptablemente las curvas I-V para voltajes por encima de  $\sim 5V$  y para todas las temperaturas. Los valores de la altura de la barrera se indican en la Tabla 4.8.

Tabla 4.7: Valores de la altura de la barrera Schottky en la superficie de los ánodos para el detector M02.2-1 calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.

T(°C)	$\phi_{Bn}(V)$
-18.1	0.720
-4.9	0.735
+6.6	0.737
+19.3	0.746
+38.8	0.748
+49.3	0.751
+58.7	0.749

Tabla 4.8: Valores de la altura de la barrera Schottky en la región superficial del detector M0904 calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.

T(°C)	$\phi_{Bn}(V)$
+9.76	0.697
+19.4	0.698
+29.2	0.701
+39.2	0.703
+49.4	0.705
+59.5	0.705

Al igual que en la región del volumen, se calcula el valor de la resistencia y la resistividad superficial. Este cálculo se realiza para la primera región lineal de las curvas (para voltajes menores de 2V) donde se cumple la ley de Ohm. Las Tablas 4.9 y 4.10 muestran los valores de resistencia y resistividad para ambos detectores en la región de la superficie para las distintas temperaturas.

Tabla 4.9: Valores de la resistividad en la región de la superficie para el detector M02.2-1.

T(°C)	Resistencia ( $\Omega$ )	Resistividad ( $\Omega\text{cm}$ )
-18.1	$1.30 \times 10^{10}$	$6.30 \times 10^8$
-4.9	$1.31 \times 10^{10}$	$6.32 \times 10^8$
+6.6	$2.00 \times 10^{10}$	$9.67 \times 10^8$
+19.3	$6.94 \times 10^9$	$3.36 \times 10^8$
+38.8	$1.11 \times 10^9$	$5.35 \times 10^7$
+49.3	$5.18 \times 10^8$	$2.51 \times 10^7$
+58.7	$2.70 \times 10^8$	$1.31 \times 10^7$

Tabla 4.10: Valores de la resistividad en la región de la superficie para el detector M0904.

T(°C)	Resistencia ( $\Omega$ )	Resistividad ( $\Omega\text{cm}$ )
+9.76	$2.21 \times 10^9$	$1.34 \times 10^8$
+19.4	$8.93 \times 10^8$	$5.41 \times 10^7$
+29.2	$3.94 \times 10^8$	$2.39 \times 10^7$
+39.2	$1.78 \times 10^8$	$1.08 \times 10^7$
+49.4	$7.75 \times 10^7$	$4.70 \times 10^6$
+59.5	$3.45 \times 10^7$	$2.09 \times 10^6$

Para el cálculo de la resistividad en el caso de la región superficial, es necesario estimar los valores de  $l$  y  $S$  de la ecuación (4.6).  $l$  es la separación promedio entre electrodos, como se indica en el esquema de la Figura 4.11, cuyo valor es de 0.0325cm para los dos detectores. La superficie  $S$  se calcula a partir de la longitud promedio de los electrodos y de la profundidad hasta la que penetra la corriente superficial, denominada  $z$  en la Figura 4.11. Este último parámetro es difícil de estimar. En la referencia [Bolotnikov 2003] lo consideran como 0.1 $\mu\text{m}$ , pero en este caso se emplea un valor más conservativo de 1 $\mu\text{m}$ .

Respecto a los resultados obtenidos en esta región empleando el modelo de difusión se puede destacar lo siguiente:

- 1.- La variación de  $\phi_{Bn}$  con la temperatura es más significativa en la región de la superficie que en el volumen para el detector M02.2-1. Lo contrario ocurre para el detector M0904. Aunque las variaciones de  $\phi_{Bn}$  con la temperatura pueden parecer despreciables (0.702V  $\pm$ 0.003V) la dependencia de las corrientes con este parámetro es muy significativa.
- 2.- Considerando las áreas efectivas de ambos detectores la densidad de corriente en la superficie del detector M02.2-1 es significativamente mayor la del detector M0904, del orden de 5 veces mayor.
- 3.-La altura de la barrera en la superficie de los ánodos es menor que en el volumen.

#### 4.3.3.2 Ajuste de las medidas I-V de la región de la superficie según el modelo ITD

El modelo ITD también ha sido empleado con éxito para ajustar medidas I-V en la región superficial. Un ejemplo de esto se puede encontrar en la referencia [Bolotnikov 2003]. En el caso de las medidas eléctricas superficiales para los detectores M02.2-1 y M0904 el ajuste según este modelo se muestra en las Figuras 4.16 y 4.17 respectivamente.

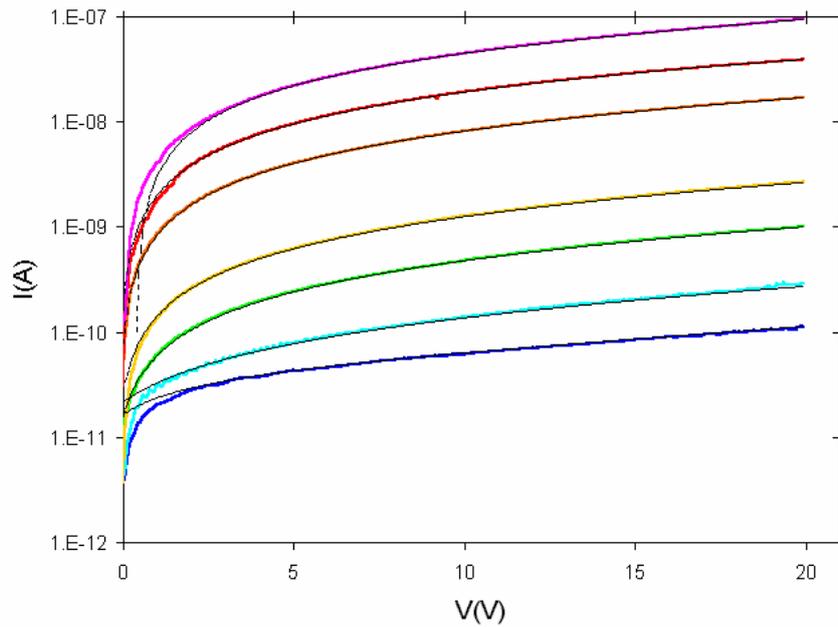


Figura 4.16: Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M02.2-1 para las temperaturas: — -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.11)

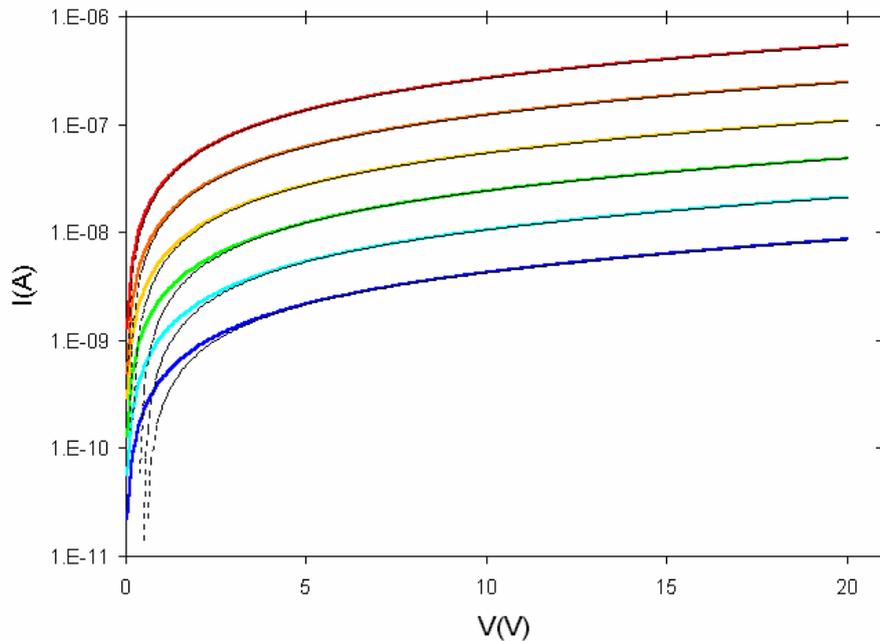


Figura 4.17: Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M0904 para las temperaturas: — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.12)

Los valores de los parámetros del modelo ITD con los que se han obtenido los resultados mostrados en las figuras anteriores se indican en las Tablas 4.11 y 4.12.

Tabla 4.11: Los parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V superficiales para el detector M02.2-1 al modelo ITD para las distintas temperaturas.

T(°C)	$\theta_n$	$\phi_{Bn}(V)$	$C_2$	$V_{RT}(V)$
-18.1	0.013	0.693	0.048	1.500
-4.9	0.100	0.737	0.033	1.900
+6.6	0.200	0.7387	0.0222	0.370
+19.3	0.290	0.7492	0.018	0.240
+38.8	0.600	0.7498	0.01	0.100
+49.3	0.600	0.7517	0.008	0.100
+58.7	0.062	0.7459	0.034	-0.380

Tabla 4.12: Los parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V superficiales con el modelo ITD para el detector M0904 a distintas temperaturas.

T(°C)	$\theta_n$	$\phi_{Bn}(V)$	$C_2$	$V_{RT}(V)$
+9.76	0.049	0.6904	0.0363	-0.56
+19.4	0.057	0.6926	0.0321	-0.49
+29.2	0.069	0.6963	0.0284	-0.38
+39.2	0.097	0.7005	0.0228	-0.17
+49.4	0.118	0.70259	0.0201	-0.089
+59.5	0.131	0.70379	0.0191	-0.033

Con el modelo ITD se obtienen resultados contradictorios. Los valores del coeficiente de transmisión obtenidos para ambos detectores son bastante menores que 1. Por tanto, según la interpretación de [Bolotnikov 2002 IEEE, NIM] las curvas deberían corresponder al límite termoiónico en lugar de al difusivo. Sin embargo, el modelo difusivo ha demostrado ser válido en este caso. Los valores que se esperarían obtener de  $\theta_n$ , al igual que en la región del volumen, serían próximos a uno. De esto se concluye que el modelo ITD no proporciona en este caso una interpretación consistente de los resultados.

Las diferencias encontradas entre las regiones del volumen y la superficie de los detectores indican que las corrientes de fuga superficiales no están dominadas por las corrientes en el

volumen. Si esto fuera así las curvas I-V superficiales también seguirían el modelo ITD. Esto hace pensar que la corriente en la superficie se debe en gran medida a la presencia de la capa de baja resistividad mencionada anteriormente.

#### 4.3.3.3 Ajuste de las medidas en la región de la superficie según el modelo SCLC

Otro modelo posible para describir este tipo de sistemas, es el SCLC. Según esta interpretación la carga espacial, que se acumula en la capa con una mayor conductividad, limita la corriente existente entre los ánodos.

Los detectores presentados en este trabajo se pueden considerar dentro del segundo caso de los descritos en el apartado 3.3.5, en el llamado régimen óhmico de la teoría SCLC. En el régimen óhmico se considera que la densidad de portadores generados térmicamente  $n_0$ , es mucho mayor que la densidad de portadores inyectados. Por tanto, la densidad total de portadores,  $n(x)$ , es aproximadamente igual a  $n_0$ . La densidad de corriente se debe principalmente a  $n_0$ . Sin embargo, la concentración neta de portadores en la región de carga espacial será próxima a cero, puesto que la contribución neta en la ecuación de Poisson es  $n(x) - n_0$ . Luego,

$$j = e\mu n_0 E_{\Omega} = cte \quad (4.7)$$

Esta ecuación corresponde al flujo de corriente en ausencia de difusión, que se puede expresar por:

$$j = \frac{e\mu n_0}{L} V_c \quad (4.8)$$

Usando esta sencilla ecuación para ajustar los datos experimentales los resultados que se obtienen se muestran en las Figuras 4.18 y 4.19, para los detectores M02.2-1 y M0904 respectivamente.

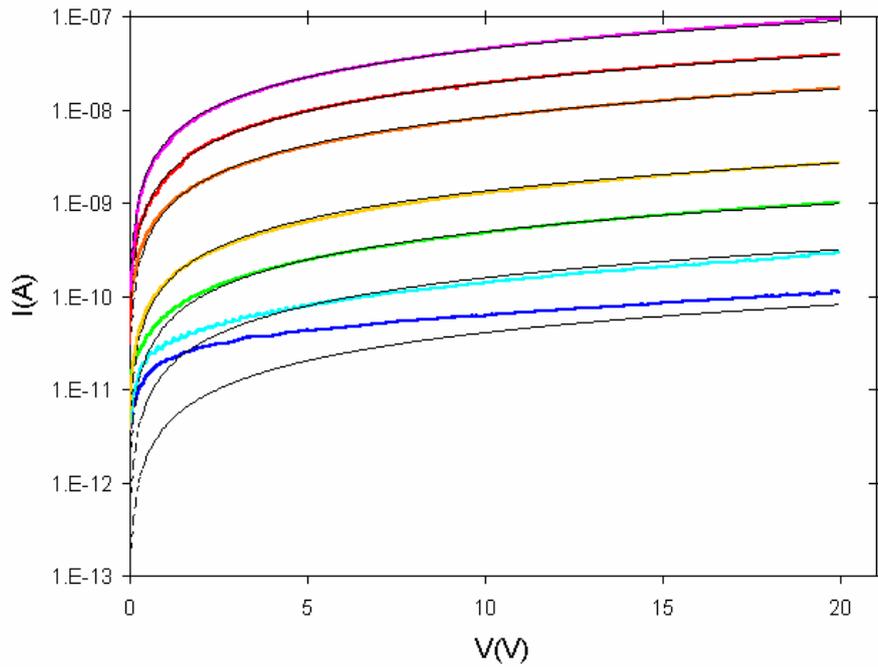


Figura 4.18: Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M02.2-1 para las temperaturas: — -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo SCLC.

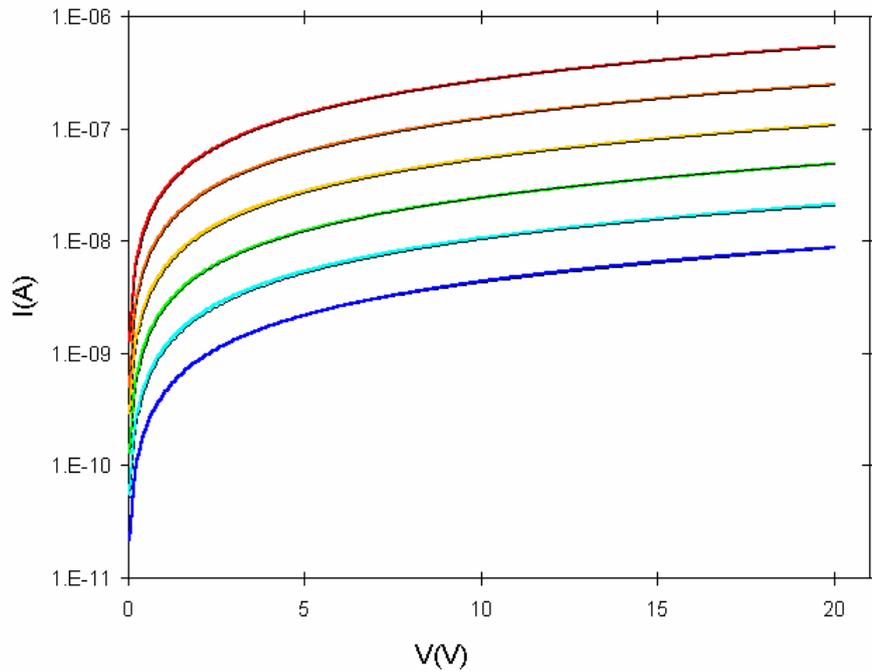


Figura 4.19: Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M0904 para las temperaturas: — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo SCLC.

Para el detector M02.2-1 los resultados que se obtienen de este ajuste son muy similares a los que proporciona el modelo de difusión. En cambio para el M0904 se obtiene una mejor aproximación. Para temperaturas bajas se obtienen las mayores discrepancias con los resultados experimentales. Lo mismo que ocurría para los dos modelos anteriormente empleados.

Las curvas I-V no muestran una transición entre el régimen óhmico y la ley de Child. Tampoco presentan evidencias de tener trampas para las temperaturas y rangos de voltaje de interés. Todo esto es una prueba de la calidad del tratamiento superficial y de la deposición de los electrodos.

## 4.4 Implicaciones para el futuro diseño de electrodos

La existencia, en la superficie de los ánodos, de una capa interfacial con mayor conductividad afecta a la recolección de carga [Prettyman 2002]. Las condiciones de polarización óptimas entre los electrodos coplanares se ven afectadas por la presencia de esta capa. Con el fin de estudiar el efecto de esto tiene en la eficiencia de la recolección de carga, se realizó un análisis digital de la forma de los impulsos. Dicho análisis se realizó para el detector M0904, polarizándolo en las condiciones habituales de operación ( $V_c = -1200V$ ,  $V_a - V_{a_{nc}} = 30V$ ). La descripción detallada del montaje empleado para realizar este experimento se presenta en el capítulo siguiente y en la referencia [González 2005 IEEE]. Se analizó la forma de las señales inducidas por la radiación en los ánodos y en el cátodo. Para ello se irradió la región central del cátodo con un flujo de electrones proveniente de una fuente beta de  $^{90}Sr$ . Para garantizar que se incidía en la región central del detector se colimó la fuente con un colimador de plomo de 2cm con un orificio de 0.5mm. En estas condiciones se adquirió una colección de impulsos para analizar sus formas. Aquellos que presentaban atrapamiento no uniforme se rechazaron. En los casos analizados el total de la carga se recolectaba en el ánodo colector. No se encontró ningún caso en el que ésta se repartiera entre los dos ánodos o entre el ánodo y el anillo de guarda. Con esto se puede concluir que en las condiciones de polarización elegidas el detector presenta una eficiencia máxima.

Para diseñar los electrodos coplanares empleados en los detectores usados en esta tesis se consideró un volumen con resistividad constante. Se consideró la aproximación electrostática para calcular la distribución del campo y el potencial eléctrico que producen estos electrodos coplanares. Estos cálculos se realizaron usando los programas Coulomb y ANSYS 6.0. Primero se comprobó que nuestro diseño de electrodos producía un buen balance en los potenciales de ponderación. Una vez verificado esto, se estudiaron perfiles de recolección de carga para distintos valores de polarización entre los ánodos y el cátodo. Se encontró que existe una

diferencia de potencial mínima que hay que aplicar para que toda la carga se recolecte en un ánodo. Sin embargo, cuanto mayor es esta diferencia de potencial, mayores serán también las corrientes de fuga entre los ánodos. Es necesario alcanzar un compromiso entre ambos efectos a la hora de elegir la diferencia de potencial óptima para polarizar el detector.

Para el detector M02.2-1 se modeló el campo eléctrico para las condiciones de polarización descritas anteriormente y se consideró un valor de la resistividad de  $10^{10}\Omega\text{cm}$ . La simulación se realizó con ANSYS 6.0. La deriva de carga en el volumen se simuló moviendo una distribución puntual de carga con una movilidad igual a  $1000\text{cm}^2/(\text{Vs})$ . Se supuso que el tiempo de atrapamiento era suficientemente largo para considerar que la carga alcanzaba la superficie de los ánodos sin sufrir una degradación importante. Se despreció el proceso de difusión. Los valores que se consideraron de la coordenada  $x$  iban desde el centro de una tira de electrodo no colector hasta el centro de la siguiente tira, correspondiente a un electrodo colector. La simulación se realizó en dos dimensiones, se consideró por tanto sólo el plano  $y=0$ . En la figura 4.20 se muestra la deriva de la carga en la región próxima a la superficie de los ánodos. Las trayectorias son prácticamente rectas en casi todo el volumen del detector, entre  $z=-10\text{mm}$  y  $z=-1\text{mm}$ . Existe una alta proporción de la carga creada en la posición del gap entre los electrodos que no alcanza el ánodo colector. Aunque se considere también el efecto de la difusión, no se consigue compensar completamente este efecto.

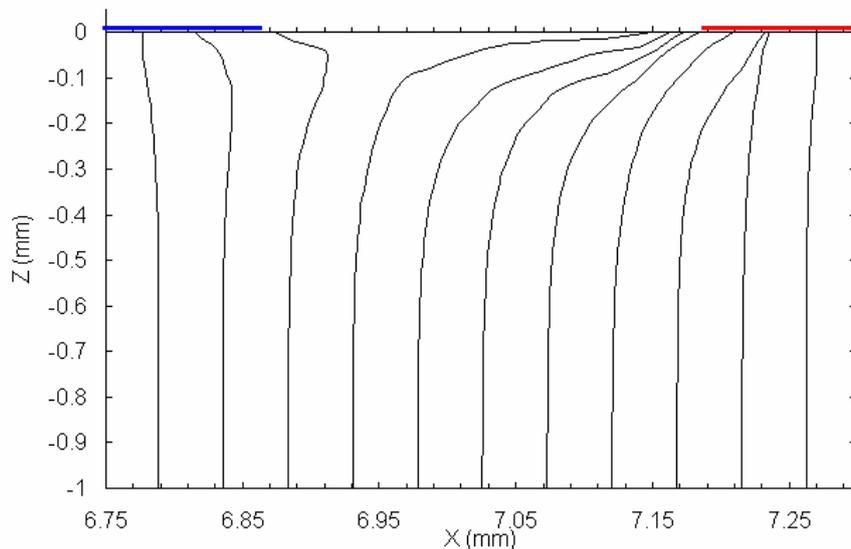


Figura 4.20: Trayectorias de los electrones generados en la superficie del cátodo que derivan hacia la superficie del ánodo ( $z=0$ ). Se muestra sólo la región más próxima a la superficie de los ánodos. La coordenada  $x$  varía desde la posición central de un electrodo no colector ( $x\sim 6.75\text{mm}$ ) representado como una línea azul en la figura, hasta el centro de un electrodo colector ( $x\sim 7.25\text{mm}$ ) representado con una línea rojo.

Si se incluye la existencia de una capa de menor resistividad en la superficie de los ánodos, en el modelo realizado con ANSYS 6.0 los resultados son muy distintos. Se consideró una capa interfacial de  $20\mu\text{m}$  con una resistividad dos órdenes de magnitud menor que en el volumen. Este valor es mayor que el grosor real esperado. Se eligió este valor en función de las restricciones en la implementación del modelo en ANSYS. Teniendo en cuenta que el grosor esperado de la capa conductora es menor que el considerado, los resultados esperables de esta simulación tendrán sólo valor cualitativo. Los resultados se muestran en la Figura 4.21.

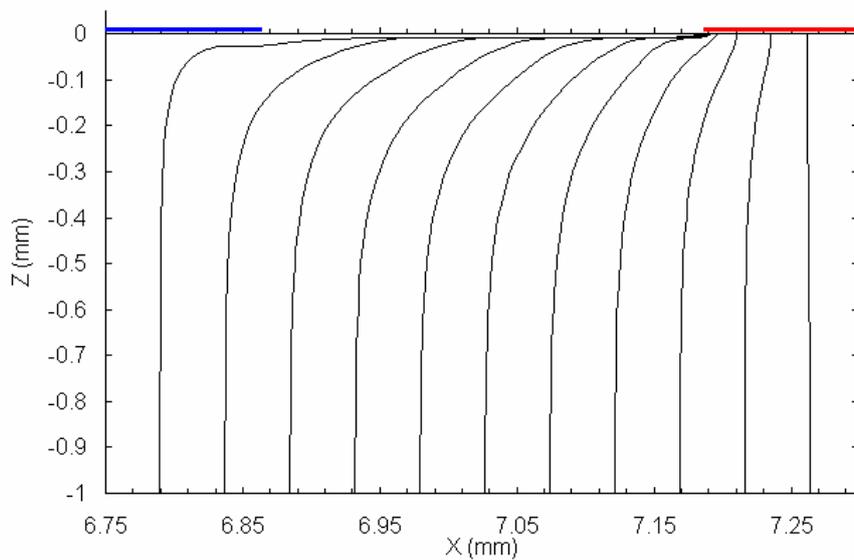


Figura 4.21: Diagrama de las trayectorias de los electrones análogo al presentado en la Figura 4.20 con la particularidad de que en este caso se considera una capa superficial de  $20\mu\text{m}$  de grosor de resistividad  $10^8\Omega\text{cm}$ .

A pesar de las limitaciones mencionadas anteriormente la simulación es válida para identificar los efectos que produce la capa de baja resistividad. Es evidente la necesidad de considerar esta capa interfacial para futuros diseños de electrodos. Se ha comprobado de forma cualitativa que dicha capa favorece la eficiencia en la recolección de la carga.

## 4.5 Conclusiones

Las medidas realizadas en este trabajo demuestran la validez de la teoría ITD para la región del volumen de los detectores estudiados. El límite difusivo es una teoría menos general y más simple. Sin embargo, es suficientemente precisa para describir la región del volumen en los

rangos de aplicación del detector. Dichos rangos son para temperaturas entre +10°C y +50°C y con una polarización en el cátodo de ~1000V. La validez de este modelo supone una importante simplificación del modelo eléctrico del volumen de los dispositivos empleados. Para el detector M02.2-1 el modelo de difusión no se ajusta con los datos experimentales para voltajes bajos. En este rango la presencia de la capa interfacial predicha por el modelo ITD se hace más significativa. La presencia de esta capa predice valores teóricos de corriente menores para voltajes bajos.

En la región superficial el modelo de difusión sigue siendo válido para los detectores empleados pero sólo para ciertos valores de polarización. Estos valores de voltaje incluyen los rangos de aplicación. Para temperaturas por debajo de 0°C el modelo de difusión falla. El modelo ITD permite ajustar los resultados, pero conduce a conclusiones de dudosa interpretación. Las diferencias entre los resultados obtenidos en el volumen y en la superficie confirman que sus propiedades eléctricas son distintas. Se consideran dos posibles modelos para interpretar las curvas I-V en esta región: el modelo de difusión y el modelo SCLC. Ambos asumen que existe una capa interfacial y que ésta es la principal responsable de las propiedades eléctricas en la superficie. Para el detector M02.2-1 ambos modelos dan resultados casi idénticos del ajuste a los datos experimentales. En cambio, para el detector M0904 el modelo SCLC proporciona un mejor ajuste. De acuerdo con estos resultados se puede afirmar que el tratamiento de la superficie y la deposición de los electrodos del detector M0904 son de excelente calidad, no presenta signos apreciables de la existencia de trampas, y las corrientes superficiales no abandonan el régimen óhmico en todo el rango de voltajes de interés. No obstante, incluso para este caso favorable, la concentración de carga espacial acumulada en la superficie produce una corriente mucho mayor que la existente en el volumen. Afortunadamente, el ruido electrónico en la región de la superficie es mucho menos sensible de lo esperado a esta corriente [Luke 2001; Luke 2004], si no fuera así probablemente no podrían usarse los electrodos coplanares para hacer espectrometría. Esto se debe a las propiedades particulares de las corrientes controladas por carga espacial [Bolotnikov 2002 IEEE].

Aspectos como las desviaciones de los resultados de los modelos a bajas temperaturas no quedan explicados en este trabajo.

Los efectos de la capa conductora en la superficie de los ánodos deben ser tenidos en cuenta en los futuros diseños de electrodos coplanares. Su influencia en la eficiencia de recolección de carga ha sido confirmada.

## Capítulo 5

# Medidas espectrométricas

## 5.1 Introducción

La caracterización espectrométrica de los detectores es el tema central de este trabajo. Dicha caracterización se ha llevado a cabo empleando dos métodos distintos, el clásico y mediante un sistema multiparamétrico. La forma clásica de realizar un estudio espectrométrico de un detector consiste en analizar la respuesta espectral mediante un analizador multicanal analógico (MCA). Además del procedimiento clásico, en este trabajo se ha implementado un analizador multicanal multiparamétrico (MCMP), con el que se pueden hacer análisis basados en la profundidad de interacción de la radiación. Los resultados que se obtienen con ambos métodos se comparan con simulaciones basadas en métodos Monte Carlo. Los resultados que se presentan corresponden a medidas realizadas con los detectores coplanares I9-04, M0904, M02.2-1 y 726-05 descritos en el Capítulo 1. Con estas medidas se pretenden resaltar la influencia de determinados aspectos, como el diseño de electrodos y la geometría de los detectores, sobre las propiedades espectrométricas.

Por último, se ha realizado un estudio digital de las señales a la salida de los preamplificadores directamente. Este análisis de las señales, antes de formarlas en el filtro gaussiano, ha permitido aclarar ciertos aspectos de los resultados obtenidos con los análisis analógico (MCA) y digital (MCMP).

En este capítulo se describen los montajes experimentales que se han puesto a punto para analizar las propiedades espectroscópicas de los detectores coplanares: MCA, MCMP y análisis de la forma de los impulsos y los resultados obtenidos con cada uno de ellos.

## 5.2 Analizador multicanal analógico (MCA)

### 5.2.1 Montaje experimental

La electrónica nuclear frontal utilizada en este experimento consistió en dos preamplificadores A250 (Amptek) [A250 application notes] montados sobre dos tarjetas PC 250 [A250 application notes] y acopladas en AC a los ánodos. La señal de salida de los preamplificadores se conectó a un circuito restador. Por medio de un potenciómetro era posible ajustar la ganancia relativa de los ánodos antes de restarlos. Esto permitió aplicar el método descrito en el Capítulo 2 para corregir el atrapamiento de electrones.

Toda la electrónica formada por el detector, los preamplificadores y el circuito restador, se montó en una caja metálica, que sirvió de blindaje electromagnético, como la que se muestra en la Figura 5.1.

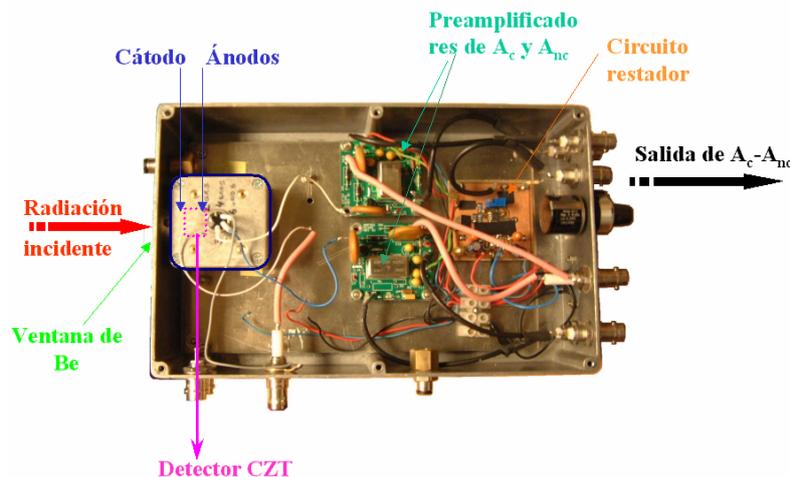


Figura 5.1: Montaje experimental de la electrónica frontal empleada para realizar un análisis espectroscópico con el MCA.

Con este montaje se tenían tres posibles canales de salida: ánodo colector, ánodo no colector y resta de los ánodos. La señal procedente de estos canales se formaba y amplificaba mediante formadores gaussianos (Ortec 855), con el fin de mejorar la relación señal ruido. Las conexiones

se realizaron con cables coaxiales de  $50\Omega$  y con conectores tipo BNC. El tiempo de formación se eligió de  $1.5\mu\text{s}$ , que es suficiente para garantizar la recolección de los electrones. La señal formada y amplificada de la resta de los ánodos se procesó en un analizador multicanal analógico (Aptec). Para optimizar la resolución energética fue necesario ajustar las ganancias relativas de ambos ánodos y de esta forma corregir el atrapamiento de electrones (como se explicó en el Capítulo 2). El analizador MCA acumulaba un histograma de los máximos de amplitud de los impulsos que recibía. Por cada impulso detectado se sumaba una cuenta al canal correspondiente. En nuestro caso se tenía un máximo de 2048 canales. La amplitud máxima de los impulsos es, en el caso ideal, proporcional a la energía. Para proporcionar resultados en energía se debe hacer una calibración empleando fuentes cuya energía de emisión sea conocida. En la Figura 5.2 se muestra esquemáticamente el montaje experimental del MCA y la forma de las señales en cada etapa de la cadena de medida.

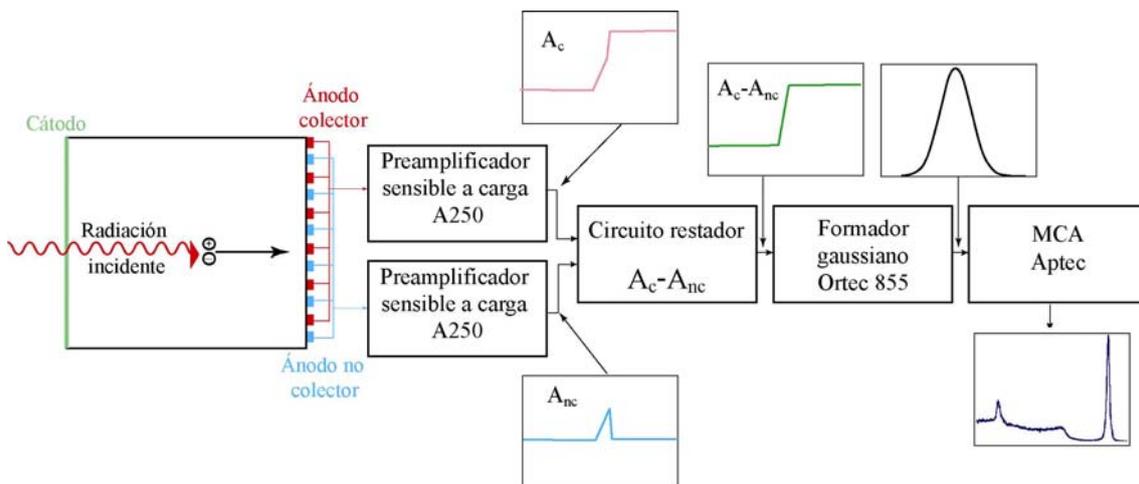


Figura 5.2: Esquema del proceso de formación del espectro con un MCA.

### 5.2.2 Resolución energética

Con el montaje descrito anteriormente se obtuvieron espectros como el que se muestra en la Figura 5.3.

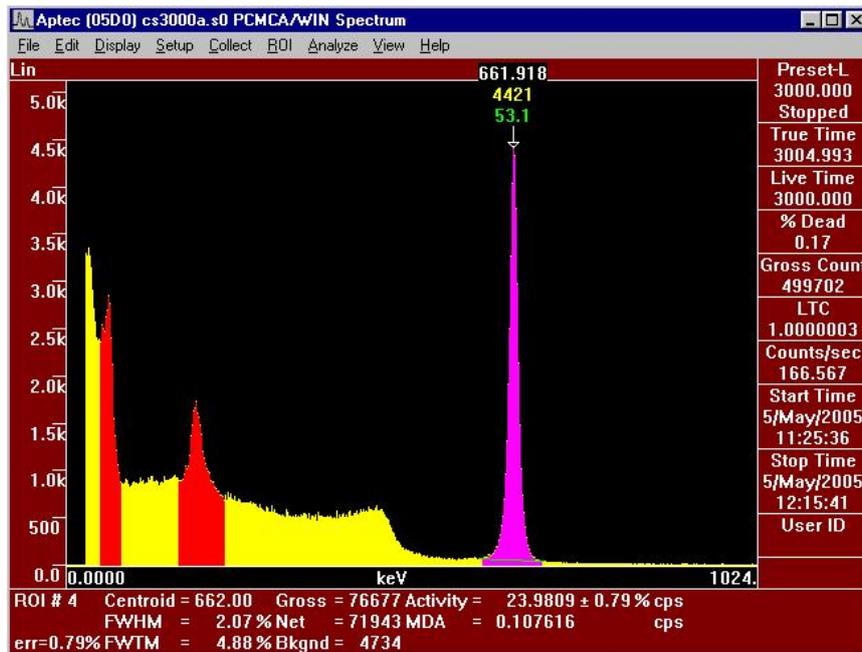


Figura 5.3: Espectro de  $^{137}\text{Cs}$  obtenido con el MCA ApteC para el detector 726-05.

El espectro presentado en esta figura corresponde a una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  y fue medido con el detector 726-05. La resolución que se obtuvo en este caso fue de 2.07% (FWHM) en el fotopico de 662keV.

Los resultados de la resolución energética obtenidos para los distintos detectores se presentan en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Resultados de la resolución energética para el fotopico de 662keV del  $^{137}\text{Cs}$  obtenidos con los distintos detectores coplanares caracterizados.

Detector	I9-04	M02.2-1	M0904	726-05
FWHM (%)	2.93	2.5	2.7	2.07
FWHM (keV)	19.42	16.55	17.87	13.70

De los datos anteriores se puede ver que el diseño de los electrodos coplanares influye en la resolución energética. El detector con peor resolución, el I9-04, posee un diseño de electrodos de 2ª generación. En cambio, todos los demás tienen un diseño de 4ª generación.

A partir de los resultados obtenidos con los detectores 726-05 y M0904 se pretendía comparar el efecto de irradiar el detector por la superficie del ánodo o por el cátodo. Debe mencionarse el hecho, sorprendente a priori, de que en el caso de irradiar el detector por la superficie de los ánodos se observe la aparición de un pico doble de rayos X, como se puede ver en la Figura 5.3. Esto es debido a que los rayos X del  $^{137}\text{Cs}$  (~30 keV) se detienen en los primeros milímetros del detector. Debido a la diferencia de potencial aplicada entre los ánodos existe un porcentaje

apreciable de huecos que son recolectados en el ánodo no colector. Esto ocurre sólo para los pares electrón-hueco creados muy cerca de esta superficie, en los demás casos los huecos derivan hacia el cátodo. Cuando en el ánodo colector llega un electrón y en el ánodo no colector llega un hueco la resta de ambos es un impulso de amplitud doble. Por este motivo se observan en el espectro dos picos a energías de  $\sim 30\text{keV}$  y  $\sim 60\text{keV}$ .

### 5.2.3 Ruido electrónico

Una contribución a la anchura del fotopico es debida al ruido electrónico de la cadena de medida. Existen dos maneras de cuantificar esta contribución al ensanchamiento de la señal. Por una parte, se puede medir el número de electrones de ruido electrónico equivalente (ENC), haciendo uso de un equipo de medida de ruido, por ejemplo, un osciloscopio y un generador de impulsos de amplitud calibrada. Otra manera consiste en introducir una señal de amplitud fija en la entrada correspondiente del preamplificador, realizar un espectro con el MCA y medir directamente el FWHM del pico generado.

Para el cálculo de la corriente de electrones debidos a la electrónica (ENC) en nuestra cadena de medida se introdujo en la entrada de test del preamplificador un impulso de amplitud calibrada (señal de test). El número de electrones que inyectaba esta señal en el preamplificador viene dado por la siguiente ecuación:

$$Q(e^-) = \frac{V(V) \cdot C(F)}{q(C)} \quad (5.1)$$

$V$  es la amplitud en voltios del impulso, que en este caso se midió a través de una resistencia de  $50\Omega$  puesto que la entrada de test del preamplificador A250 tiene una resistencia de este valor.  $C$  es la capacidad del condensador de entrada del preamplificador, cuyo valor en este caso es de  $2\text{pF}$  y  $q$  es la carga del electrón. La amplitud del impulso se eligió de manera que inyectase en el preamplificador una cantidad de electrones equivalentes a los que generaría en el detector un fotón de  $662\text{keV}$  (fotopico del  $^{137}\text{Cs}$ ). Conociendo la energía necesaria para generar un par electrón-hueco, que para el CZT es  $\varepsilon_{\text{CZT}}=4.64\text{eV}$ , la amplitud de la señal de test  $V$  se calcula a partir de la ecuación (5.1) y es de  $11.4\text{mV} \pm 0.3\text{mV}$ . Mediante un osciloscopio (Tektronix TDS 5054) se midió la amplitud de esta señal tras amplificarla en un formador gaussiano (Ortec855). Después de desconectar el generador de impulsos se midió el parámetro RMS del ruido electrónico de la señal en mV. La equivalencia entre el ruido medido en mV y el número de electrones al que corresponde es la siguiente:

$$e_{\text{RMS}}^- = \frac{\text{ruido}_{\text{RMS}}(\text{mV}) \times Q(e^-)}{\text{test}(\text{mV})} \quad (5.2)$$

$Q$  es el número de electrones inyectados al sistema, que viene dado por la ecuación (5.1),  $test$  es la amplitud de la señal de test después de amplificarla en el formador gaussiano y  $ruido_{RMS}$  es el valor del parámetro RMS del ruido de la señal después del formador gaussiano, al apagar el generador de impulsos. La relación entre el ruido electrónico equivalente, medido en electrones RMS, y la anchura FWHM (eV) del pico generado viene dado por la ecuación (1.8).

En nuestra cadena de medida el ruido debido sólo a la electrónica, sin ningún detector conectado, era de 175 electrones RMS ( $\sim 2\text{keV}$  FWHM) para el cátodo y de 260 electrones RMS ( $\sim 3\text{keV}$  FWHM) a la salida del circuito restador. Conectar y polarizar los detectores hacía que este ruido aumentase. Por ejemplo, para el detector M0904 se tuvieron 655 electrones RMS en el circuito restador y  $\sim 400$  electrones RMS en el cátodo.

## 5.3 Analizador multicanal multiparamétrico (MCMP)

### 5.3.1 Introducción

El analizador multiparamétrico se diseñó para funcionar de manera análoga a un MCA, con la diferencia de que fuera posible procesar la señal procedente de varios canales a la vez. En este trabajo, este tipo de procesador se ha utilizado para calcular la profundidad de interacción de un evento. Esta profundidad se calculó haciendo uso de la relación (2.19) entre la amplitud del cátodo y la de la resta de los ánodos. En función de este valor, que definimos como  $R$ , se pudo dividir virtualmente el detector en un número  $N_z$  de porciones a lo largo del eje  $z$  (eje perpendicular a las superficies del cátodo y de los ánodos). Cada una de estas divisiones correspondía a una lámina de detector de grosor  $L/N_z$  (siendo  $L$  el grosor del detector). Con el analizador multicanal multiparamétrico es posible almacenar la energía depositada en cada una de estas divisiones virtuales del detector como con un MCA. Se obtienen de esta manera  $N_z$  espectros correspondientes a distintas profundidades de interacción.

Antes de su uso fue necesario realizar una serie de ajustes del MCMP. En primer lugar, para poder determinar la profundidad de interacción era necesario que las ganancias de los ánodos estuvieran perfectamente igualadas antes de restarlas. Además, la ganancia de la resta de los ánodos y la del cátodo también tenían que ser iguales. Efectos como el ruido electrónico de la instrumentación de medida pueden limitar el número  $N_z$  máximo en el que es posible dividir el detector. Se presenta aquí un método para determinar la resolución alcanzable en  $N_z$  para

distintas energías. Otro aspecto importante de la calibración del sistema MCMP fue determinar el tiempo muerto, para lo cual se desarrolló un contador de tiempo.

Una vez puesto a punto el sistema MCMP se pudieron adquirir y analizar espectros a distintas profundidades de interacción. De estos espectros se pudo extraer información sobre el balance de los potenciales de ponderación cerca de la superficie de los ánodos, la calidad del cristal y el porcentaje de atrapamiento de electrones. Este último además fue posible corregirlo como se explicará más adelante.

## 5.3.2 Montaje y calibración del analizador MCMP

### 5.3.2.1 Montaje experimental

El montaje experimental empleado para analizar la profundidad de interacción se basó en la misma electrónica frontal que la empleada con el MCA. Se incluyó en este caso la señal procedente del cátodo, para la cual se empleó un tercer preamplificador A250 (Amptek). La señal del cátodo y la de la resta de los ánodos a la salida de los formadores gaussianos (Ortec 855) se procesó en el MCMP, construido con dos tarjetas digitalizadoras Gage CompuScope 12100 PCI. El esquema del montaje empleado para el análisis digital de los impulsos se muestra en la Figura 5.4.

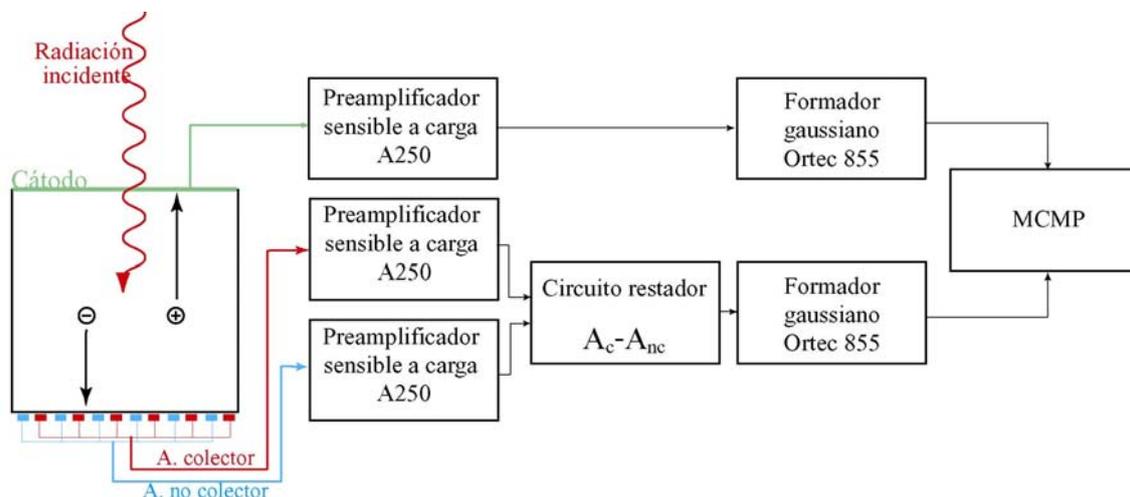


Figura 5.4: Esquema del analizador MCMP desarrollado para realizar un análisis espectrométrico en función de la profundidad de interacción.

Las tarjetas PCI empleadas proporcionaban 4 canales de digitalización de 12 bits con una velocidad de muestreo de hasta 50MS/s. Se controlaban mediante un programa desarrollado en LabWindows.

El software del sistema y su puesta a punto fue desarrollado por la División de Electrónica del CIEMAT. El sistema recibía los impulsos en coincidencia provenientes del cátodo y de la resta de los ánodos. En este caso las ganancias de ambas señales debían ser exactamente iguales. El trigger se disparaba con la señal del ánodo. A partir de los 500 primeros canales de la señal (pretrigger) se calculaba la altura de la línea de base. Con los 500 últimos canales se calculaba la amplitud máxima de la señal respecto a la línea de base para los dos canales. Con estos dos valores se determinaba la profundidad de interacción mediante la relación (2.19). En la Figura 5.5 se muestra la interfaz del programa desarrollado en LabWindows para adquirir espectros a distintas profundidades de interacción.

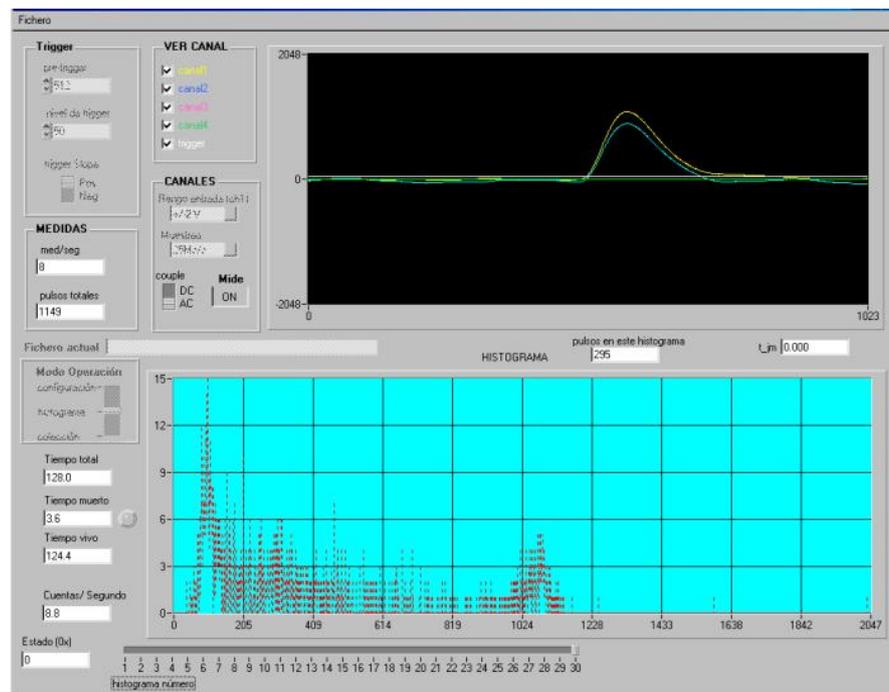


Figura 5.5: Programa desarrollado por la Div. de Electrónica del CIEMAT en LabWindows para controlar las tarjetas digitalizadoras del MCMP.

### 5.3.2.2 Ajuste de las ganancias

Para determinar con precisión la profundidad de interacción era importante que las ganancias de los dos ánodos fueran exactamente iguales. El ajuste de las ganancias se realizó con ayuda de un generador de impulsos Ortec 204 y de un osciloscopio (Tektronics modelo TDS 5054). Se visualizó en el osciloscopio la señal procedente de uno de los ánodos (A1) y la señal

correspondiente a la resta de los ánodos (A1-A2). Se introdujo una señal de test en A1 y se ajustó el potenciómetro hasta que ambas señales tuvieron la misma amplitud. Lo mismo se hizo para el otro ánodo.

También debían ser iguales las ganancias tras el amplificador gaussiano de la resta de los ánodos y del cátodo. Para conseguirlo se varió la ganancia de los formadores gaussianos empleando, al igual que antes, el generador de impulsos y el osciloscopio para saber cuándo ambas señales tenían la misma amplitud. El error en el ajuste de las ganancias, teniendo en cuenta la resolución de las medidas, era del orden del 2%. Para esta calibración de las ganancias se consideró que los condensadores de la entrada de test de las tarjetas PCA250 eran idénticos (2pF). Puesto que estos valores pueden fluctuar, se realizó un segundo ajuste de las ganancias cátodo-ánodo. Se empleó una fuente de radiación gamma de  $^{137}\text{Cs}$  y se adquirieron espectros en las mismas condiciones experimentales para el cátodo y para el ánodo colector. Para garantizar que las ganancias fueran iguales estos espectros debían tener el borde de máxima energía, correspondiente a fotones de energía 662keV, en el mismo canal. En la Figura 5.6 se muestran ejemplos de los espectros obtenidos.

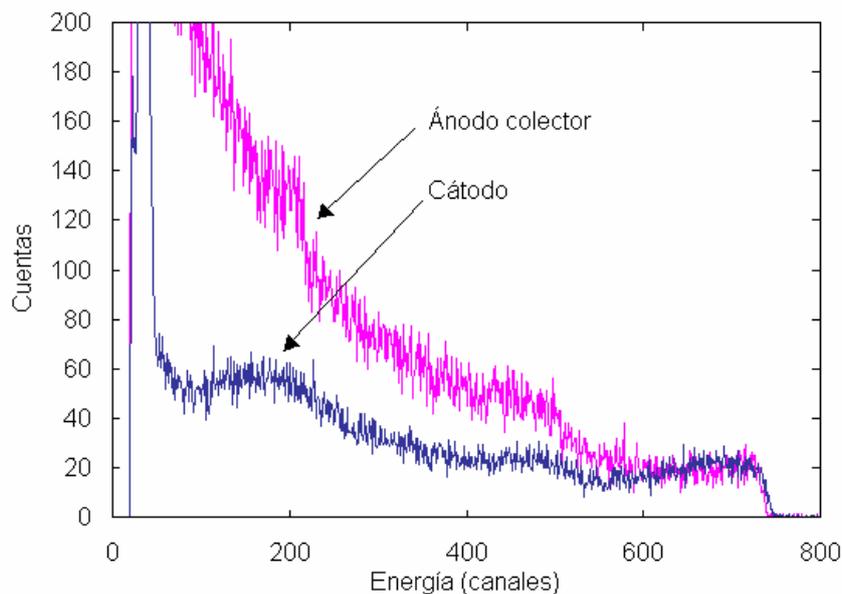


Figura 5.6: Espectros correspondientes al cátodo y al ánodo colector en las mismas condiciones experimentales para una fuente de  $^{137}\text{Cs}$ .

Como era de esperar, tanto el espectro del cátodo como el del ánodo colector presentaban una resolución pobre, correspondiente a un detector planar. No obstante, fue suficiente para realizar la calibración de las ganancias a partir del borde de máxima energía.

### 5.3.2.3 Resolución en la profundidad de interacción

En función de la relación entre las amplitudes del cátodo y de la resta de los ánodos se calcula el parámetro  $R$  descrito en la ecuación (2.19). Este parámetro da información de la profundidad de interacción. Aunque es posible elegir cualquier valor de  $N_z$ , el número de divisiones en que se discretiza el grosor del detector, no tiene sentido considerar más divisiones de las que es posible resolver. El primer factor que afecta a la resolución en  $N_z$  son las fluctuaciones en la amplitud del cátodo y los ánodos<sup>4</sup> debidas al ruido electrónico en la cadena de medida (detector - preamplificador - amplificador). Para cuantificar experimentalmente este efecto se conectó un generador de impulsos en paralelo al ánodo colector y al cátodo. Se eligió un  $N_z$  muy grande en comparación con la resolución que se esperaba obtener, por ejemplo  $N_z=80$ , que correspondía a divisiones de 0.125mm. Se adquirieron espectros de esta señal de test en las  $N_z$  divisiones elegidas. La señal debería aparecer sólo en los espectros correspondientes a  $R=1$  (y por tanto a  $N_z=80$ ), puesto que la amplitud de ambas señales era igual, salvo por las fluctuaciones citadas. Ajustando el número de cuentas recibidas en cada espectro a una función gaussiana se obtuvo la resolución FWHM del parámetro  $R$ . En la Figura 5.7 se muestra el ajuste de los datos experimentales medidos con el detector M0904, para una señal de test de energía equivalente de 524keV.

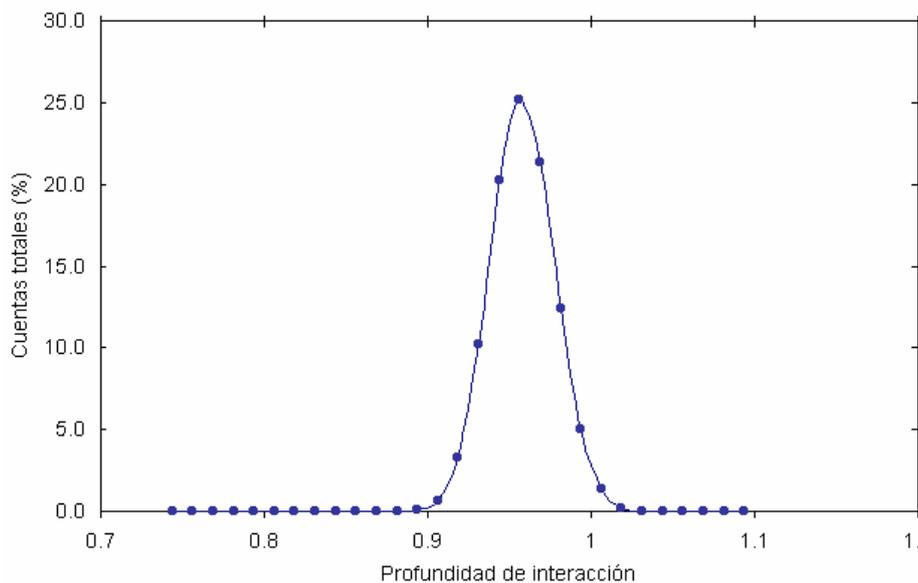


Figura 5.7: Perfil de la profundidad de interacción obtenida para el detector M0904 con una señal de test conectada en paralelo al cátodo y al ánodo colector. Se consideraron 80 divisiones

<sup>4</sup> Otros factores que afectan a la resolución de la profundidad de interacción son la homogeneidad del cristal y el atrapamiento de portadores.

de 0.125mm y la señal de test apareció en 8 de ellas. El número de impulsos en cada división se ajustó a una función gaussiana de  $FWHM \sim 0.05\text{mm}$ .

En el caso del detector M0904 para la energía de  $\sim 500\text{keV}$  la resolución que se obtuvo fue de  $\sim 0.05\text{cm}$  FWHM, correspondiente a dividir el detector en 20 partes.

Otro método empleado para confirmar la resolución alcanzable en la determinación de la profundidad de interacción consistió en irradiar el detector con una fuente beta de  $^{90}\text{Sr}$ . La energía máxima de emisión de este isótopo es de 2281keV. El montaje del detector en una caja de aluminio con una ventana de berilio permitió que una parte de los electrones emitidos alcanzasen el cristal de CZT por la superficie del cátodo. El alcance de los electrones en el CZT hace que éstos se paren muy próximos a la superficie del cátodo. Para  $N_z=20$ , es decir, para divisiones de 0.05cm, el 95% de los electrones se detiene en la primera división próxima al cátodo y el 2% del total se detienen en la segunda. El perfil de la profundidad de interacción obtenido en este caso se muestra en la Figura 5.8.

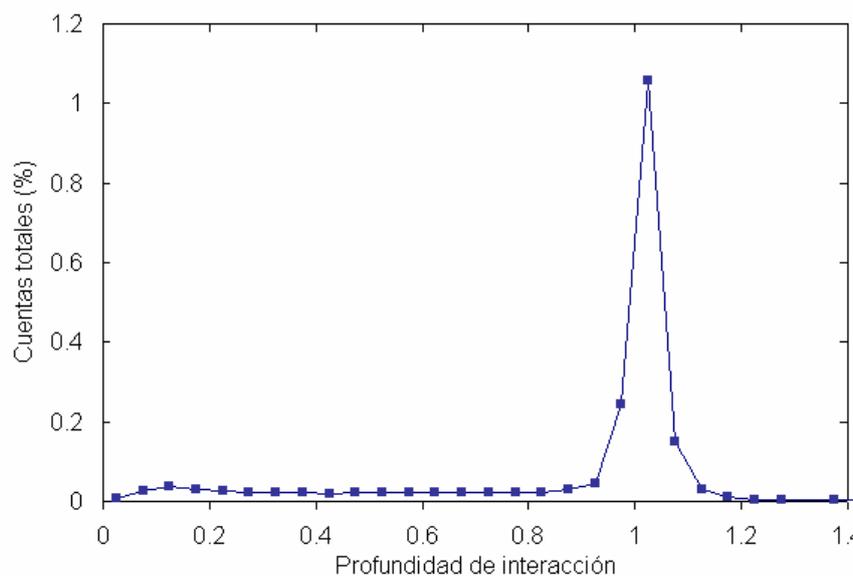


Figura 5.8: Perfil de la profundidad de interacción obtenida para el detector M0904 irradiándolo con una fuente de  $^{90}\text{Sr}$  para  $N_z=20$ .

Se puede ver que efectivamente todos los impulsos correspondían a  $R=1.0$  y que la resolución del detector era por tanto de 0.05mm.

La resolución en la profundidad de interacción también depende de la energía, puesto que cuanto mayor es ésta menor es el error relativo. Para estudiar esta dependencia se emplearon señales de test con distintos valores de energía equivalente. Los resultados obtenidos para el detector 726-05 en función de la energía equivalente se muestran en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2: Resolución en la profundidad de interacción en función de la energía equivalente para el detector 726-05.

<b>Energía equivalente de la señal de test (keV)</b>	<b>FWHM de la función gaussiana</b>	<b><math>N_z</math> máximo que es posible resolver</b>
300	0.027	37
472	0.021	47
660	0.017	59
845	NA*	~80
1000	NA*	>80
1500	NA*	>80

\* Para energías por encima de 800keV la señal de test aparecía sólo en una de las 80 divisiones, por lo que no se puede hacer el ajuste a una función gaussiana, pero sí concluir que en estos casos es  $N_z \geq 80$ .

Con este detector fue posible resolver un mayor número de divisiones que con el M0904.

#### 5.3.2.4 Calibración del tiempo muerto

Para determinar el tiempo muerto del analizador MCMP construido se desarrolló una tarjeta de circuito impreso con dos contadores, uno del tiempo total y otro del tiempo muerto. Esta tarjeta fue diseñada y construida por la División de Electrónica del CIEMAT. La tarjeta se conectó al bus PCI del PC y empleó el reloj de éste, cuya frecuencia es de 33MHz y tiene una resolución de 30ns. Mediante un divisor de frecuencia se obtuvo un reloj de 2.083MHz, que es el que utilizaban los contadores y cuya resolución era de 480ns. El contador de tiempo parcial, con el que se midió el tiempo muerto, era de 18 bits. Estaba conectado a un acumulador de 40 bits en el que se mantenía la resolución de 480ns y que tenía capacidad para almacenar hasta  $480\text{ns} \times 2^{40} = 527765.5813\text{s}$ . El contador de tiempo total también transfería el tiempo acumulado (en segundos) a un acumulador.

El programa desarrollado en LabWindows para controlar las tarjetas digitalizadoras fue adaptado para al mismo tiempo acceder a la tarjeta de los contadores de tiempo. El tiempo muerto se midió habilitando y deshabilitando el contador de tiempo parcial. De esta manera, se contaba el tiempo que transcurría desde que se disparaba el trigger hasta que el sistema se volvía a armar para detectar el siguiente impulso. El tiempo vivo de medida es la diferencia entre el

tiempo real y el tiempo muerto. En la figura 5.9 se muestra un diagrama de bloques de la tarjeta de medición de tiempo muerto.

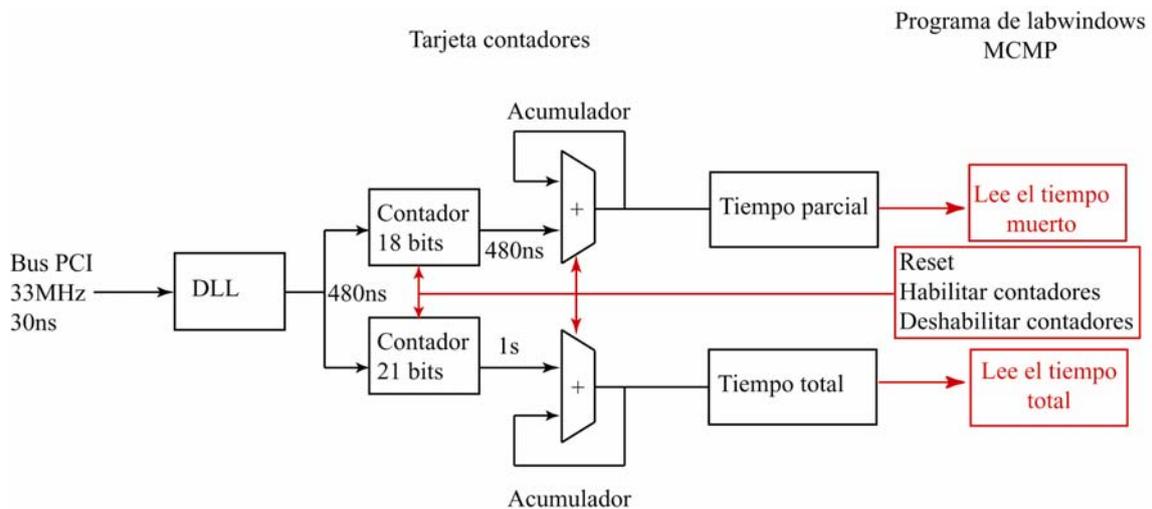
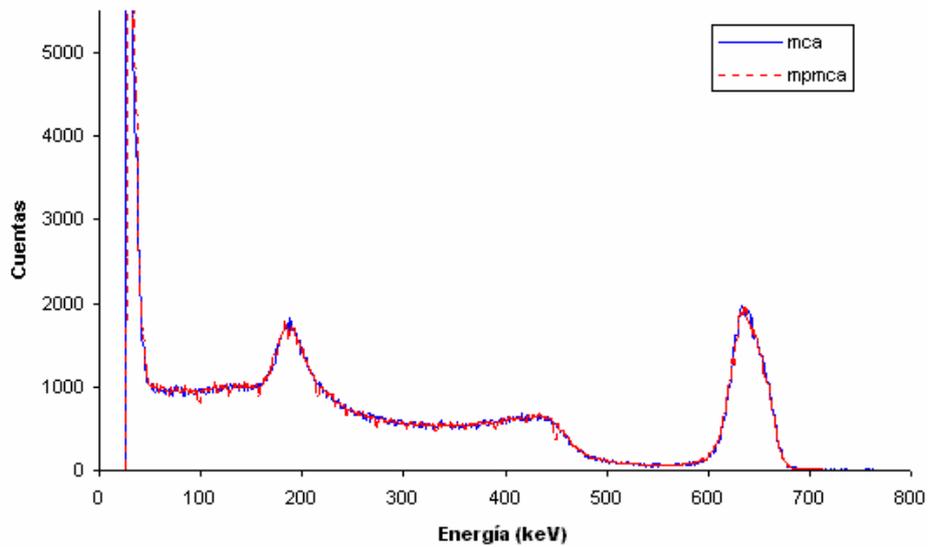


Figura 5.9: Esquema de la tarjeta de los contadores de tiempo controladas por el programa de LabWindows que implementa el analizador MCMP en las tarjetas digitalizadoras.

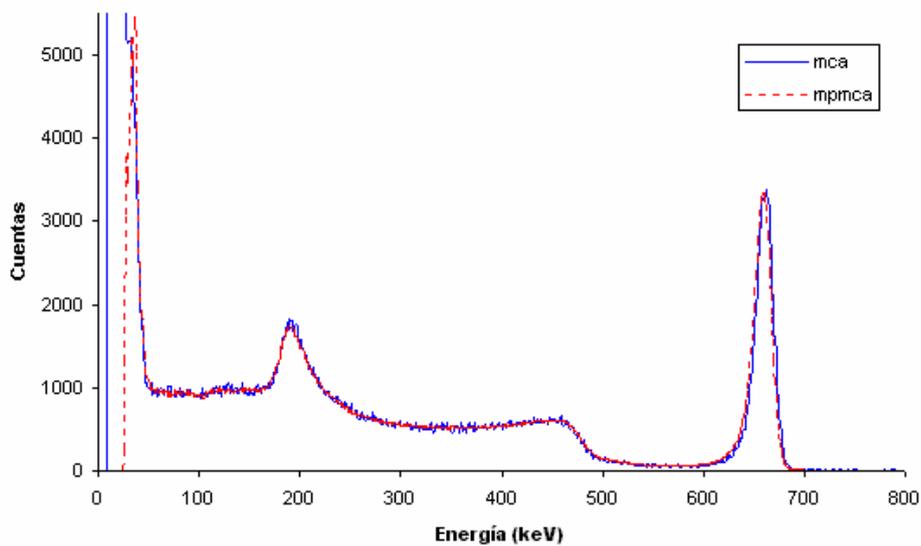
El tiempo muerto efectivo del MCMP se estimó mediante el método de las dos fuentes [Knoll 2000]. Se usaron para ello una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  con una actividad de  $29,800 \text{ Bq} \pm 6\%$  y otra de  $^{60}\text{Co}$  con una actividad de  $6,300 \text{ Bq} \pm 4\%$ .

Para comprobar que la respuesta que proporcionaba el MCMP era correcta se comparó con la respuesta del MCA en las mismas condiciones de medida. Se situó una fuente puntual de  $^{137}\text{Cs}$  a una distancia de 27mm de la superficie del detector. Se adquirieron dos tipos de espectros de referencia con el MCA. Por una parte, se midieron espectros con las ganancias relativas ajustadas para proporcionar la mejor resolución posible (corrigiendo el atrapamiento de electrones) y por otra, espectros con las ganancias de los dos ánodos exactamente iguales (sin aplicar ninguna corrección al atrapamiento de electrones). En los dos casos se eligió un tiempo de formación en el amplificador gaussiano de  $1.5\mu\text{s}$ . Para esta misma geometría entre el detector y la fuente se estudió la respuesta del MCMP. Al igual que con el MCA se adquirieron espectros con y sin corrección del atrapamiento de electrones. En los espectros sin corrección se sumaban directamente los espectros obtenidos para todas las divisiones. Para el otro caso, se aplicaba un algoritmo de corrección del atrapamiento de electrones antes de sumarlos. Este método de corregir el atrapamiento de electrones se explicará detenidamente más adelante. En la Figura 5.10 se comparan los espectros obtenidos con el MCA y con el MCMP para el detector M02.2-1 usando una fuente de  $^{137}\text{Cs}$ . El caso en el que no se corrigió el atrapamiento de

electrones se muestra en la gráfica (a) y en el que sí se corrigió en la (b). En los dos casos los espectros se normalizaron para un tiempo vivo de una hora.



(a)



(b)

Figura 5.10: Comparación de los espectros obtenidos para el detector M02.2-1 con el MCA y el MCMP en las mismas condiciones de geometría y para el mismo tiempo vivo usando una fuente de  $^{137}\text{Cs}$ . (a) Sin corregir el atrapamiento de electrones y (b) corrigiendo el atrapamiento de electrones.

Comparando los resultados obtenidos, tanto para los espectros corregidos como para los espectros sin corregir, se comprobó que el MCMP era totalmente operativo y se podía emplear para determinar cuantitativamente la eficiencia del detector.

### 5.3.3 Resultados del análisis con el MCMP

#### 5.3.3.1 Profundidad de interacción

Un ejemplo de los espectros que se obtuvieron para distintas profundidades de interacción es el que se muestra en la Figura 5.11. Corresponde al detector 726-05 irradiado con  $^{137}\text{Cs}$  y considerando 25 divisiones en z.

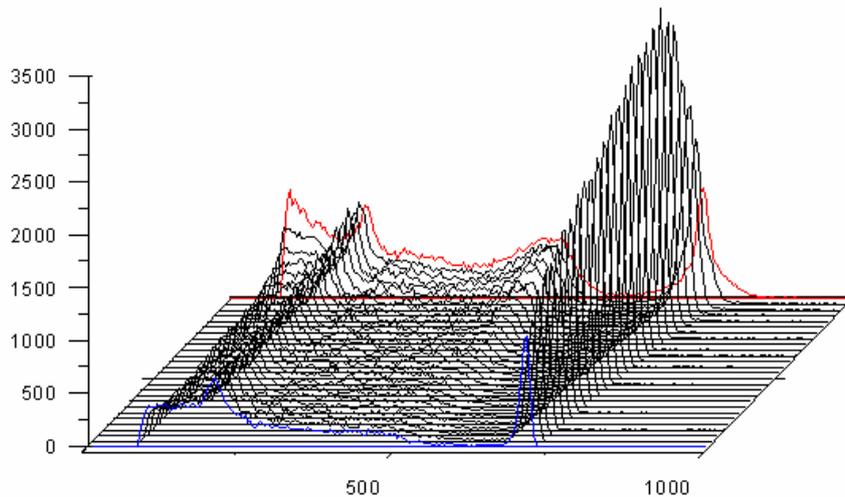


Figura 5.11: Espectros de  $^{137}\text{Cs}$  en función de la profundidad de interacción para el detector 726-05 considerando 25 divisiones en z. El espectro correspondiente a la superficie del cátodo se representan en azul y el del ánodo en rojo.

Del análisis de los espectros a distintas profundidades puede extraerse información sobre el porcentaje de atrapamiento de electrones. Éste está relacionado con la posición del fotopico a diferentes profundidades de interacción. Cuando la radiación interacciona próxima a la superficie de los ánodos los electrones generados recorren una distancia muy corta hasta ser recolectados en el ánodo correspondiente. Por tanto, no sufren apenas atrapamiento. El espectro resultante presenta el fotopico en un canal que denominaremos  $c_1$ . Por el contrario, los electrones generados cerca del cátodo deben atravesar todo el cristal. En este caso, el

atrapamiento sufrido por los electrones hace que la señal resultante tenga una amplitud menor y el fotopico aparezca en un canal  $c_2$  de energía inferior a  $c_1$ . El porcentaje de atrapamiento de electrones se puede cuantificar a partir de la diferencia entre la posición del fotopico en los dos casos extremos según la siguiente ecuación:

$$e_{atrap}^{-}(\%) = \frac{c_1 - c_2}{c_1} 100 . \quad (5.3)$$

El valor de atrapamiento de electrones, medido de esta manera para el detector M0904, fue de 6.5%. Este parámetro experimental se tuvo en cuenta posteriormente en las simulaciones.

Es posible corregir el efecto del atrapamiento de electrones aplicando un algoritmo de corrección a los espectros obtenidos para distintas profundidades de interacción antes de sumarlos. En este caso no se considera una relación lineal entre atrapamiento y profundidad de interacción. El algoritmo de corrección es particular para cada detector y se determina a partir de la posición del fotopico en distintas profundidades de interacción, haciendo un ajuste a una ecuación polinomial de 6° grado. En la Figura 5.12 se muestra como varía la posición del fotopico en función de la profundidad de interacción para el detector M0904. Este algoritmo, aplicado a cada uno de los  $N_z$  espectros antes de realizar la suma, proporciona una corrección del atrapamiento de electrones [He 1998; González 2004].

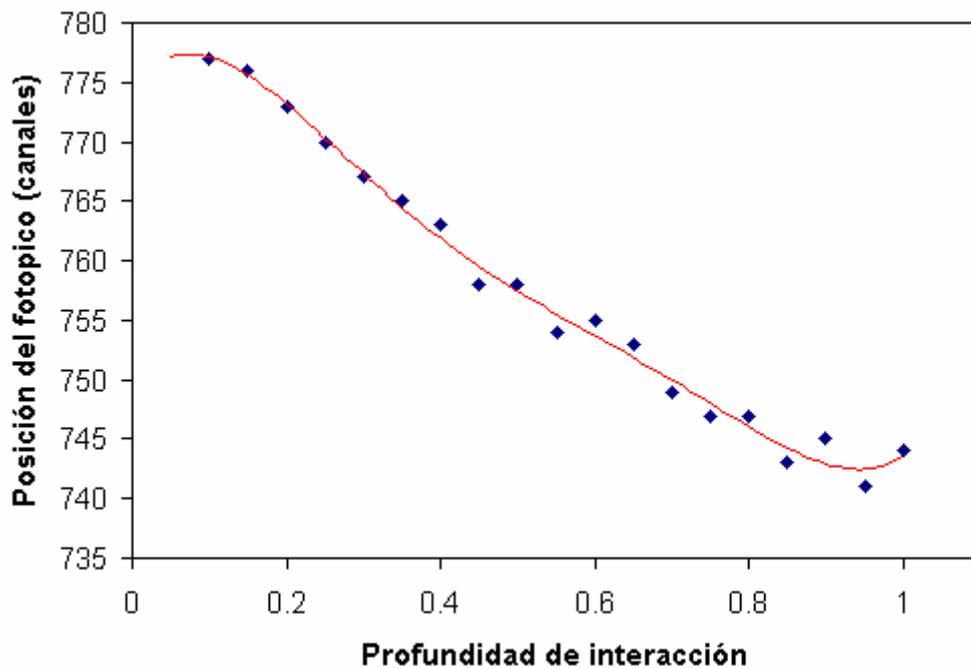


Figura 5.12: Dependencia de la posición del fotopico (en canales) con la profundidad de interacción para el detector M0904. La línea roja corresponde al ajuste de los puntos mediante una ecuación polinomial de 6° orden, que es la corrección aplicada para calcular la suma de todos los espectros.

La diferencia entre la resolución energética obtenida cerca del cátodo y cerca de los ánodos da información sobre el balance de los potenciales de ponderación de los electrodos coplanares. En la figura 5.13 se muestran los espectros obtenidos próximos al cátodo y al ánodo para los detectores I9-04, M0904, M02.2-1 y 726-05.

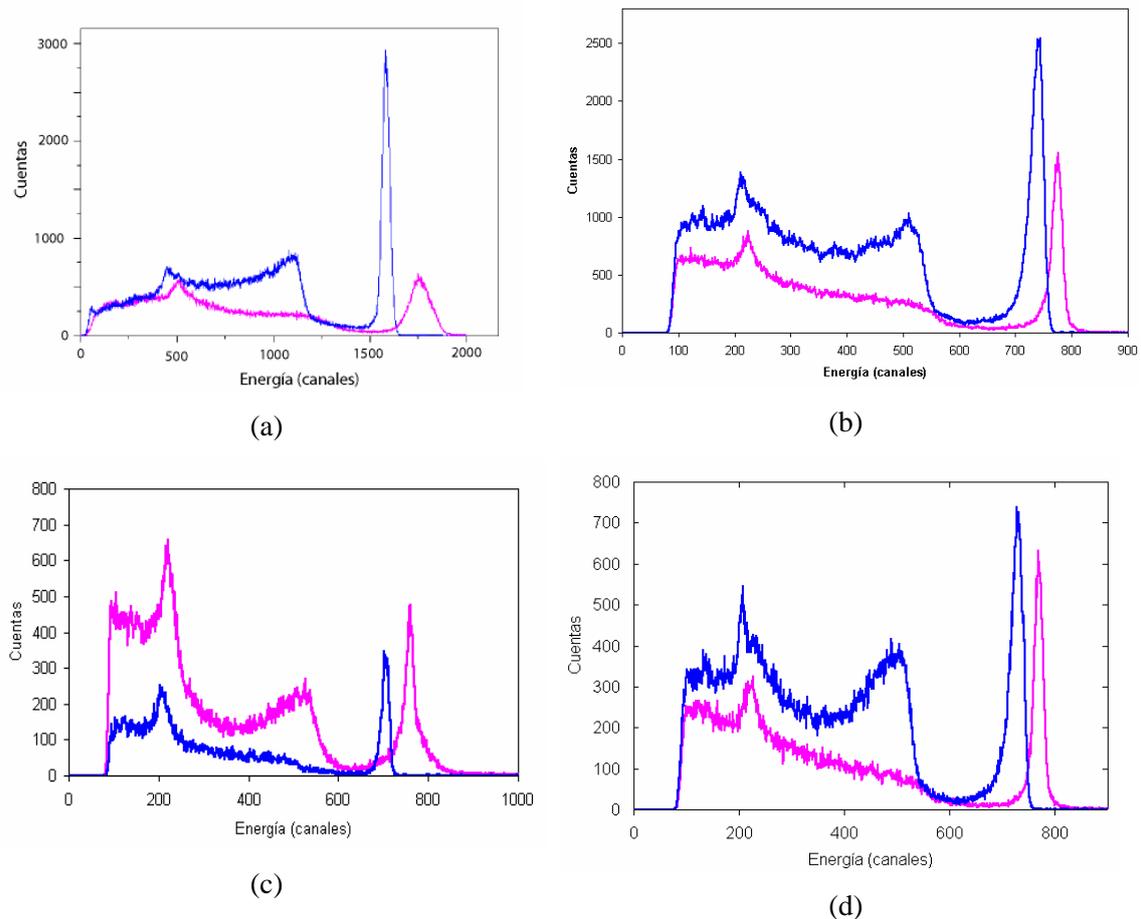


Figura 5.13: Espectros de  $^{137}\text{Cs}$  obtenidos próximos a la superficie del cátodo ( $R=1.0$ ) línea azul y del ánodo ( $R=0.1$ ) línea rosa, para los detectores (a) I904, (b) M0904, (c) 726-05 y (d) M02.2-1.

Para los detectores con electrodos de generación 4 (M0904, M02.2-1 y 726-05) se obtuvo prácticamente la misma resolución energética en el espectro próximo a la superficie de los ánodos que en el del cátodo. Este es un resultado importante que demuestra que la pérdida de resolución energética no es debida a diferencias entre los potenciales de ponderación de los dos ánodos coplanares, y por tanto, tampoco al diseño de los electrodos.

## 5.4 Comparación con la simulación

### 5.4.1 Descripción del método de simulación de la eficiencia de los detectores

La comparación de la eficiencia absoluta de los detectores con la esperada para un dispositivo ideal proporciona información sobre las propiedades de los detectores. El dispositivo ideal se simuló mediante técnicas Monte Carlo, como se presenta en la referencia [Pérez 2002]. Este programa, construido por la División de Electrónica del CIEMAT, simula la eficiencia de un detector ideal a distintas profundidades de interacción. El programa de simulación se basa en Geant4 [Agostinelli 2003] versión 4.5.0. La interacción estándar fotón-electrón se reemplazó en este programa por la versión de baja energía incluida en el paquete de procesos electromagnéticos (G4EMLOW1.1). Se emplearon una serie de subrutinas Monte Carlo propias para adaptar el código de Geant4 al estudio espectrométrico de radiación gamma en nuestros laboratorios. Se simuló la irradiación del detector y los componentes de su entorno con una fuente radiactiva definida por su actividad, forma y composición isotópica.

Para simular la amplitud de los impulsos inducidos por la radiación se empleó un modelo básico. Se calculó en primer lugar la respuesta de un detector ideal que sólo se viera afectado por una contribución gaussiana del ruido. La amplitud total correspondiente a cada evento era igual a la energía total depositada en la región sensible del detector, con una dispersión aleatoria de la amplitud que seguía una distribución gaussiana. El parámetro  $\sigma$  de esta distribución se estableció a partir del FWHM obtenido para espectros experimentales. Se consideró como región sensible del detector aquella que se encontraba bajo la superficie de los electrodos, descontando el área del anillo de guarda.

Para simular la respuesta de los detectores coplanares se calculó la amplitud máxima de los impulsos inducidos en el cátodo y en los ánodos. Estos cálculos se basaron en los modelos para electrodos coplanares ideales que proporciona el teorema de Shockley-Ramo [He 2001]. Se despreciaron en esta simulación los efectos debidos a las diferencias en los potenciales de ponderación de los ánodos cerca de la superficie. Se consideró que el rápido aumento de la carga inducida en las proximidades de los ánodos se producía en un solo escalón. Se emplearon dos modelos sencillos, uno en el que se despreciaba el efecto de los huecos y otro en el que se tenía en cuenta esta contribución. A continuación se detallan las ecuaciones correspondientes a estos dos casos:

Caso1: Sin considerar la contribución de los huecos:

Para cada evento múltiple  $i$  en el que se deposita energía en  $j$  posiciones del detector las amplitudes de la resta de los ánodos y del cátodo son las siguientes:

$$E_{resta,i} = \sum_j \left( 1 - \frac{e_{atrap} z_{ij}}{L} \right) E_{i,j} \quad (5.4)$$

$$E_{cátodo,i} = \sum_j \left( 1 - e_{atrap} \right) \frac{z_{ij}}{L} E_{i,j} , \quad (5.5)$$

donde  $e_{atrap}$  es la proporción de electrones que sufren atrapamiento por unidad de longitud (1cm),  $z_{ij}$  es la profundidad de interacción respecto a la superficie de los ánodos, para la interacción  $j$  del evento  $i$  (1.0 para interacciones en el cátodo y 0.0 para interacciones en la superficie del ánodo),  $E_{ij}$  es la energía depositada por el fotón en la interacción  $j$  del evento  $i$  y  $L$  es el grosor del detector (1cm).

En esta aproximación la amplitud de la señal del cátodo es proporcional a la profundidad de interacción, corregida por el atrapamiento de electrones. La amplitud de la resta de los ánodos no depende de la profundidad de interacción, salvo por el efecto del atrapamiento de electrones. Esta contribución varía casi linealmente entre 0.0 y  $e_{atrap}$ .

Las ecuaciones (5.4) y (5.5) corresponden a una simplificación lineal de las ecuaciones de Hecht [Hecht 1932] para la carga inducida. Esta simplificación introduce una fuente de error en la simulación, que puede ser significativa en los casos en los que  $z_{ij} \sim \mu\tau E$ . En el caso de los detectores empleados para este trabajo esta cantidad es mayor que 1.5-2.0cm.

Caso2: Considerando la contribución de los huecos

Tanto el ánodo colector como el no colector se ven afectados por la misma contribución de huecos. Por tanto, la diferencia de ambas señales es insensible al movimiento de deriva de los huecos y la ecuación (5.4) sigue siendo válida. Esta aproximación se puede considerar válida en casi todo el volumen del cristal. No será válida en las proximidades de la superficie de los ánodos, puesto que ahí el campo eléctrico hace que los huecos deriven hacia el ánodo no colector, en lugar de hacerlo hacia el cátodo. Esta región se considera despreciable en esta simulación.

En cambio, el movimiento de deriva de los huecos sí afecta a la señal inducida en el cátodo. Se supone que los huecos derivan durante un tiempo inferior a un límite fijado,  $t_{h\_max}$ , independientemente de la profundidad de interacción. Esta suposición se apoya directamente en el bajo valor de movilidad de los huecos en CdZnTe, el cual les permite alcanzar un recorrido máximo del orden de 1-2 mm antes de ser totalmente atrapados.

Con todas estas suposiciones la amplitud en la señal del cátodo se puede expresar por la siguiente ecuación:

$$E_{\text{cátodo},i} = \sum \left(1 - e_{\text{atrap}}\right) \frac{z_{ij}}{L} E_{i,j} + h_{\text{contrib}_{ij}} \quad , \quad (5.6)$$

$$h_{\text{contrib}_{ij}} = \begin{cases} (1 - h_{\text{atrap}}) \left( (L - z_{ij}) / L \right) E_{i,j}, & t_h < t_{h\_max} \\ (t_{h\_max} \mu_h E / L) E_{i,j}, & t_h \geq t_{h\_max} \end{cases} \quad , \quad (5.7)$$

donde  $h_{\text{atrap}}$  es la proporción de huecos atrapados por unidad de longitud y  $E$  es el campo eléctrico ( $\sim 1600\text{V/cm}$ ). Al igual que en el caso anterior, estas ecuaciones corresponden a una simplificación lineal de la ecuación de Hetch.

## 5.4.2 Comparación de la simulación con resultados obtenidos con el MCA

La herramienta de simulación descrita en el apartado anterior se ha empleado en este trabajo para simular los resultados experimentales obtenidos para los distintos detectores. En particular, se van a presentar las comparaciones para dos de ellos, el detector M02.2-1 [González 2004] y el detector 726-05 [González 2006].

### Comparación de la simulación con espectros reales obtenidos con el MCA para el detector M02.2-1

Para este detector se consideraron dos experimentos con geometría muy diferente, a fin de validar la herramienta de simulación en ambos.

#### Caso 1: Medidas experimentales con una fuente panorámica

Se irradió el detector con una fuente puntual de  $^{137}\text{Cs}$  de actividad  $29,800 \text{ Bq} \pm 6\%$  colocada a 27mm de la superficie superior del detector (cátodo). En estas condiciones puede considerarse una irradiación uniforme del detector. Se adquirieron espectros en los que se corrigió el efecto del atrapamiento de electrones (usando el método de las ganancias relativas) y espectros en los que no se corrigió este efecto, con el fin de simular el detector en ambas situaciones.

#### Caso 2: Medidas experimentales con una fuente colimada

Se colocó un colimador cilíndrico de plomo (de 2cm de grosor, 2cm de diámetro y con un orificio de 1mm de diámetro) entre el detector y la fuente. La fuente, situada sobre

una de las caras del colimador, se encontraba alineada con la posición central del detector. La otra superficie del colimador se encontraba a 7mm de la superficie del detector. Aunque es evidente que el efecto de la colimación era sólo parcial, esta nueva geometría supuso un cambio significativo en las condiciones de medida interesante para validar la herramienta de simulación empleada. En este caso se adquirió un espectro de  $^{137}\text{Cs}$  aplicando el método de las ganancias relativas para corregir el atrapamiento de electrones.

En las simulaciones también se consideraron dos casos distintos:

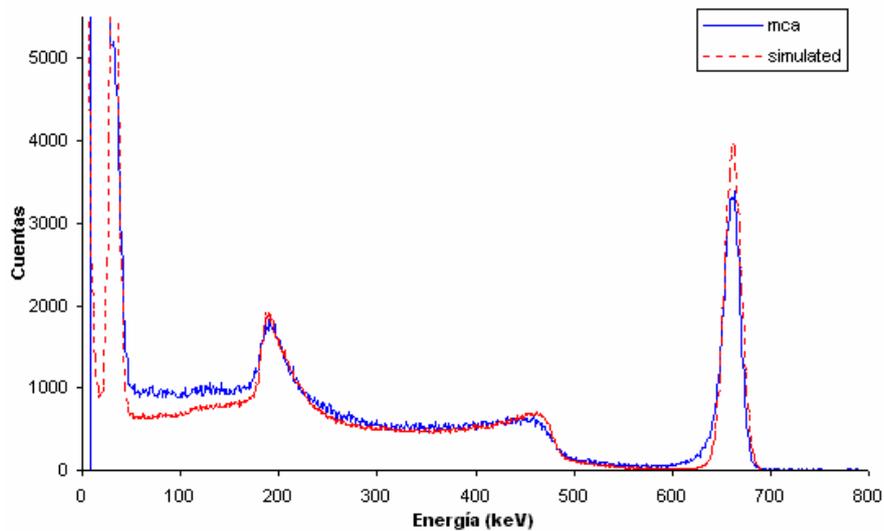
Caso 1: Simulación del detector como un dispositivo ideal.

Se supuso que la amplitud total de cada evento era igual a la energía depositada en la región sensible del cristal. Se consideró una dispersión en la amplitud del pulso muestreada de forma aleatoria siguiendo una distribución gaussiana, cuyo parámetro  $\sigma$  se estableció a partir de las medidas experimentales del FWHM realizadas con el MCA para señales de test de diferente amplitud (con distintas energías equivalentes). Los valores de FWHM empleados para las simulaciones en el caso de este detector se encontraban entre 2.5% y 3.0% para energías equivalentes de 662keV (fotopico del  $^{137}\text{Cs}$ ). No se consideró el atrapamiento de electrones, por tanto  $e_{atrap}=0$  en la ecuación (5.4).

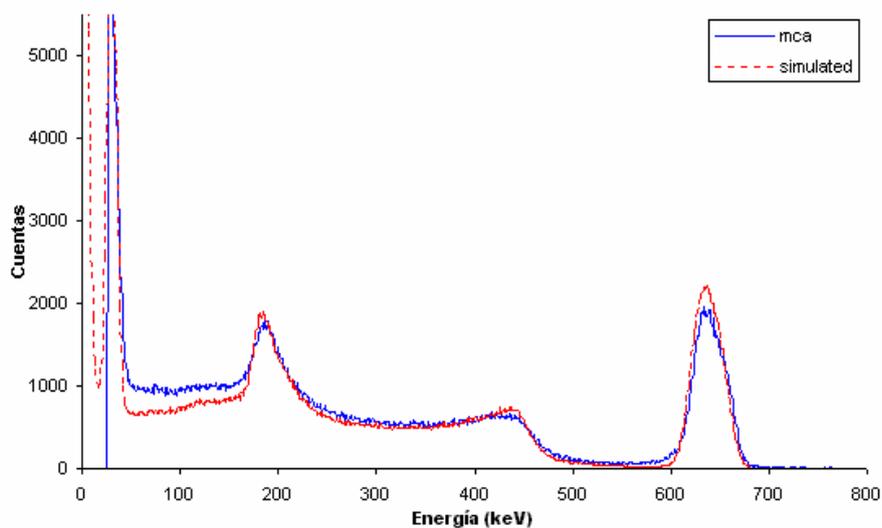
Caso 2: Simulación del detector considerando el efecto del atrapamiento de electrones.

Se empleó la ecuación (5.4) como aproximación básica a los detectores coplanares. Se calculó la energía depositada considerando que existía atrapamiento de electrones, cuyo valor se determinó a partir de medidas experimentales. Se supuso en este caso  $e_{atrap}=6.5\%$  (porcentaje de electrones atrapados por unidad de longitud). Se despreció la contribución de los huecos.

En la Figura 5.14 se comparan los resultados experimentales obtenidos en el caso 1 con la simulación. La gráfica (a) corresponde a los espectros medidos aplicando el método de corrección del atrapamiento de electrones y se compara con simulación del caso ideal (caso 1). La gráfica (b) corresponde a los espectros medidos sin corregir el atrapamiento de electrones y se compara con la simulación que considera el atrapamiento de electrones (caso 2).



(a)



(b)

Figura 5.14: Comparación de la simulación (rojo) con los resultados experimentales (azul) obtenidos con el MCA para el detector M02.2-1 irradiado por una fuente puntual de  $^{137}\text{Cs}$  sin colimar. Para espectros (a) corregidos y (b) sin corregir del atrapamiento de electrones.

En la Figura 5.15 se muestra la comparación del espectro obtenido en el segundo caso, colimando la fuente, con el resultado de la simulación del caso ideal (caso 1) para esta geometría.

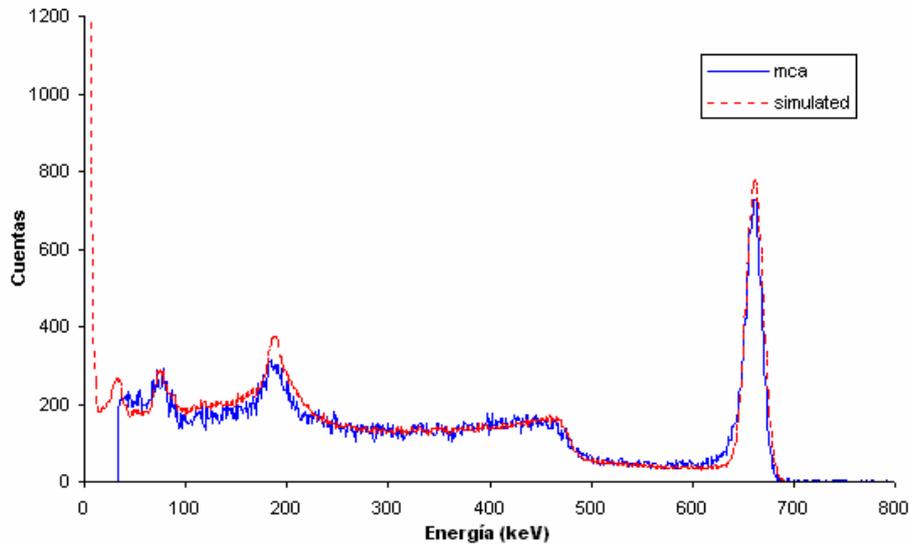


Figura 5.15: Resultado obtenido con el MCA para el detector M02.2-1, irradiado por una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  colimada y aplicando el método de corrección del atrapamiento de electrones (azul) comparado con la simulación (rojo).

En todos los casos se observa cualitativamente un buen acuerdo entre la simulación y los resultados experimentales. Comparando la Figura 5.14 (a) con la Figura 5.15 se observa que cuando la fuente se colima parcialmente la eficiencia en el fotopico mejora y la región de baja energía correspondiente a la dispersión Compton se aproxima más a la simulada. Esto demuestra que los fotones que interactúan alejados del centro del detector, parte de los cuales se han eliminado al colimar la fuente, proporcionan en algunos casos una medida errónea de la energía depositada.

La comparación cuantitativa entre simulación y resultados experimentales para los casos considerados se resume en la Tabla 5.3.

Tabla 5.3: Comparación de las eficiencias medidas experimentalmente para el detector M02.2-1 con una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  con el MCA para distintas configuraciones, con los valores obtenidos de la simulación.

<b>Diferencias relativas entre eficiencia experimental y simulada</b>			
Región del espectro	Espectro sin colimar y sin corregir (%)	Espectro sin colimar y corregido (%)	Espectro colimado y corregido (%)
Total (50-800keV)	8.4	8.4	-4.4
Compton (50-600keV)	10.3	13.2	-4.0
Fotopico (600-700keV)	-6.9	-9.9	-6.3

### Comparación de la simulación con espectros reales obtenidos con el MCA para el detector 726-05

Para este detector se realizaron medidas experimentales empleando dos isótopos distintos  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ . Se adquirieron espectros mediante el MCA corrigiendo el atrapamiento de electrones y se compararon con los resultados obtenidos mediante la simulación del caso ideal (caso 1) descrita en el apartado anterior. Los resultados obtenidos se muestran en las Figuras 5.16 y 5.17 para el  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  respectivamente.

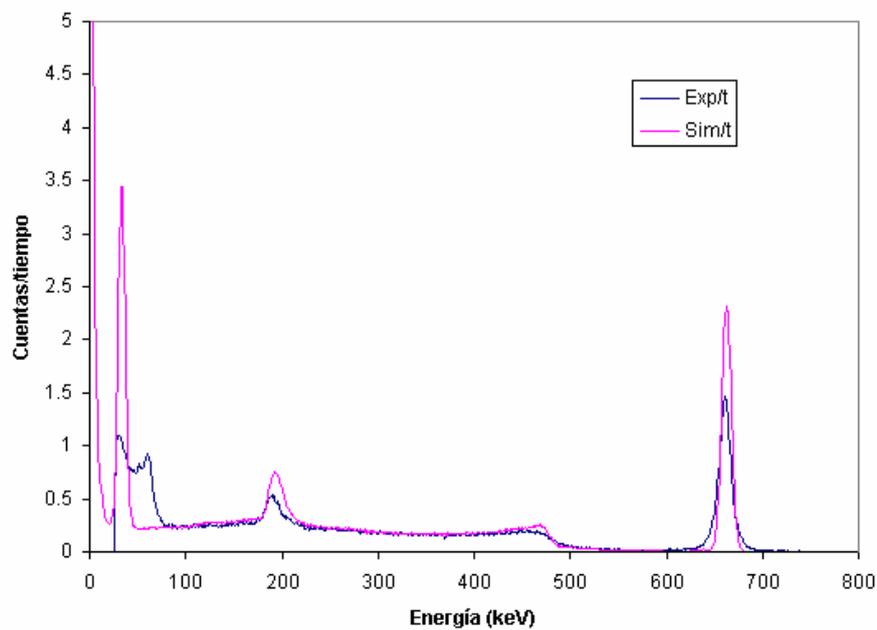


Figura 5.16: Espectro obtenido con el MCA para el detector 726-05 irradiado con  $^{137}\text{Cs}$ , comparado con la simulación.

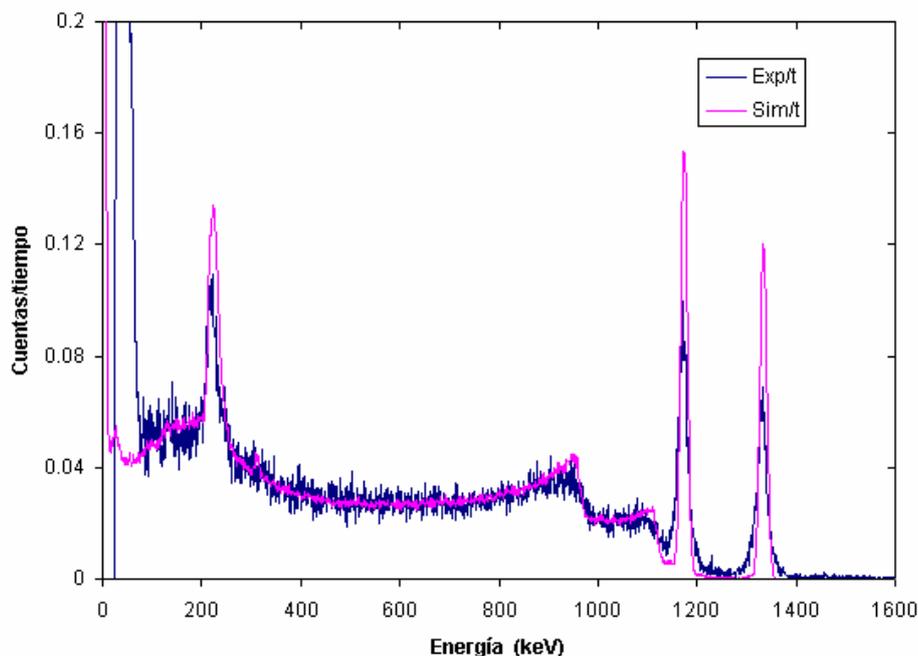


Figura 5.17: Espectro obtenido con el MCA para el detector 726-05 irradiado con  $^{60}\text{Co}$ , comparado con la simulación.

La similitud entre los espectros experimentales y los simulados dan una idea de la calidad del detector. Los resultados de la comparación de eficiencias se muestran en la Tabla 5.4.

Tabla 5.4: Comparación de las eficiencias obtenidas de la simulación con las medidas experimentalmente con el MCA para el detector 726-05 con una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  y una de  $^{60}\text{Co}$ .

Región del espectro	Eficiencia simulada (cps)	Eficiencia experimental (cps)	Diferencia relativa (Exp-Sim (%))
Fotopico 662keV (Cs)	29.1	25.3	15
Total (Cs)	126.8	113.5	11.7
Fotopico 1173keV (Co)	2.7	2.5	8.9
Fotopico 1333 keV (Co)	2.1	1.8	16.1
Total (Co)	41.2	39.3	4.7

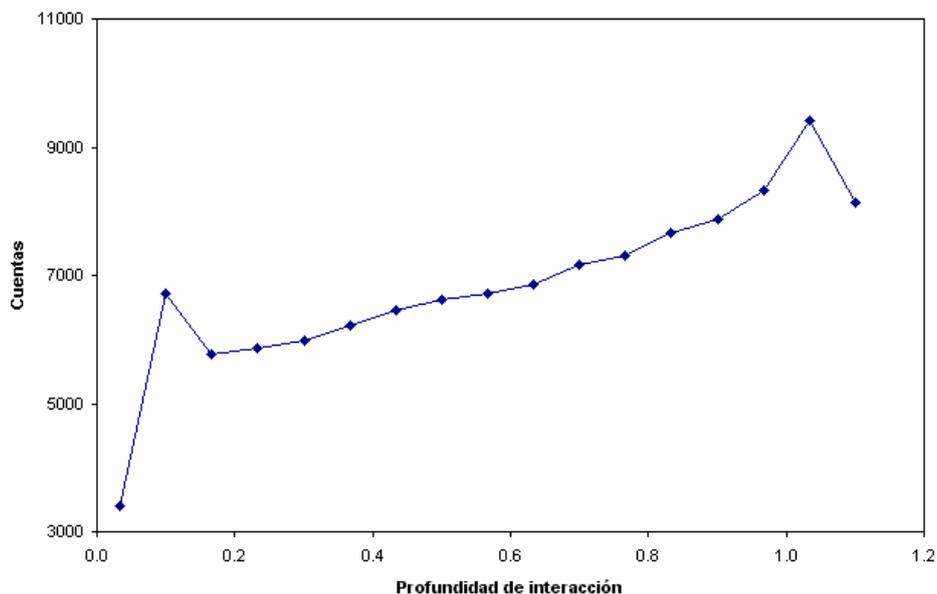
En general se observa que la eficiencia que presenta este detector es menor que la del detector M02.2-1.

### 5.4.3 Comparación de la simulación con los resultados obtenido del análisis con el sistema MCMP

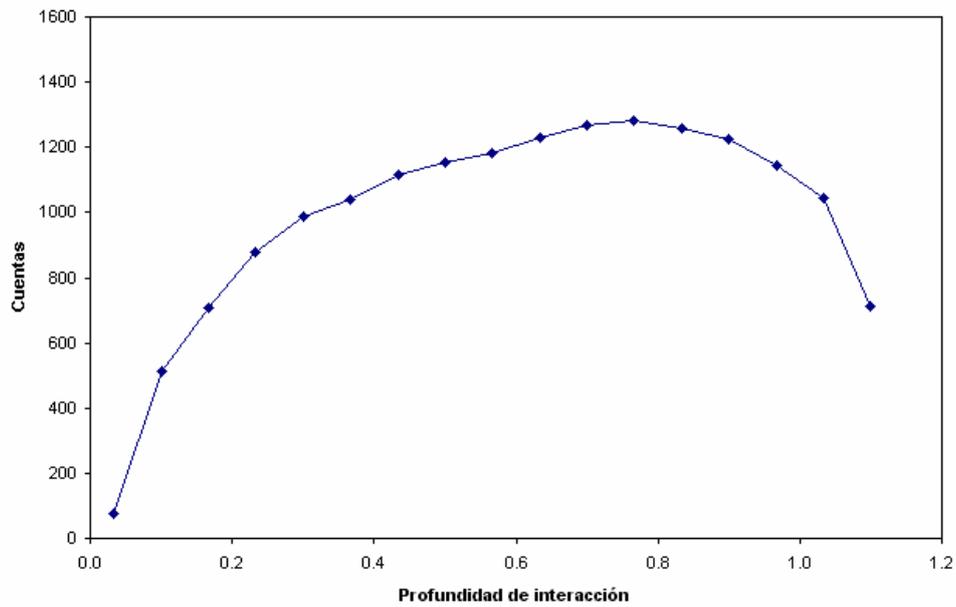
Una vez comprobado que el MCMP construido medía correctamente el tiempo muerto y por tanto la eficiencia (apartado 5.3.4), los resultados obtenidos experimentalmente con el MCMP se compararon con la simulación mediante el análisis de los perfiles de eficiencia para las distintas profundidades de interacción. Los resultados que se van a presentar en este apartado corresponden a los detectores M02.2-1 [González 2004], M0904 [González 2005 IEEE] y 726-05 [González 2006]. Para las simulaciones se emplearon las ecuaciones (5.4) y (5.5), en las que se despreciaba la contribución de los huecos. Se determinó tanto la profundidad de interacción como la energía depositada. El valor de  $e_{atrap}$  se fijó a partir de los resultados experimentales para cada detector.

### Comparación de la simulación con los resultados obtenidos con el sistema MCMP para el detector M02.2-1

La configuración experimental con la que fueron adquiridos los espectros que se presentan está descrita en el apartado 5.3.2.4, correspondiente a la calibración del tiempo muerto del analizador MCMP. Los perfiles de eficiencia medida en función de la profundidad de interacción para este detector se muestran en la Figura 5.18. Corresponden a espectros de  $^{137}\text{Cs}$  normalizados a una hora, para  $N_z=20$  y medidas para (a) todo el espectro y (b) la región del fótico.



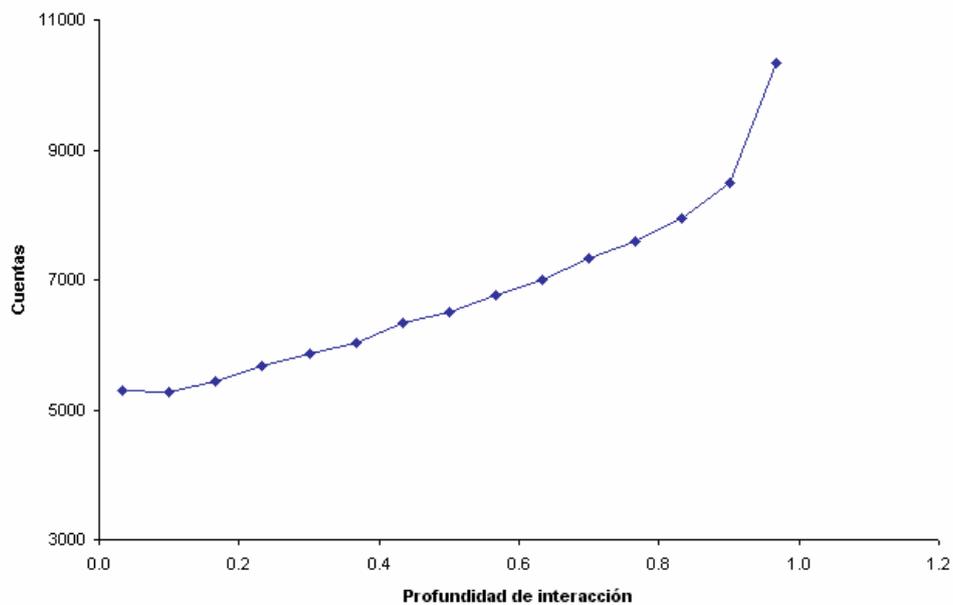
(a)



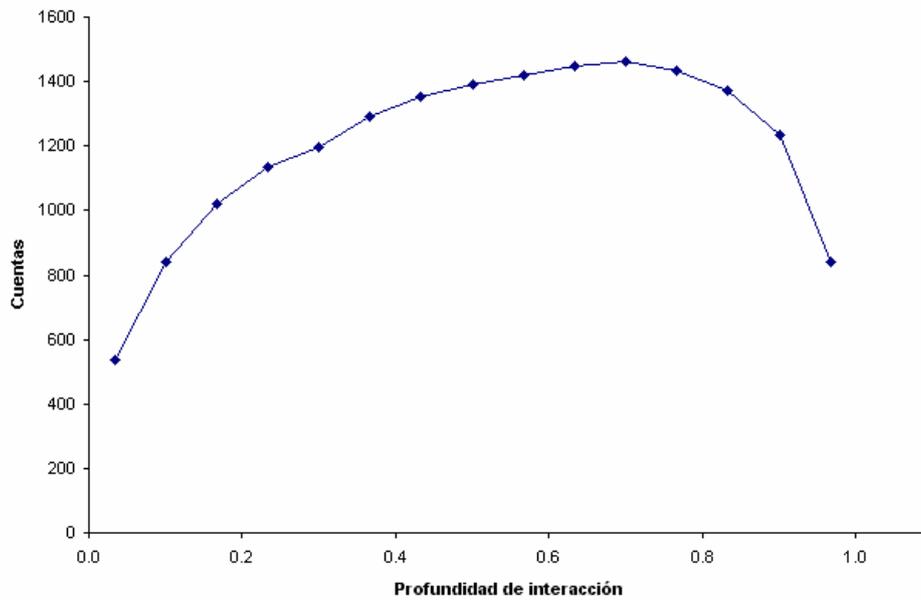
(b)

Figura 5.18: Perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción medidos con el MCMP para el detector M02.2-1 Correspondientes a espectros de  $^{137}\text{Cs}$  normalizados a una hora para  $N_z=20$  medidas en (a) todo el espectro y (b) en la región del fotopico.

Los resultados de la simulación para este detector se presentan en la Figura 5.19, para las mismas regiones del espectro y normalizados también para un tiempo vivo de una hora.



(a)



(b)

Figura 5.19: Simulación de los perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción para el detector M02.2-1, correspondientes a espectros de  $^{137}\text{Cs}$  normalizados a una hora para  $N_z=20$  en (a) todo el espectro y (b) en la región del fotopico.

La eficiencia integrada para todas las profundidades de interacción, tanto en el espectro global como en la región del fotopico, coinciden razonablemente con los resultados presentados en la Tabla 5.3. En cuanto al perfil de eficiencias, cualitativamente se aprecia cierta similitud, aunque cabe destacar los siguientes aspectos respecto a esta comparación:

- El valor máximo obtenido experimentalmente para  $R$  es mayor que 1, como puede verse en la Figura 5.18. Las posibles causas de este efecto se estudiarán más adelante mediante el análisis digital de los impulsos sin formar.
- Los resultados de la simulación para la eficiencia total (Figura 5.19 (a)) revelan una discrepancia con el número de cuentas detectadas (Figura 5.18 (a)) cerca de las superficies del detector.
- Los resultados de la simulación para la región del fotopico (Figura 5.19 (b)) sobreestiman la eficiencia experimental del detector en la región próxima al ánodo (Figura 5.18 (b)).

El primer punto se estudiará en detalle en el siguiente apartado en el que se analizan los impulsos directamente a la salida del preamplificadotes. Para tratar de explicar las posibles causas de los otros dos puntos se consideró el efecto de los huecos. El efecto del movimiento de deriva de los huecos, aunque pequeño para los tiempos de formación empleados, puede influir en la eficiencia del detector para diferentes profundidades de interacción. Para estudiar el efecto

de la carga inducida por los huecos en los perfiles de eficiencia se reconsideró la carga inducida en el cátodo a través de las ecuaciones (5.6) y (5.7). La técnica de los electrodos coplanares hace que la resta de las señales generadas en los ánodos sea insensible a este efecto y por tanto la carga inducida por ésta se siguió calculando a partir de la ecuación (5.4). Se realizaron una serie de simulaciones variando el valor máximo permitido del tiempo de deriva de los huecos ( $t_{h\_max}$ ). Los resultados de esta simulación para la eficiencia del fotopico en función de la profundidad de interacción se muestran en la Figura 5.20.

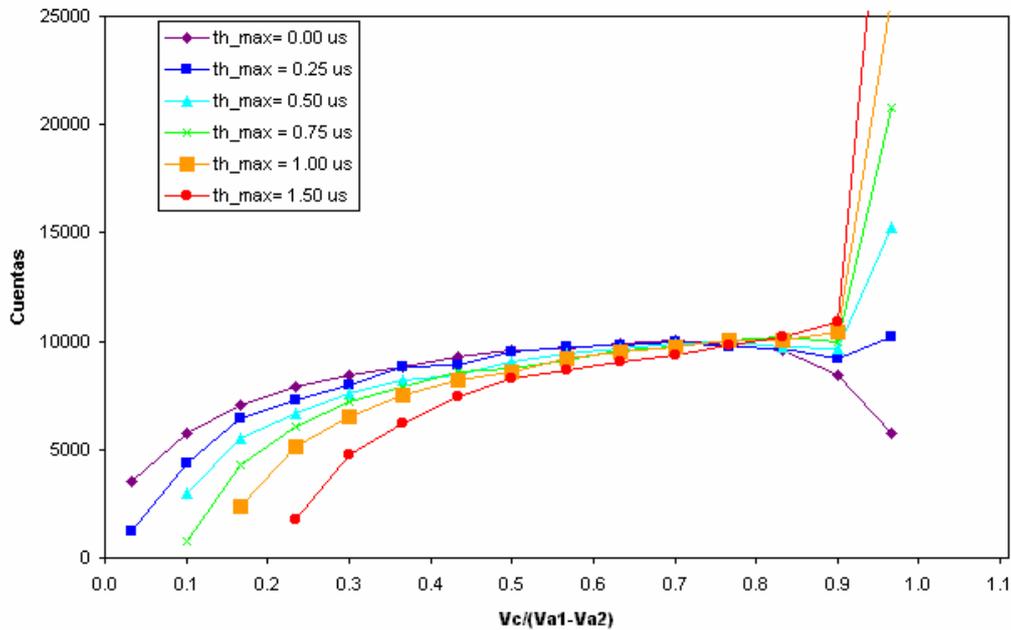
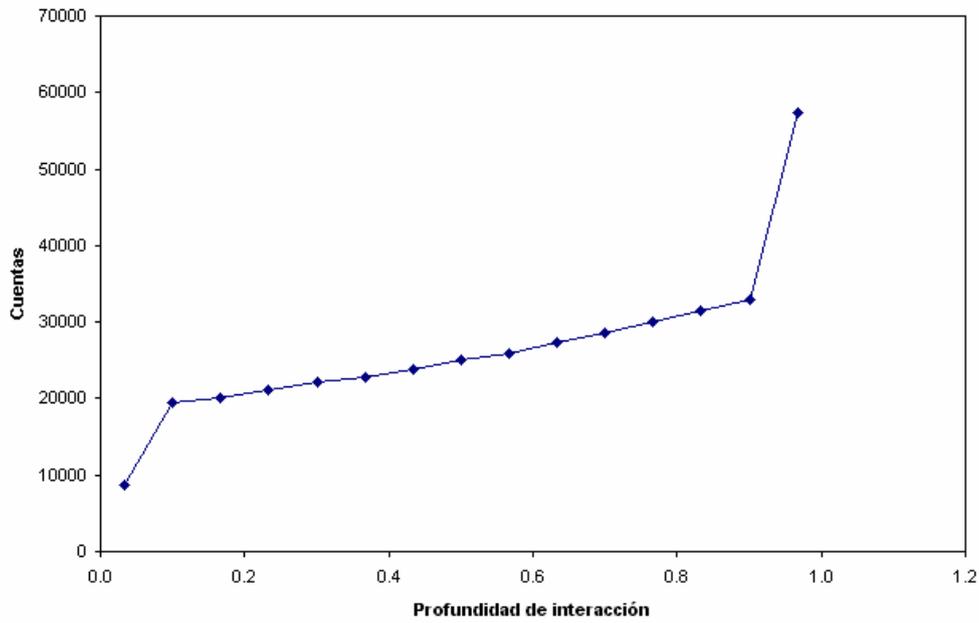
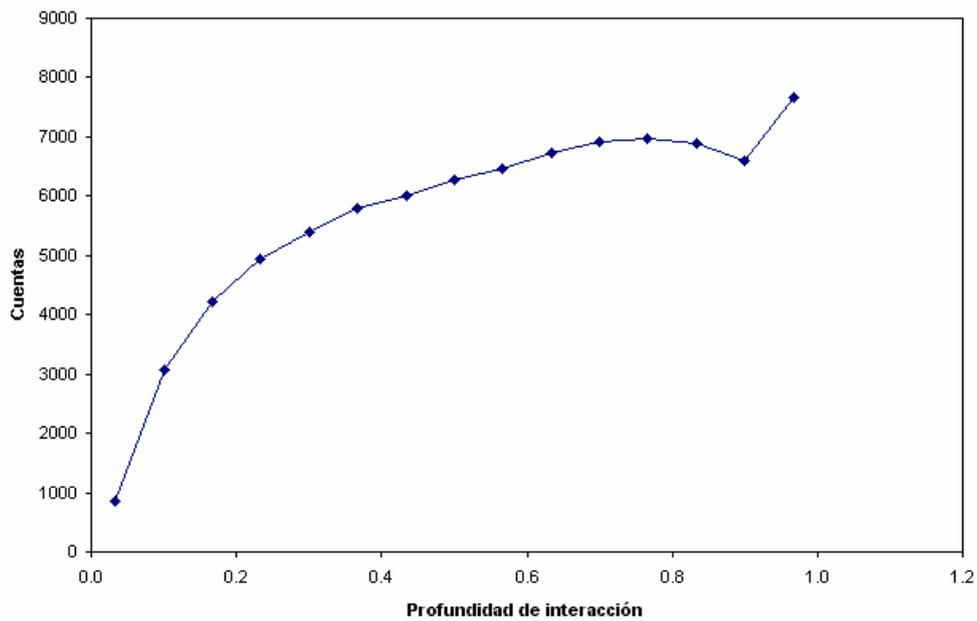


Figura 5.20: Simulación para la eficiencia del fotopico en función de la profundidad de interacción para distintos valores del tiempo máximo de deriva permitido para los huecos ( $t_{h\_max}$ ).

Se observó que cuanto mayor era el tiempo máximo permitido para la deriva de los huecos, mayor era el número de cuentas cerca del cátodo y menor en el lado del ánodo. Para tiempos de deriva del orden de  $0.5 \mu s$  no se encontraron cuentas en la región del detector más próxima al ánodo para  $N_z=15$  ( $R \sim 1.0$ ). Los resultados encontrados experimentalmente se pueden comparar con el caso de  $t_{h\_max}=0.25 \mu s$  (cuyos perfiles de eficiencia simulados para un detector ideal se muestran en la Figura 5.21).



(a)



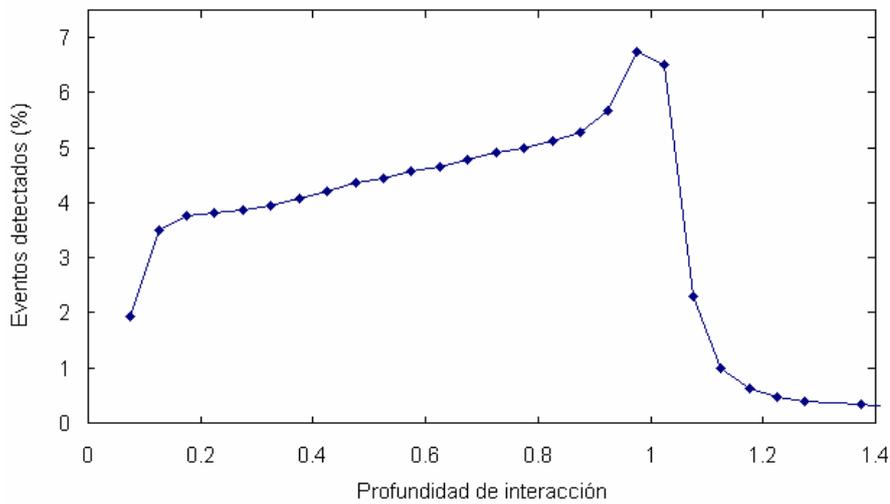
(b)

Figura 5.21: Simulación de los perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción para el detector M02.2-1 para  $t_{hmax}=0.25\mu s$ . Correspondientes a espectros de  $^{137}Cs$  para  $N_z=20$  en las regiones (a) total y (b) del fotopico.

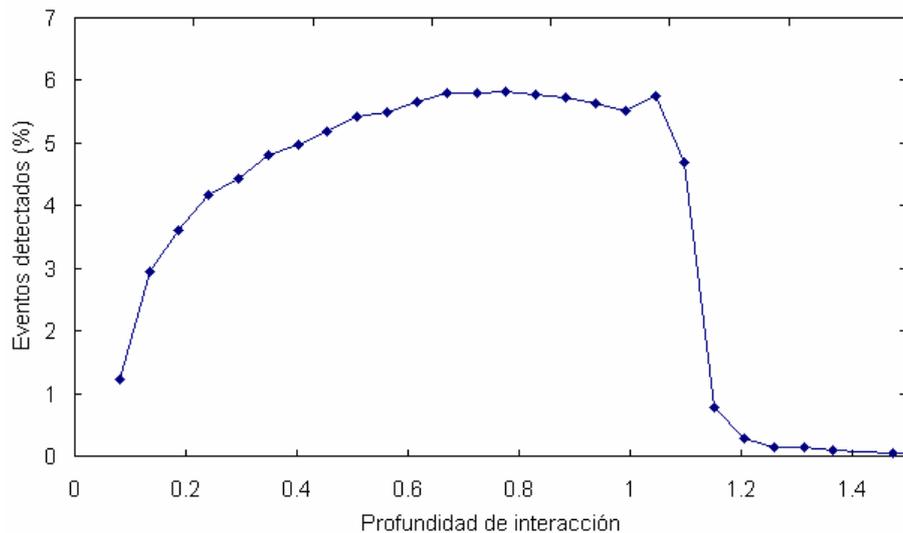
El efecto de la deriva de los huecos ayuda a explicar la tendencia a disminuir la eficiencia del fotopico en las proximidades del ánodo. La eficiencia total considerando la contribución de los huecos también es compatible con los resultados experimentales.

### Comparación de la simulación con los resultados obtenidos con el MCMP para el detector M0904

Para medir la eficiencia del detector M0904 se colocó una fuente puntual de  $^{137}\text{Cs}$  en el centro del detector a una distancia de 15mm de la superficie del cátodo. Se adquirieron espectros para  $N_z=20$  divisiones en el eje z. Los resultados de la eficiencia en función de la profundidad de interacción para este detector se muestran en la Figura 5.22 tanto (a) la eficiencia total, entre 90 y 700keV, como (b) en el fotopico de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .



(a)



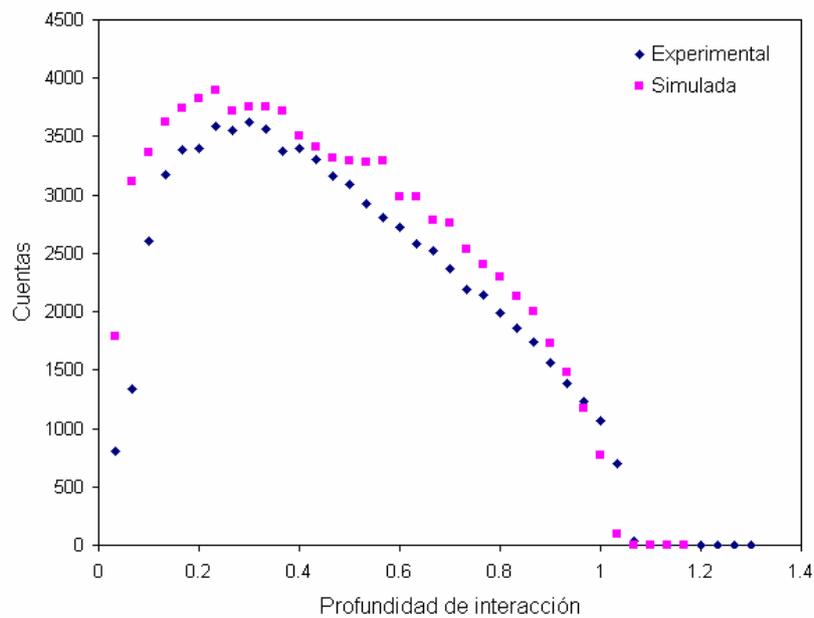
(b)

Figura 5.22: Eficiencia relativa en función de la profundidad de interacción para las regiones (a) total y (b) del fotopico, medidas con el detector M0904 con una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  situada en el centro del detector a una distancia de 15mm de la superficie del cátodo.

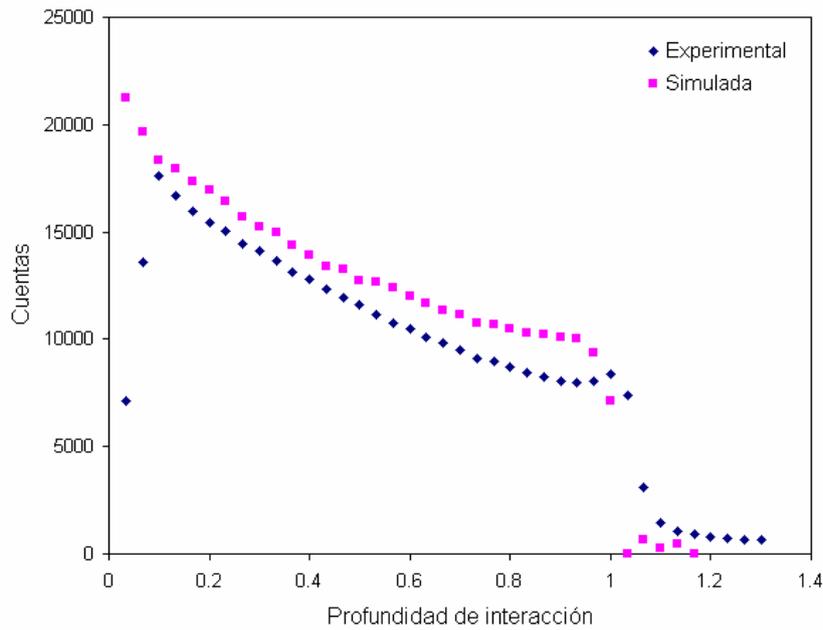
Estos resultados son comparables con las simulaciones presentadas en las Figuras 5.19 (a) y (b), con las que se observa en general un acuerdo en la forma de los perfiles de profundidad de interacción esperados para el caso de un detector ideal. Sin embargo, se observan también al igual que ocurría con el detector M02.2-1 que existe un porcentaje de  $\sim 6\%$  de eventos en los que  $R > 1.1$ .

### Comparación de la simulación con los resultados obtenidos con el MCMP para el detector 726-05

La comparación entre los perfiles de eficiencia experimentales y la simulación para el detector 726-05 se muestran en la Figura 5.23 para una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en (a) todo el espectro y (b) en la región del fotopico.



(a)



(b)

Figura 5. 23: Comparación entre los perfiles de eficiencia experimentales y la simulación para el detector 726-05, en las regiones (a) total y (b) del fotopico.

En este caso la máxima eficiencia corresponde a la zona próxima a los ánodos puesto que la radiación incide por este lado.

Los buenos resultados encontrados en las comparaciones entre simulación y resultados experimentales obtenidos con el analizador MCA y con el MCMP para distintos detectores validan dicha herramienta de simulación. El hecho de considerar en la simulación el efecto del movimiento de deriva de los huecos, aunque resulta ser un efecto pequeño, ayuda a ajustar los resultados simulados a los experimentales obtenidos para las eficiencias totales y del fotopico. La principal discrepancia encontrada entre los resultados experimentales y los simulados corresponde a la existencia de un porcentaje significativo de impulsos para los que  $R > 1$ .

## 5.5 Análisis digital de los impulsos

### 5.5.1 Introducción

El análisis digital de los impulsos antes de formarlos en el amplificador gaussiano permitió encontrar una justificación para los impulsos correspondientes a  $R > 1$  que se vieron en el apartado anterior.

Al comparar los valores de eficiencia a distintas profundidades de interacción medidos experimentalmente con los obtenidos mediante simulación, se vio que existían ciertas discrepancias entre los resultados y el comportamiento teórico esperado para un dispositivo ideal. En primer lugar, se observó que existían eventos en los que el cálculo de la profundidad de interacción daba valores de  $R$  mayores que 1.0. El porcentaje de dichos eventos era, para el caso del detector M0904, del 6% por lo que no puede atribuirse a la resolución en la profundidad de interacción. Las posibles causas para este efecto son:

1. diferencias entre las ganancias de ánodos y cátodo,
2. interacciones que ocurren cerca de los bordes del detector,
3. efectos de atrapamiento.

El procedimiento empleado para ajustar las ganancias hace que se pueda descartar el primer punto como la principal causa de este 6% de impulsos que presentan  $R > 1.0$ . El segundo punto se refiere al hecho de que parte de la carga puede ser recolectada en el anillo de guarda. En este caso la amplitud del impulso inducido en el ánodo colector sería menor de lo esperado. Si la interacción se produce lejos de la superficie del ánodo la amplitud total del impulso inducido en el cátodo puede ser mayor que la resta de los ánodos. Aunque esta hipótesis tampoco parece suficiente por si sola para explicar el alto porcentaje de impulsos que presentan este problema. La otra posible causa es que la carga inducida por la radiación sufre atrapamiento cerca de la superficie de los ánodos. De esta manera la carga inducida en los ánodos es menor que la inducida en el cátodo.

Aunque es menos intuitivo, esta significativa reducción de la carga total inducida en los ánodos comparada con la inducida en el cátodo, se puede explicar también considerando un atrapamiento uniforme de la carga. Para analizar esta posible causa fue necesario estudiar los impulsos directamente sin formarlos en el amplificador gaussiano. El sistema empleado para analizar los impulsos directamente a la salida de los preamplificadores se describe a continuación.

### 5.5.2 Montaje experimental

Para el análisis digital de los impulsos se instaló en un osciloscopio digital Tektronics modelo TDS 5054 (con 8 bits de resolución vertical, banda de 500MHz y tasa de muestreo de 5GS/s) una versión del programa desarrollado en LabWindows para el analizador MCMP implementado en las tarjetas Gage CompuScope. En esta versión las señales de entrada

correspondían a las salidas de  $50\Omega$  de los preamplificadores A250 y del circuito restador, sin usar el formador gaussiano. Los impulsos se adquirieron en coincidencia en cuatro canales, a saber:

- diferencia de los ánodos (canal 1),
- cátodo (canal 2),
- ánodo colector (canal 3) y
- ánodo no colector (canal 4).

El sistema se disparaba con el canal 1. Para cada adquisición se calculó la amplitud máxima de la diferencia y del cátodo, realizando la media de las últimas 500 muestras (cada adquisición tenía 2500 muestras) y restando la posición de referencia de la línea de base, que se calculó realizando la media de las primeras 500 muestras. Ambas señales, la del cátodo y la de la resta, eran suficientemente estables para que esta forma de calcular la amplitud máxima sea aceptable. Usando los canales 1 y 2 de este sistema en modo analizador multicanal multiparamétrico se pudo calcular la profundidad de interacción de cada evento. La resolución de este sistema era peor que la del MCMP construido con las tarjetas digitalizadoras. Esto se debió fundamentalmente a que la relación señal ruido en este caso era peor, al no usar el formador gaussiano y, en menor proporción, a la inferior resolución vertical del osciloscopio. Para comparar la resolución alcanzable con cada uno de estos sistemas se empleó un generador de señales de amplitud calibrada y se adquirieron espectros en las mismas condiciones con los dos sistemas. La resolución que se obtuvo con el MCMP realizado con las tarjetas digitalizadoras fue de 1.37% para una energía equivalente de la señal de test de 527 keV. Para esta misma señal la resolución que se obtuvo con el MCMP, implementado en el osciloscopio digital, a partir de los impulsos sin formar fue de 2.37%. A pesar su peor resolución ésta fue suficiente para hacer análisis de la profundidad de interacción. En este caso, la resolución de  $R$  es un factor 1.5 veces menor que con las tarjetas digitalizadoras. Para el detector M0904, para el que el valor máximo de  $N_z$  era de 20 divisiones con las tarjetas digitalizadoras, se podían llegar a resolver con este nuevo MCMP sólo 14 (correspondientes a una resolución de 0.72mm). Con este sistema fue posible adquirir en paralelo impulsos correspondientes a los tres canales de interés y almacenarlos en función de la profundidad de interacción.

### 5.5.3 Resultados

Se irradió la parte central del detector M0904 desde la superficie del cátodo con una fuente beta de  $^{90}\text{Sr}$ . Se pretendía con esto que la mayoría de los impulsos se generasen en interacciones próximas al cátodo, puesto que todos los electrones emitidos por el  $^{90}\text{Sr}$  que llegan al detector se

frenan prácticamente en el primer milímetro. La fuente de  $^{90}\text{Sr}$  se situó en la parte central del detector para evitar los efectos de los bordes del detector.

Los impulsos que se esperarían encontrar en este caso corresponderían a electrones que al haber sido generados cerca del cátodo deben recorrer todo el cristal para ser recolectados. La forma ideal de estos impulsos sería parecida a la ilustrada en la Figura (2.6) caso 3. Es decir, una señal de amplitud máxima en el cátodo, en el ánodo colector una pendiente suave seguida de un tramo más empinado hasta completar la recolección total de la carga y en el ánodo no colector la misma pendiente suave inicial que el ánodo colector seguido de una bajada abrupta a la línea de base. La resta de ambas señales tiene la misma amplitud que la del cátodo y el valor del parámetro  $R=1.0$ .

En este caso, para analizar el efecto de los impulsos que presentan  $R>1$ , se considera  $N_z=20$  y se estudia la profundidad de interacción desde  $R=0.0$  hasta  $R=2.0$ . Es decir, se estudian 20 divisiones reales del detector de 0.5mm más otras 20 que no deberían existir estando bien ajustadas las ganancias. Algunos de los impulsos medidos correspondientes a una profundidad de interacción mayor que 1.0 se muestran en la Figura 5.24.

En todos los casos se observa que la señal del cátodo alcanza una amplitud mayor que la resta de los ánodos, lo que indica que existe un déficit de carga. En un principio se podría pensar que esto es debido a que parte de la carga se recolecta en el anillo de guarda. Sin embargo, debido a que la irradiación del detector se realizó en su parte central para evitar los efectos de borde es necesario considerar otras posibles causas, como son el atrapamiento de portadores.

Analizando la forma de los impulsos se distinguen dos tipos:

1. aquellos que presentan una pendiente uniforme durante la deriva de carga en el detector, tales como los que se aprecian en las Figuras 5.24 (a) y (b).
2. impulsos en los que la pendiente no es uniforme, como los que se muestran en las Figuras 5.24 (c) y (d), en los que puede observarse, tanto en la señal del cátodo como en la de los ánodos, un cambio en la curvatura de la señal durante la deriva de la carga.

En este último caso, la no uniformidad en la deriva de los portadores a través del detector puede ser debida a que parámetros eléctricos como movilidad, tiempo de atrapamiento o campo eléctrico se ven afectados por imperfecciones existentes en el interior del detector.

Para confirmar la suposición de que el atrapamiento de carga puede explicar la existencia de estos impulsos anómalos, tanto con pendiente uniforme como no uniforme, en los que la señal del ánodo es menor de lo esperado se simula el proceso de deriva de carga en el detector para distintos valores de atrapamiento.

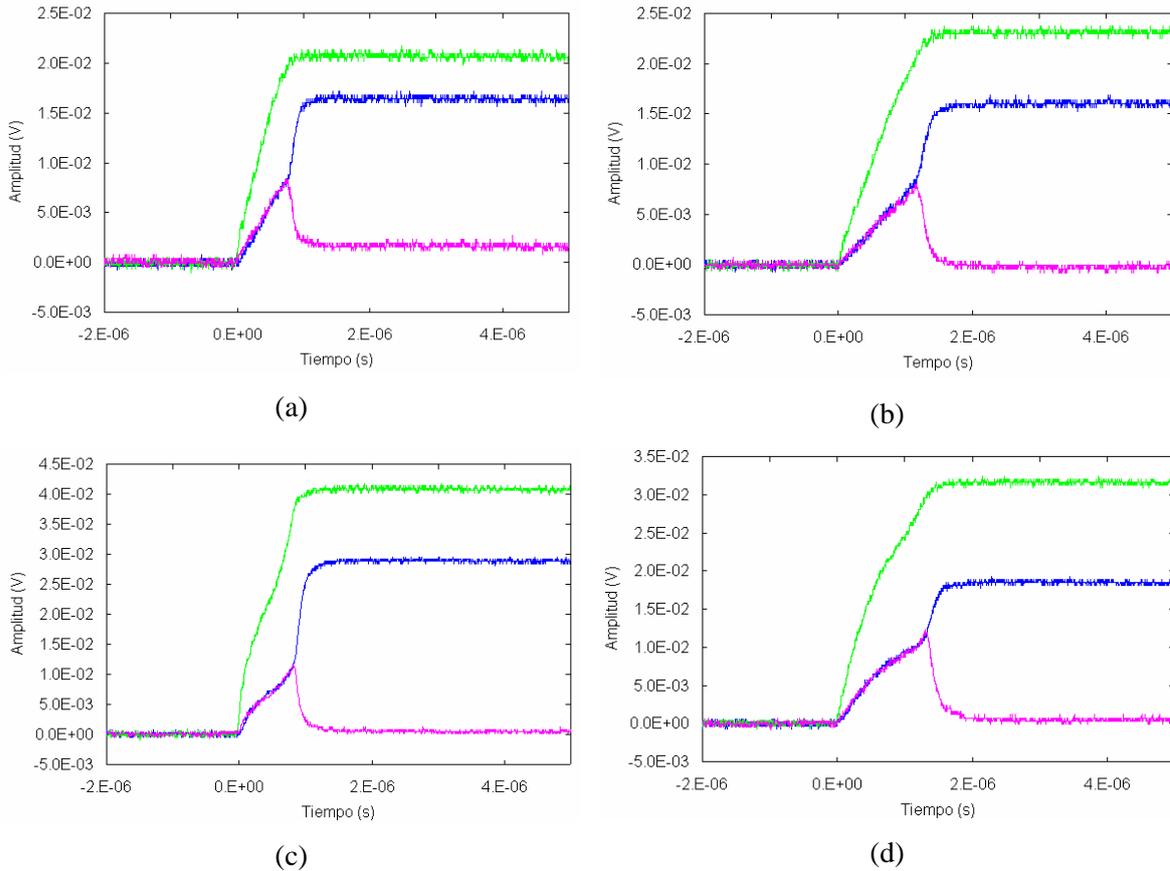


Figura 5.24: Ejemplo de impulsos correspondientes a un valor del parámetro  $R$  mayor que 1.0, para el detector M0904 irradiado con una fuente beta de  $^{90}\text{Sr}$ . La señal verde corresponde al cátodo, la azul al ánodo colector y la rosa al ánodo no colector.

El campo eléctrico en el interior del detector M0904 se simuló con ANSYS 6.0 considerando un mayado tridimensional y calculando el campo eléctrico en cada punto de la rejilla. La simulación fue realizada por la División de Electrónica del CIEMAT. La deriva de carga se simuló discretizando la velocidad de deriva, ecuación (1.16). Se consideraron intervalos de tiempo de  $10^{-8}\text{s}$ . Conociendo la posición de la partícula en un instante inicial se determinó para el siguiente paso mediante la ecuación:

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + \mu \vec{E}(t) \Delta t, \quad (5.8)$$

donde  $\mu$  es la movilidad de los electrones en CZT, que se consideró constante para este cálculo y con un valor igual a  $1000\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $E(t)$  es el campo eléctrico en una posición  $\vec{r}(t)$  calculado con ANSYS. Los valores de polarización empleados para la simulación son de  $-1200\text{V}$  en el cátodo,  $-33\text{V}$  en el ánodo no colector y  $0\text{V}$  en el ánodo colector y en el anillo de guarda. Para simplificar los cálculos se consideró sólo el plano perpendicular a las tiras de los ánodos ( $Y=0$  Figura 2.15). Generalmente, no se dispone del valor de  $E$  calculado por ANSYS en la posición

exacta  $\vec{r}(t)$ , sino en los puntos de una rejilla predefinida. El método empleado para calcular el campo eléctrico bidimensional en la posición  $\vec{r}(t)$  es una variante del método de Shepard's, similar al empleado en la referencia [NAG 2001]. Para cada posición se interpoló entre todos los valores de la rejilla simulada con ANSYS. Se dió un mayor peso a los puntos de la rejilla que se encontraban más próximos a la posición  $\vec{r}(t)$ . De esta manera la interpolación es más sensible a valores locales y se reducen fluctuaciones entre puntos consecutivos.

Con este procedimiento se calcularon las trayectorias de las partículas generadas en las proximidades del cátodo hasta que eran recolectadas en el ánodo. Puesto que los potenciales de ponderación correspondientes a cada electrodo también se conocían mediante la simulación con ANSYS, junto con la trayectoria de los portadores, era posible calcular el impulso de carga inducido en cada electrodo. Para ello se hizo uso del teorema de Shockley-Ramo, ecuación (2.2):

$$Q_i(t) = -qN(\vec{r}(t))V_i^0(\vec{r}(t)) , \quad (5.9)$$

donde  $N(\vec{r}(t))$  y  $V_i^0(\vec{r}(t))$  son la carga libre existente en el tiempo  $t$  y el valor del potencial de ponderación extrapolado en cada posición para el electrodo  $i$  respectivamente. El atrapamiento de cargas se simuló suponiendo que en cada paso la carga total se reducía en:

$$N(r(t + \Delta t)) = N(r(t))e^{-\Delta t/\tau} . \quad (5.10)$$

No se consideraron en este estudio efectos como la difusión, que se consideran secundarios.

Los resultados de la simulación para dos casos en los que la carga se produce cerca de la superficie del cátodo, uno en el que se considera que no existe atrapamiento de carga y otro en el que sí se considera, se muestran en la Figura 5.25.

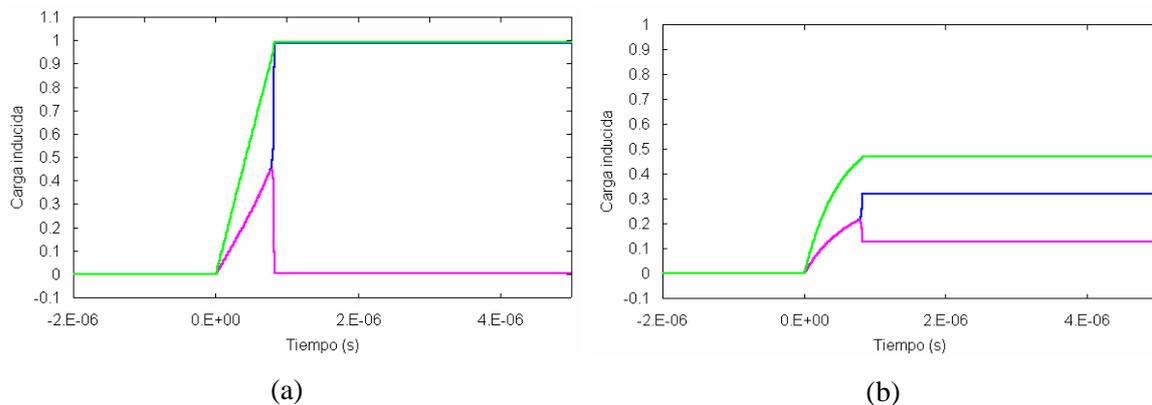


Figura 5.25: Simulación de impulsos en los que la carga se genera cerca de la superficie del cátodo. (a) sin considerar atrapamiento (b) considerando atrapamiento.

En el caso de la Figura 5.25 (a) el tiempo de atrapamiento de electrones  $\tau_e$  se eligió muy grande, del orden de  $50 \times 10^{-6}$  s y en el caso (b) se eligió dos órdenes de magnitud menor  $0.5 \times 10^{-6}$  s. Como se puede apreciar, en este segundo caso el efecto del atrapamiento se reflejó en un déficit de carga recogida en el ánodo, como el observado experimentalmente en los impulsos correspondientes a una profundidad de interacción mayor que 1.0 (Figura 5.24). Esta comparación es sólo cualitativa, presentada sólo para ofrecer una posible explicación a la forma de los impulsos mostrados en la Figura 5.24 sin cuantificar el atrapamiento. Otras posibles causas de este efecto han sido mencionadas anteriormente.

### 5.5.4 Cálculo de la movilidad de electrones

El análisis digital de los impulsos permitió obtener también información sobre los parámetros de transporte de los detectores, tales como la movilidad de los electrones. El programa de LabWindows implementado en el osciloscopio digital para operar como un MCMP permitía obtener la forma de los impulsos y la profundidad de interacción al mismo tiempo. Se seleccionaron aquellos impulsos correspondientes a fotones que interaccionaban próximos a la superficie del cátodo. La carga inducida en el cátodo en estos casos se puede aproximar por la relación de Hecht (ecuación (2.17)) para tiempos  $t$  menores que el tiempo máximo de recolección.

La relación de Hecht también puede expresarse en este caso de la siguiente manera:

$$Q(t) = \frac{N_0 e E}{d} \mu_e \tau_e (1 - e^{-t/\tau_e}) , \quad (5.11)$$

donde  $N_0$  representa la carga total depositada por un fotón,  $e$  es la carga del electrón,  $E$  el campo eléctrico,  $\mu_e$  la movilidad de los electrones y  $\tau_e$  es el tiempo de atrapamiento. El parámetro  $d$  representa la distancia recorrida por la carga en la región donde el campo eléctrico es prácticamente uniforme. Esta región se extiende desde donde se produce la interacción hasta la proximidad a la superficie de los ánodos, donde las líneas de campo se curvan hacia el ánodo colector. La anchura de la región próxima a los ánodos, donde el campo eléctrico aumenta rápidamente, se puede calcular a partir de la forma de los impulsos del ánodo colector y es aproximadamente de 0.5mm. Por tanto, el valor que se consideró para el parámetro  $d$  fue de 0.95mm puesto que los impulsos seleccionados correspondían a  $R=1.0$ .

Para ajustar los valores experimentales a la relación de Hecht es conveniente normalizar a la carga total inducida  $Q_{max}=Q(t \geq d/(\mu_e E))$ , para eliminar la dependencia con la energía del fotón incidente:

$$\frac{Q(t)}{Q_{max}} = \frac{1 - e^{-t/\tau_e}}{1 - e^{-d/(\mu_e \tau_e E)}} . \quad (5.12)$$

Con esta ecuación se ajustó la rampa correspondiente a la carga inducida en el cátodo durante el proceso de deriva de los portadores y se obtuvieron los valores de  $\mu_e$  y  $\tau_e$ . En la Figura 5.26 se muestra el resultado de este ajuste para el detector M0904, irradiado con una fuente de  $^{137}\text{Cs}$ , siendo la polarización en el cátodo de  $-1200\text{V}$ , de  $-33\text{V}$  en el ánodo no colector y con el ánodo colector y el anillo de guarda a tierra (las que se consideran como las condiciones óptimas de operación de este detector). El ajuste por mínimos cuadrados se realizó con el código Origin usando como parámetros libres  $\mu_e$  y  $\tau_e$ . En particular para el caso presentado en la Figura 5.26 los valores que se obtuvieron fueron de  $\mu_e=933\pm 2\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  y  $\tau_e=1.48\times 10^{-6}\pm 5\times 10^{-8}\text{ s}$ .

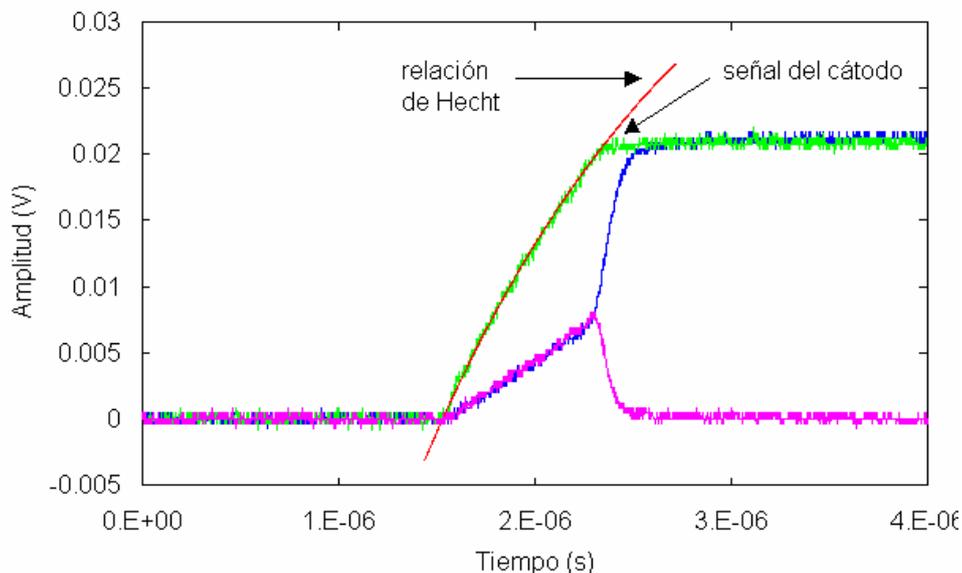


Figura 5.26: Ajuste de la señal correspondiente al cátodo a la ecuación de Hecht.

Con este mismo procedimiento se estudió la dependencia de la movilidad con la temperatura. Esta dependencia es de interés en el ajuste a los modelos teóricos de las curvas I-V detallado en el capítulo anterior.

Para estas medidas, se introdujo el detector M0904 en la cámara climática DYCOMETAL, que permitía un control de la temperatura con una precisión de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . Se consideró un rango de temperaturas entre  $+10^\circ\text{C}$  y  $+40^\circ\text{C}$ . Antes de realizar las medidas se esperó un tiempo de estabilización de dos horas. Se empleó una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  y se adquirieron los impulsos correspondientes a  $R=1.0$ . Los resultados del ajuste para varios impulsos a diferentes temperaturas y polarizaciones se muestran en la Figura 5.27, donde se aprecia una gran incertidumbre en el cálculo de la movilidad. A este error contribuyeron, por una parte, la indeterminación en la estimación de la profundidad de interacción, pero suponemos que sobre todo las inhomogeneidades del detector.

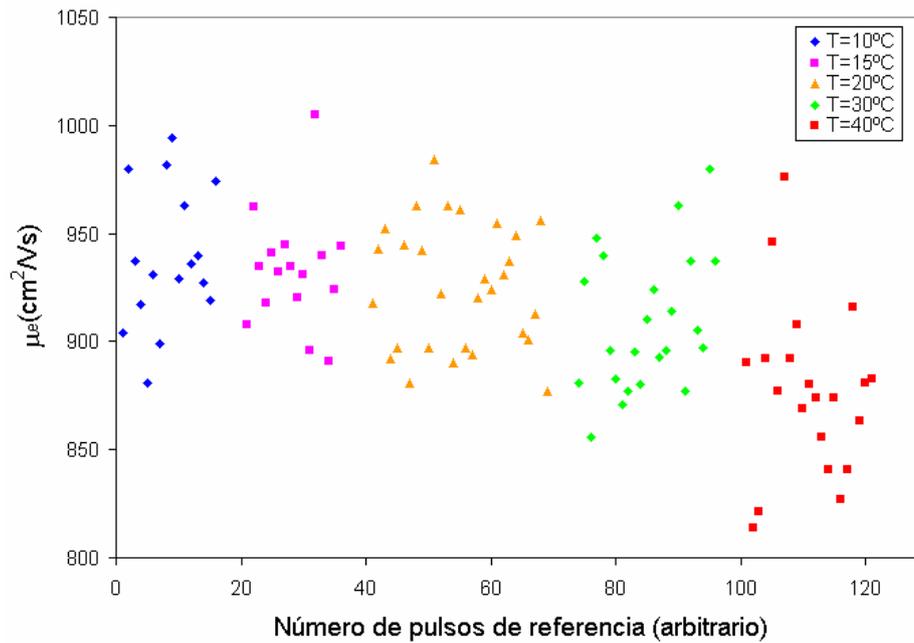


Figura 5.27: Valores de las movilidades para las distintas temperaturas.

Los valores medios de las movilidades para las distintas temperaturas se representan en la Figura 5.28, con su correspondiente barra de error. Se promediaron unos 20 valores para cada temperatura. El error en el ajuste de cada impulso a la ecuación (5.12) es del orden de  $\pm 2 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , mucho menor que la desviación estándar al hacer el promedio (del orden de 20 a 30  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ). Estas indeterminaciones hacen que no sea posible ofrecer una dependencia precisa de la movilidad con la temperatura. No obstante, se puede apreciar una tendencia con la temperatura de la forma  $\mu \propto T^{-x}$ , con  $x$  comprendida entre 0.5 y 1.0. Debe quedar claro que este ajuste no es el único posible. Por ejemplo, los datos de la Figura 5.28 se pueden ajustar también aceptablemente a una función lineal. A pesar de esto, en este trabajo la dependencia que se va a considerar para el CZT es de  $\sim T^{-0.5}$ , puesto que la tendencia teórica para el CdTe y para el ZnTe [Toney 1999] sigue una ley de potencias. Esta es la relación que se ha empleado en el Capítulo 4.

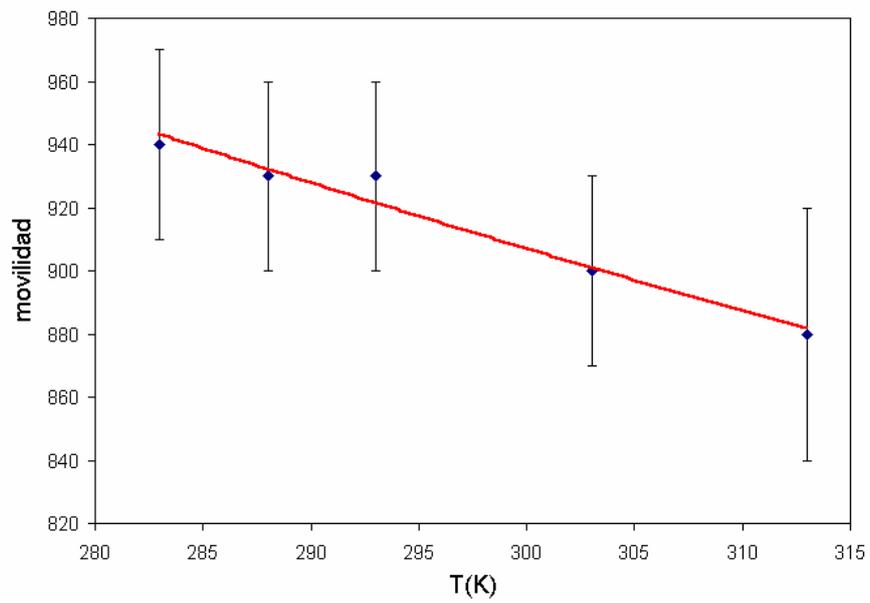


Figura 5.28: Valores medios de las movilidades para las distintas temperaturas con su correspondiente barra de error ajustados a una ley de potencias (línea roja).

## Capítulo 6

# Estabilidad de un detector de CZT

## 6.1 Introducción

Para completar la caracterización de los detectores coplanares de CZT se realiza un estudio de estabilidad para una de las unidades. En este estudio se consideran tres aspectos importantes que pueden afectar al funcionamiento de los sensores: los largos periodos de conexión continuada, la exposición a flujos de radiación y la temperatura. Se estudian los efectos de estos factores sobre los principales parámetros espectroscópicos, la resolución energética, la eficiencia (tanto total como en el fotopico) y la posición del fotopico. Para cubrir un rango de energías aceptable se emplean tres fuentes de calibración de 1 $\mu$ Ci de los siguientes isótopos:  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ .

## 6.2 Montaje instrumental

El detector empleado para este experimento es el M0904, descrito en el Capítulo 1.

La electrónica frontal asociada a este detector es la misma que la empleada para la caracterización espectrométrica con el MCA, consistente en dos preamplificadores sensibles a carga, A250 de Amptek, montados sobre tarjetas PCA250 y acoplados en AC a los ánodos. Las salidas de los preamplificadores se conectan a un circuito restador de ganancia ajustable para compensar el atrapamiento de electrones. Todo esto se coloca en el interior de una caja (ver

Figura: 5.1). La señal restada de los ánodos se forma y amplifica en un amplificador gaussiano, Ortec 885, empleando una constante de tiempo de  $1.5\mu\text{s}$ , suficiente para recolectar toda la carga de los electrones. La salida es procesada por un analizador multicanal analógico marca Aptec.

## 6.3 Estabilidad temporal

La primera parte de este experimento consistió en estudiar el cambio de las propiedades espectroscópicas del detector tras largos periodos de conexión continuada ( $\sim 3$  meses). Para ello se polarizó el detector a los potenciales óptimos de operación: el cátodo a  $-1200\text{V}$ , el  $A_{\text{nc}}$  a  $-33\text{V}$ , el  $A_{\text{c}}$  y el anillo de guarda a tierra. Se fijaron todos los parámetros de la cadena de medida, las ganancias relativas entre ánodo colector  $A_{\text{c}}$  y no colector  $A_{\text{nc}}$ , la ganancia del formador gaussiano, el tiempo de formación y se intentó mantener la temperatura constante a  $+20^{\circ}\text{C}$ .

Periódicamente, una vez a la semana, se tomaron espectros de 300 segundos de  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  para analizar la posición, número de cuentas y resolución de los fotopicos, (el de  $356\text{ keV}$  para el bario, el de  $662\text{ keV}$  del cesio y el de  $1173\text{ keV}$  del cobalto). Se tomó también una medida de fondo para restarla en los cálculos de la eficiencia total, calculada en todos los casos para el rango de energías entre  $60\text{ keV}$  y  $1375\text{ keV}$ .

Los resultados obtenidos se presentan a continuación.

### 6.3.1 La resolución energética

En la Figura 6.1 se muestra la evolución de la resolución energética (FWHM en % y normalizada) a lo largo del tiempo para los fotopicos antes mencionados.

Para el cesio y el bario la resolución se mantuvo bastante uniforme, con desviaciones estadísticas menores del 4%, en cambio, para el cobalto se observaron desviaciones de su valor medio de hasta el 11%. Estas desviaciones pueden ser debidas a imprecisiones en la determinación del área del fotopico, ya que éste se encuentra superpuesto con el borde Compton del fotopico de  $1333\text{ keV}$ , como se observa en la Figura 6.2. El reducido número de cuentas en el fotopico también contribuye a que las fluctuaciones estadísticas sean mayores.

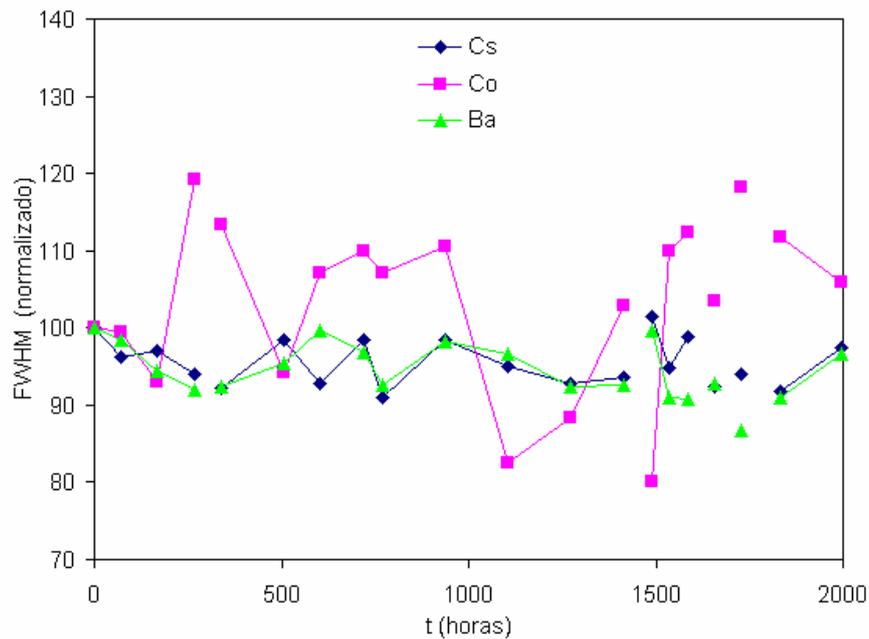


Figura 6.1: Resolución energética (FWHM normalizada) para los fotopicos de 356keV de  $^{133}\text{Ba}$ , 662 keV de  $^{137}\text{Cs}$  y 1173 keV de  $^{60}\text{Co}$ , en función del tiempo que ha permanecido conectado el detector.

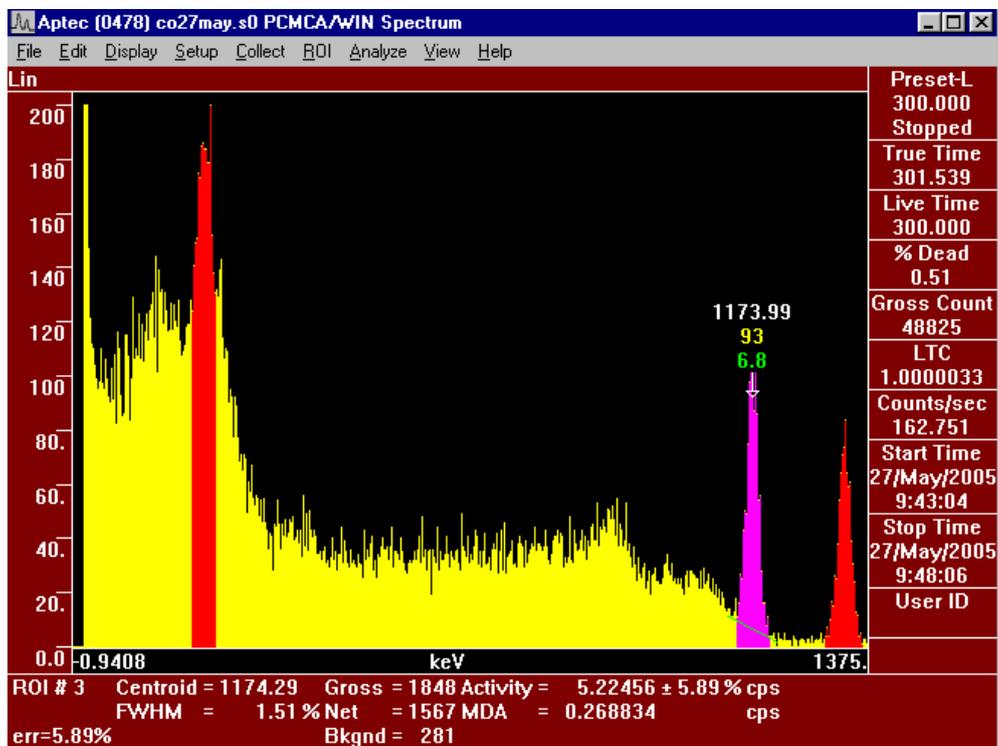


Figura 6.2 Espectro de  $^{60}\text{Co}$  obtenido con el MCA para el detector M0904.

### 6.3.2 La posición del fotopico

La evolución temporal de la posición de los fotopicos considerados se muestra en la Figura 6.3.

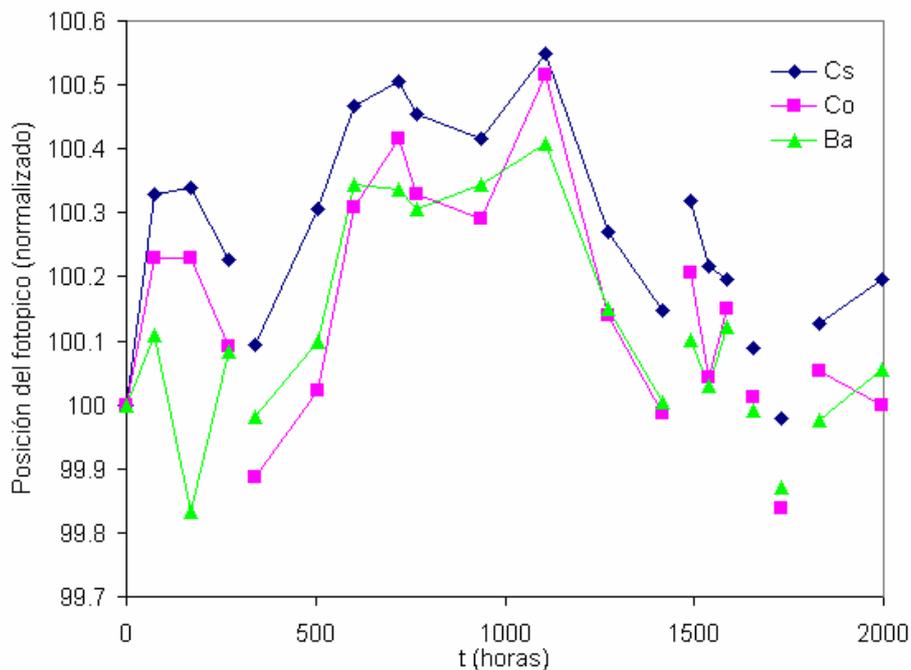


Figura 6.3: Posición normalizada de los fotopicos de 356 keV, 662 keV y 1173 keV del  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  respectivamente.

Para los tres isótopos  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  las desviaciones estadísticas en la posición del fotopico fueron del orden del 0.17%, sin que se observara ninguna tendencia a aumentar o a disminuir durante los 3 meses que estuvo conectado el detector.

### 6.3.3 La eficiencia del fotopico

En la Figura 6.4 se muestran los resultados correspondientes a la evolución temporal de la eficiencia de los fotopicos.

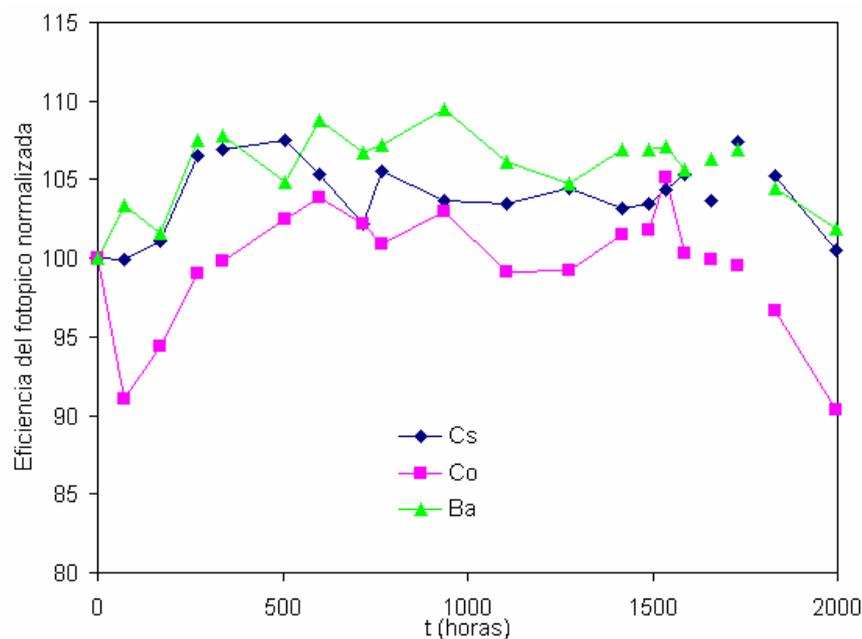


Figura 6.4: Eficiencia de los fotopicos de 356 keV, 662 keV y 1173 keV del  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  respectivamente.

La eficiencia del fotopico se mantuvo bastante estable para todas las medidas. Al igual que lo obtenido para la resolución, la dificultad para definir los márgenes del fotopico del cobalto y la escasa estadística, contribuyeron a que las variaciones fueran mayores (del orden del 4% comparadas con el 2% del cesio y del bario).

#### 6.3.4 Eficiencia total (60- 1375 keV)

Las medidas mostradas en la Figura 6.5 corresponden al número de cuentas totales para un flujo de fotones determinado. El rango de energías consideradas es desde 60 keV hasta 1375keV. Para eliminar la contribución del fondo se restó en cada caso el número de cuentas medidas en las mismas condiciones experimentales en ausencia de la fuente radiactiva.

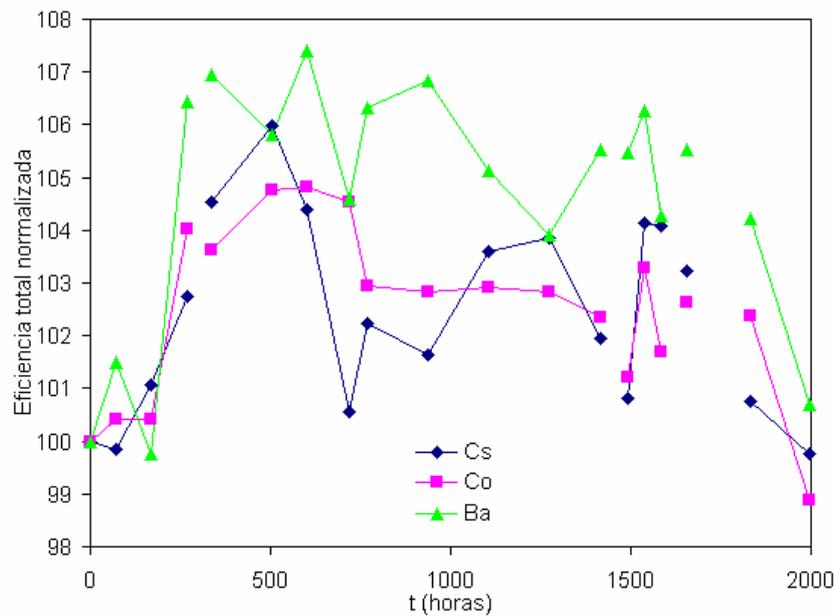


Figura 6.5: Eficiencia total normalizada en el rango de 60 keV-1375 keV, para los isótopos  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ .

En general no se observó ningún tipo de tendencia, creciente o decreciente, en ninguna de las propiedades espectroscópicas estudiadas. Los valores medios y las desviaciones estadísticas de las propiedades espectroscópicas estudiadas se presentan en la tabla 6.1 para los tres isótopos.

Tabla 6.1: Valores medios y las desviaciones estadísticas (error relativo %).

	Resolución FWHM (%)	Posición fotopico (canales)	Ef. fotopico (cps)	Ef. total (cps) (60-1375keV)
Cs	$2.54 \pm 0.08$ (3%)	$493.1 \pm 0.8$ (0.16%)	$68.4 \pm 1.5$ (2%)	$549 \pm 10$ (1.8%)
Co	$1.8 \pm 0.2$ (11%)	$874.2 \pm 1.5$ (0.17%)	$6.2 \pm 0.2$ (4%)	$138 \pm 2$ (1.6%)
Ba	$3.7 \pm 0.1$ (4%)	$265.3 \pm 0.4$ (0.16%)	$86 \pm 2$ (2%)	$661 \pm 15$ (2.3%)

Aunque se pretendía que el detector estuviera conectado ininterrumpidamente durante todo este tiempo, debido sobre todo a cortes de luz, el detector se apagó una serie de veces. En las gráficas presentadas en las Figuras 6.1-6.4 las discontinuidades en las líneas corresponden a dichos cortes. Estas interrupciones no provocaron ninguna alteración importante de sus propiedades, a pesar de no tener ningún sistema de protección conectado al cátodo para atenuar las caídas de tensión en caso de desconexión abrupta. Este hecho es positivo de cara a la aplicación real del detector.

El periodo de tiempo más largo que estuvo conectado de manera continuada fue de 1028 horas.

## 6.4 Efectos de la conexión-desconexión abrupta

Para estudiar más detalladamente los efectos de la conexión y desconexión abrupta se realizaron una serie de medidas en las que se analizó el efecto que tienen sobre las propiedades espectroscópicas los cortes breves, las ráfagas de encendido y apagado, y los cortes más largos, de 5 y de 30 minutos de duración. Para ello se adquirieron espectros de  $^{137}\text{Cs}$  de 300 segundos antes y después de cada desconexión-conexión del sistema. La sucesión de interrupciones fue la siguiente:

- 1° dos desconexiones rápidas (desconexión-conexión abrupta),
- 2° ráfagas de encender y apagar repetidas veces,
- 3° dos desconexiones de 5 minutos cada una,
- 4° un periodo de desconexión de 30 minutos.

Los resultados obtenidos en este experimento se presentan a continuación.

### 6.4.1 La resolución energética

En la Figura 6.6 se muestran los valores de FWHM(%) obtenidos para las medidas realizadas tras la sucesión de conexiones y desconexiones descritas anteriormente e indicadas en la misma. Se representa a su vez, a la derecha de la gráfica, el valor medio de las medidas con su barra de error, correspondiente a la desviación estándar.

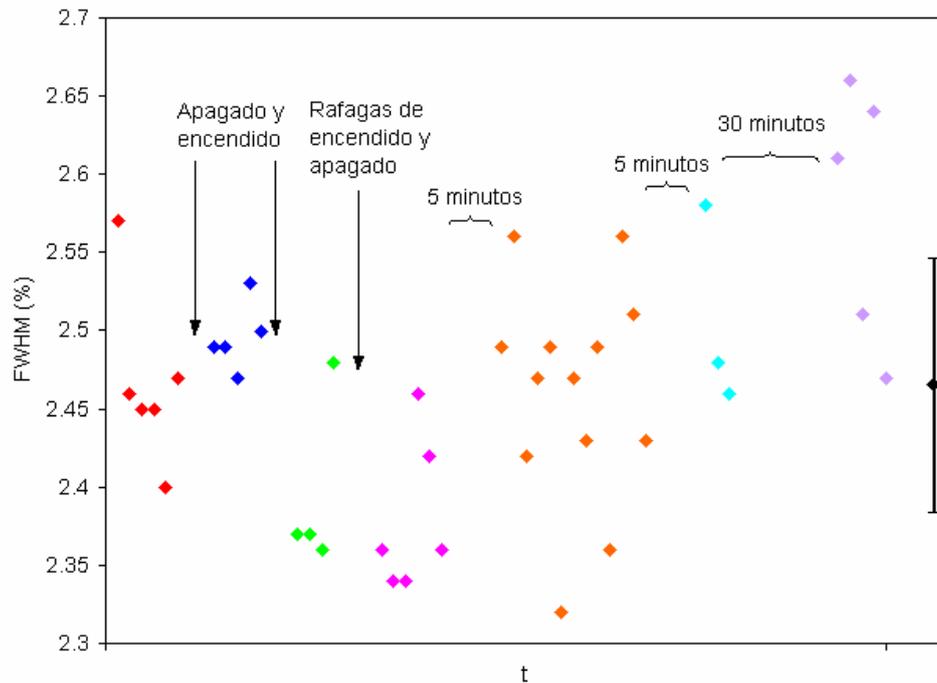


Figura 6.6: Efectos de la conexión y desconexión abrupta del detector sobre la resolución energética FWHM (%) del fotopico del  $^{137}\text{Cs}$ .

En general no le afectaron significativamente los cortes de tensión. Las fluctuaciones en los valores de FWHM pueden considerarse dentro de la desviación estadística normal. El valor medio de las medidas de FWHM mostradas en la Figura 6.6 es de  $2.47 \pm 0.08\%$ , que es comparable al obtenido durante los tres meses de conexión continuada ( $2.54 \pm 0.08\%$ ).

### 6.4.2 Posición del fotopico

En la Figura 6.7 se observan los resultados correspondientes a las variaciones de la posición del fotopico.

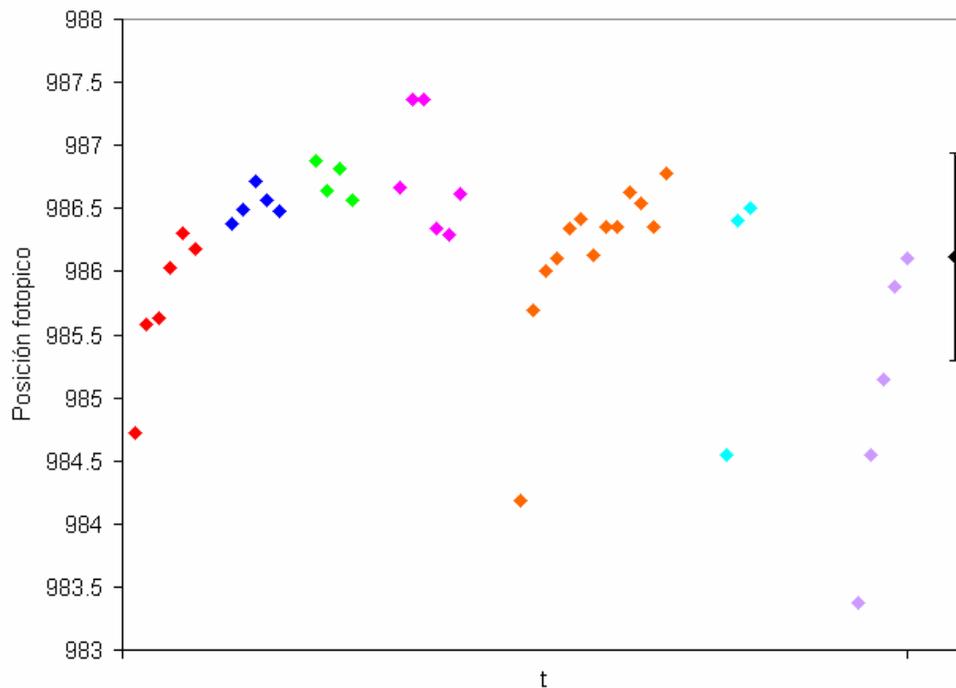


Figura 6.7: Efectos de la conexión-desconexión abrupta sobre la posición del fotopico.

En la posición del fotopico se observó un desplazamiento hacia canales menos energéticos como consecuencia de desconectar el detector durante un tiempo y volver a conectarlo. En las interrupciones breves no se llegó a apreciar significativamente este efecto. Sin embargo, para cortes de tensión es de varios minutos se observó claramente este desplazamiento del fotopico. La recuperación parece ser más lenta cuanto mayor es el tiempo que permanece desconectado el detector. El valor medio de la posición del fotopico es  $986.1 \pm 0.8$  canales.

### 6.4.3 Eficiencia del fotopico

En la Figura 6.8 pueden verse los efectos de los cortes de tensión sobre la eficiencia del fotopico.

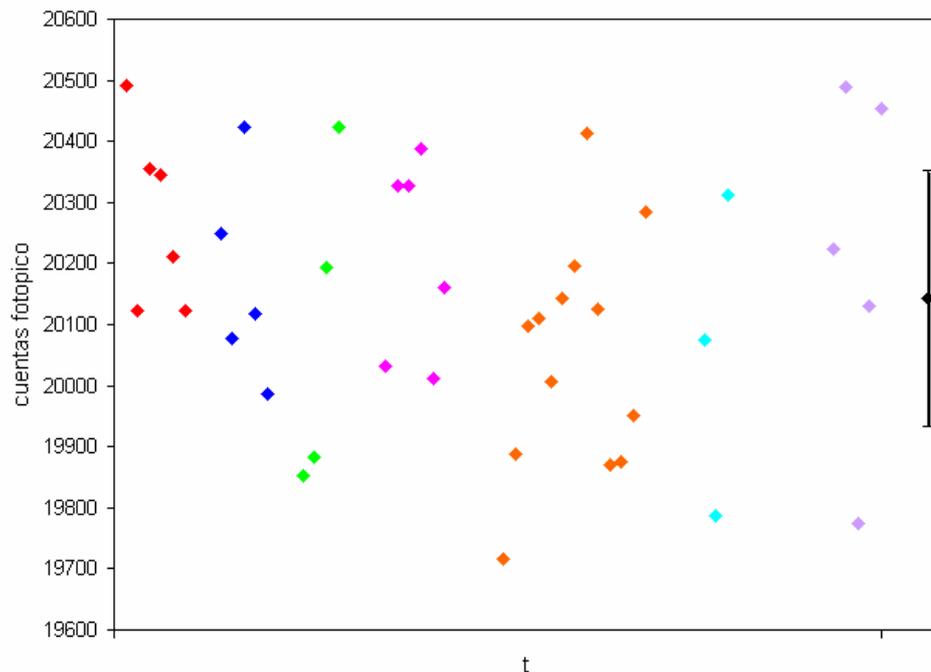


Figura 6.8: Efectos de la conexión-desconexión abrupta sobre la eficiencia del fotopico.

Las variaciones no fueron muy significativas, independientemente de la duración de las interrupciones. El valor medio del número de cuentas en el fotopico para los espectros de 300s es de  $20100 \pm 200$ .

Ninguna de las propiedades espectroscópicas analizada presentó variaciones significativas como consecuencia de las conexiones-desconexiones de la polarización aplicada al detector y a la electrónica.

## 6.5 Irradiación

La segunda parte del experimento consistió en exponer el detector a flujos de radiación gamma de  $\sim 100\text{Gy}$ , muy superiores a los que podría llegar a recibir durante su modo de operación normal (por ejemplo en un equipo de supervisión de desmantelamiento de instalaciones nucleares). Se analizaron los efectos que esta exposición tiene sobre el funcionamiento del detector. La electrónica no se irradió en este experimento. Se estudió la recuperación con el tiempo de las propiedades espectroscópicas tras cesar la exposición a la fuente radiactiva.

Las series de irradiación se aplicaron con una fuente de  $^{60}\text{Co}$  de un equipo de radioterapia, cuyo rango de irradiación es un cuadrado de  $5 \times 5 \text{ cm}$  centrado en el detector. El detector se mantuvo polarizado en todo momento, pero para evitar dañar los preamplificadores estos se apagaron

durante la exposición a la fuente radiactiva. La dosis total recibida se aplicó en dos días consecutivos en, 7 sesiones de 12Gy y una última de 16Gy, hasta completar la dosis total. Entre cada periodo de irradiación se fijó un intervalo de 30 minutos, en los que se adquirieron espectros de 300 segundos con una fuente de calibración de  $^{137}\text{Cs}$  ( $1\mu\text{Ci}$ ). Entre las dosis recibidas un día y el siguiente transcurrió un intervalo de  $\sim 19$  sin irradiar el detector. Al finalizar la última sesión de irradiación se tomó una serie de espectros a intervalos de 6 horas durante dos días más, con el fin de estudiar la evolución a largo plazo de las propiedades espectroscópicas.

En los resultados presentados a continuación (Figuras 6.9-6.12) las gráficas (a) muestran los valores obtenidos durante el periodo de irradiación, que corresponden a un total de 8 sesiones, 4 cada día. En las gráficas (b) se presentan los resultados obtenidos después de la última sesión de irradiación. Para facilitar la comparación de ambas gráficas se representa en ambas, en distinto color, un punto común correspondiente al último de los seis espectros realizados después de recibir la última sesión de 16Gy.

### 6.5.1 La resolución energética

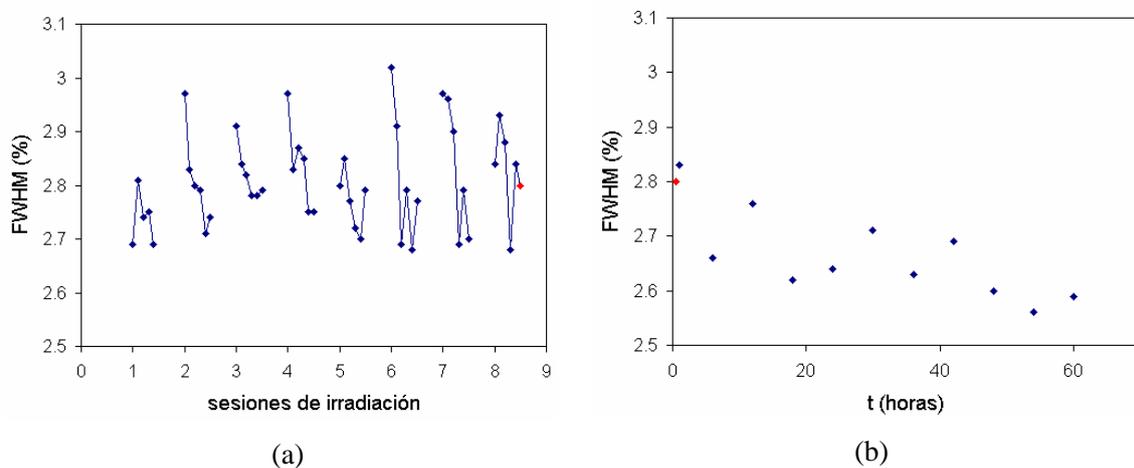


Figura 6.9: Efecto de los flujos de radiación sobre la resolución energética del fotopico del  $^{137}\text{Cs}$ , (a) durante y (b) después de la irradiación con  $^{60}\text{Co}$ .

Se observó un aumento de la anchura del fotopico tras cada irradiación. Durante los dos días consecutivos en los que se irradió el detector el valor medio es de 2.81%. La recuperación fue lenta, pero se aprecia una mejora en la resolución en las horas posteriores a la última sesión de irradiación hasta alcanzar un valor de  $\sim 2.6\%$ .

### 6.5.2 Posición del fotopico

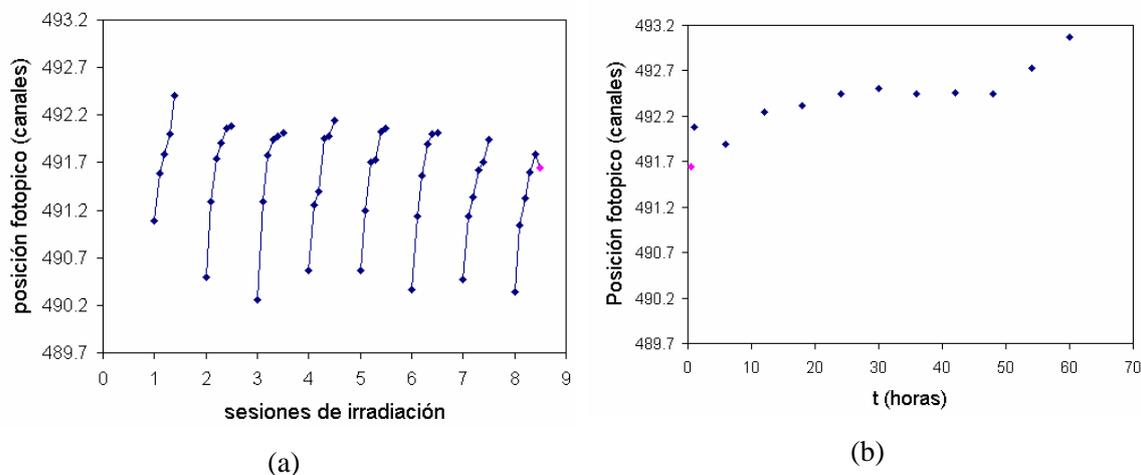


Figura 6.10: Efecto de los flujos de radiación sobre la posición del fotopico, (a) durante y (b) después de la irradiación con  $^{60}\text{Co}$ .

La posición del fotopico experimentó un desplazamiento hacia canales de energía inferior inmediatamente después de recibir cada dosis, pero rápidamente tiende a recuperarse. Esta tendencia continúa, aunque de forma más lenta, durante las horas posteriores a la última dosis recibida. La periodicidad que se observa en las variaciones de la posición del fotopico indica claramente que estas fueron debidas al efecto de la dosis recibida. No obstante, estas variaciones fueron pequeñas, del mismo orden que las fluctuaciones encontradas durante los meses previos que estuvo conectado el detector. En general un desplazamiento del fotopico hacia canales de energía inferior puede deberse a un mayor atrapamiento de portadores.

### 6.5.3 Eficiencia

La tasa de conteo (entre 60 keV y 1375 keV) aumentó después de recibir cada dosis de radiación y fue disminuyendo con el tiempo. En la primera media hora tras cada sesión de irradiación (Figura 6.11 (a)) la eficiencia total disminuyó rápidamente, pudiendo verse variaciones del orden de 9cps (cuentas por segundo) que se repitieron periódicamente. Después de cesar la exposición (Figura 6.11 (b)) la eficiencia siguió disminuyendo, aunque de forma menos pronunciada, hasta estabilizarse.

Con la eficiencia del fotopico se observó el mismo efecto que para la eficiencia total, aunque las variaciones en este caso fueron menos acusadas. En las medidas realizadas entre sesiones de

irradiación la eficiencia del fotopico experimentó un ligero aumento, que de forma lenta fue disminuyendo en las medidas posteriores.

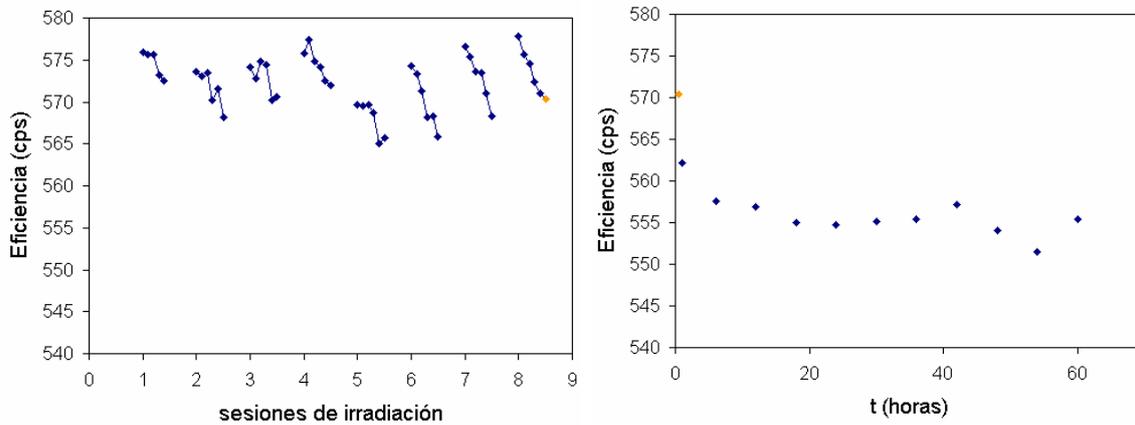


Figura 6.11: Efecto de los flujos de radiación sobre la eficiencia total, (a) durante y (b) después de la irradiación con  $^{60}\text{Co}$ .

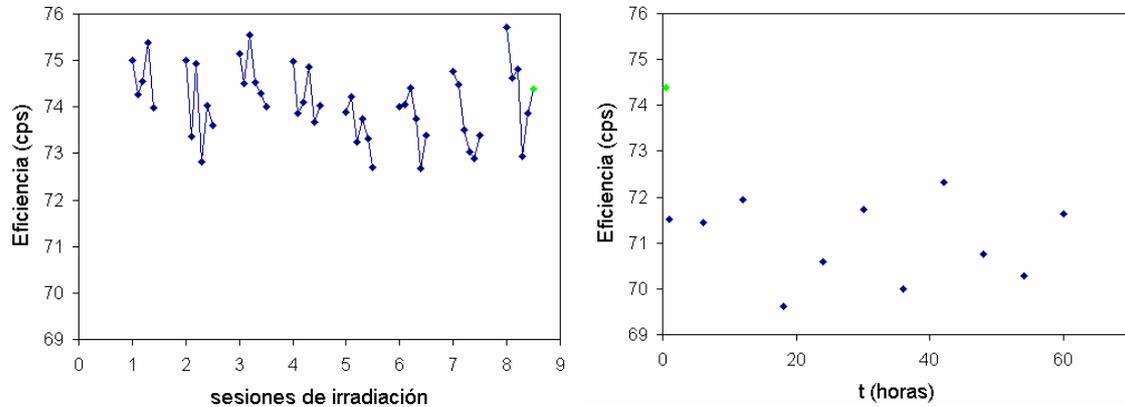


Figura 6.12: Efecto de los flujos de radiación sobre la eficiencia del fotopico, (a) durante y (b) después de la irradiación con  $^{60}\text{Co}$ .

Los resultados mostrados en las Figuras anteriores (desde la 6.9 hasta la 6.12) pueden resumirse en la Tabla 6.2, donde se presentan los valores medios y las desviaciones estadísticas durante y después de la irradiación y la diferencia relativa entre ambos casos.

Tabla 6.2: Valores medios y desviaciones estadísticas de las principales propiedades espectroscópicas medidas durante y después de las sesiones de irradiación del detector. Entre paréntesis se indica el error relativo en tanto por ciento.

	Resolución FWHM (%)	Posición fotopico (canales)	Ef. Fotopico (cps)	Ef.Total (cps)
Cs durante la irradiación	2.81±0.09 (3%)	491.5±0.6 (0.1%)	74.1±0.8 (1%)	572±4 (0.7%)
Cs después de la irradiación (60h)	2.66±0.08 (3%)	492.4±0.3 (0.1%)	71.1±0.9 (1.2%)	556±3 (0.5%)
Diferencia relativa (durante-después irradiación)	5%	0.2%	4%	3%

## 6.6 Dependencia con la temperatura

La última parte del experimento consistió en estudiar la dependencia de las propiedades espectroscópicas del detector con la temperatura. Se colocó la caja, con el detector y la electrónica frontal, en el interior de una cámara climática modelo DYCOMETAL D1-100 con una fuente de calibración de  $^{137}\text{Cs}$  sobre el detector y una señal de test en la entrada del ánodo colector. Se adquirieron una serie de espectros del cesio y de la señal de test para cada temperatura.

La temperatura controlada por la cámara climática puede diferir de la temperatura real a la que se encuentre el detector. Con el fin de minimizar estas diferencias se esperó un tiempo aproximado de media hora (para tratar de alcanzar el equilibrio térmico) desde que la cámara alcanzó la temperatura fijada hasta que se adquirieron los espectros.

Los resultados que obtenidos con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  y la señal de test se presentan en las Tablas 6.3 y 6.4 respectivamente.

Tabla 6.3: Valores de las principales propiedades espectroscópicas obtenidos con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  para distintas temperaturas.

Temperatura (°C)	FWHM (%)	Posición fotopico	Eficiencia fotopico	Eficiencia total (60-1375keV)
10	2.41±0.06	490.6±0.2	69.4±0.5	555±2
15	2.47±0.05	492.02±0.09	68.9±0.2	554.9±0.7
20	2.53±0.04	492.5±0.1	67.8±0.5	557.4±0.6
25	2.59±0.08	492.84±0.07	67.8±0.6	555±2
30	2.85±0.03	492.8±0.1	67.2±0.4	552.1±1.5
35	3.4±0.2	491.4±0.3	64.5±0.9	550±0.8
40	4.0±0.1	491.1±0.2	49±4	525±1
45	4.3±0.2	490.3±0.2	30±2	500.4±0.7

Tabla 6.4: Valores de las principales propiedades espectroscópicas obtenidos con la señal de test para distintas temperaturas.

Temperatura (°C)	FWHM (%)	Posición fotopico	Eficiencia fotopico
10	1.18±0.03	554.89±0.09	50.17±0.04
15	1.28±0.01	553.17±0.36	50.20±0.04
20	1.38±0.03	555.72±0.09	50.27±0.07
25	1.43±0.04	556.35±0.09	50.41±0.05
30	1.64±0.04	556.50±0.01	50.72±0.03
35	1.74±0.05	556.41±0.07	51.0±0.1
40	2.03±0.04	555.9±0.1	51.75±0.08
45	2.42±0.06	555.4±0.1	53.2±0.1

La variación más significativa con la temperatura se produjo para la resolución energética, tanto con la fuente radiactiva como con la señal de test. En la Figura 6.13 se muestra la variación de la resolución energética con la temperatura con (a) una fuente calibrada de  $^{137}\text{Cs}$  y (b) con una señal de test.

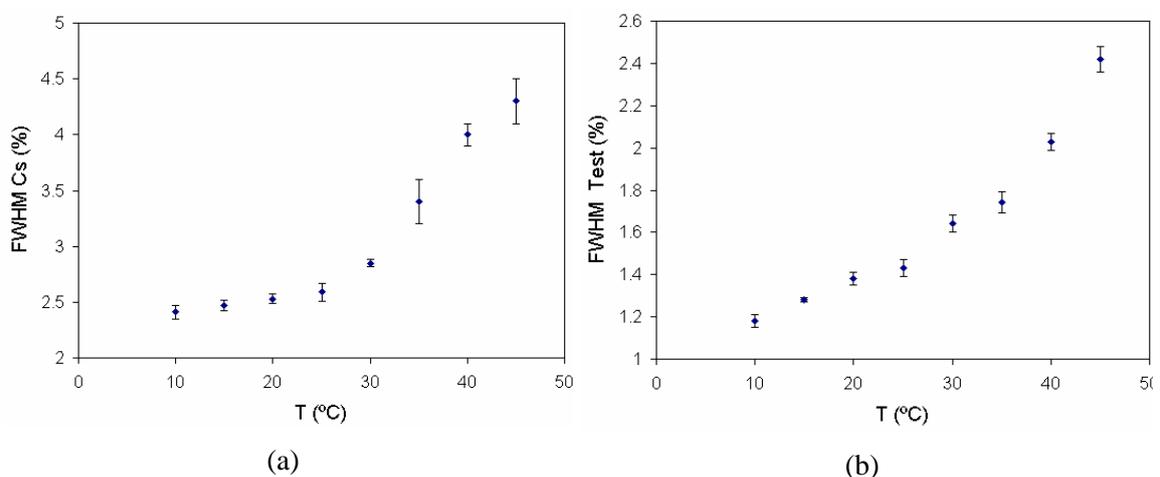


Figura 6.13: Variación en la resolución con la temperatura para (a) el fotopico del  $^{137}\text{Cs}$  y (b) la señal de test.

Para estudiar las posibles causas de este efecto, y decidir si la causa del empeoramiento fue debida al detector o a la electrónica frontal, se repitieron las medidas con la señal de test pero esta vez sin conectar el detector y conectándolo pero sin polarizarlo. Los resultados se muestran en la Figura 6.14.

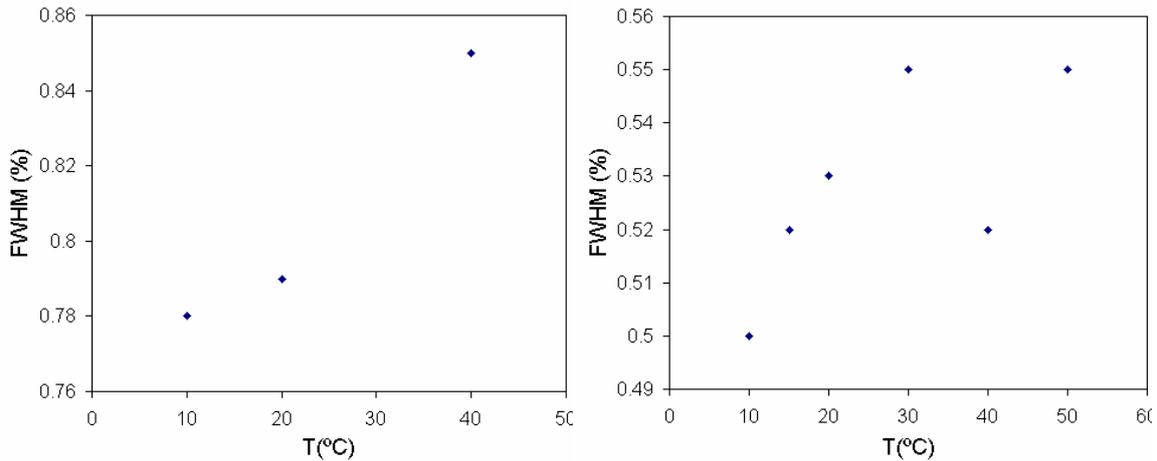


Figura 6.14: Dependencia de la anchura de la señal de test con la temperatura con (a) el detector conectado pero no polarizado y (b) con el detector desconectado.

Con el detector conectado y sin polarizar (Figura 6.14 (a)) se observó un aumento de la anchura de la señal de test con la temperatura, aunque menor que antes. Sin embargo, al desconectar el detector (Figura 6.14 (b)) la resolución de la señal de test no varió significativamente con la temperatura. Este resultado permite descartar los preamplificadores como causa del empeoramiento de la resolución.

Otra posible causa del empeoramiento en la resolución son las corrientes de fuga. Para comprobar la influencia de las corrientes de fuga del sensor en la resolución se consideró la siguiente dependencia del ruido electrónico con las corrientes de fuga [Radeka 1988; Goulding 1982; Bertuccio 1993]:

$$FWHM \propto \sqrt{a + bI(T)} \quad (6.1)$$

La dependencia de las corrientes de fuga con la temperatura  $I(T)$  es conocida para este detector (Capítulo 4). Por el contrario, los parámetros  $a$  y  $b$  de la ecuación (6.1) se desconocen para los preamplificadores empleados en estas medidas (A250 Ampek). No obstante, en la Figura 6.15 se muestra la comparación entre los resultados obtenidos experimentalmente para la FWHM de la señal de test a distintas temperaturas y una función del tipo de la presentada en la ecuación (6.1), en la que los valores de  $a$  y  $b$  se eligieron para obtener un mejor ajuste a los datos experimentales.

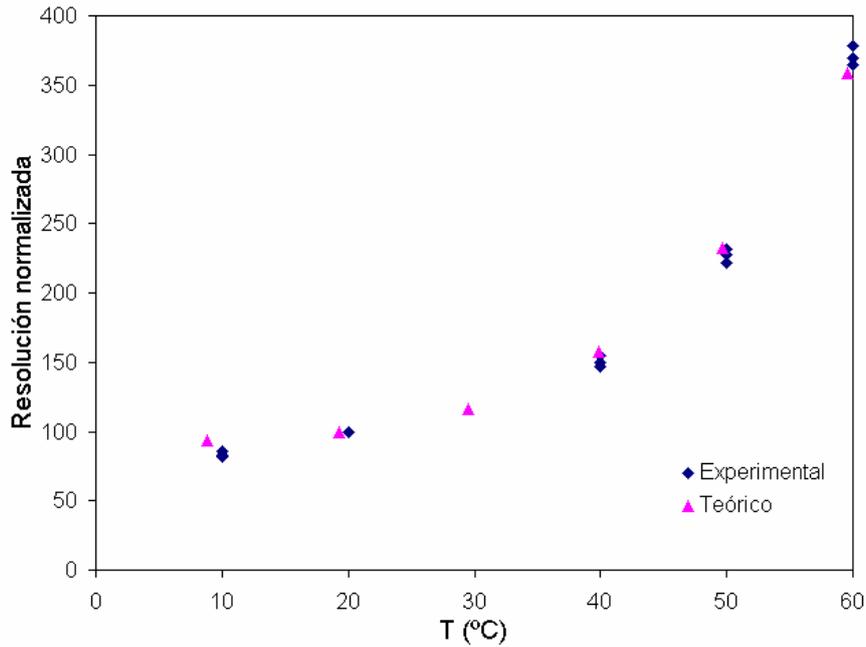


Figura 6.15: Comparación cualitativa entre la dependencia de la resolución energética para la señal de test con la temperatura y una función del tipo  $FWHM \propto \sqrt{a + bI(T)}$ .

Se observa que la dependencia de la anchura de la señal de test con la temperatura se ajusta satisfactoriamente, dentro del rango de interés, a una función de la forma:  $FWHM \propto \sqrt{a + bI(T)}$ , lo cual es coherente con lo anteriormente expuesto.

Otra de las propiedades espectroscópicas cuya dependencia con la temperatura se estudió fue la eficiencia. En la Figura 6.16 se muestra cómo es esta dependencia para (a) la eficiencia total, y (b) para la eficiencia del fotopico. La eficiencia total se calculó, como en los apartados anteriores, para un rango de energías de 60keV a 1375 keV y restando la contribución del fondo.

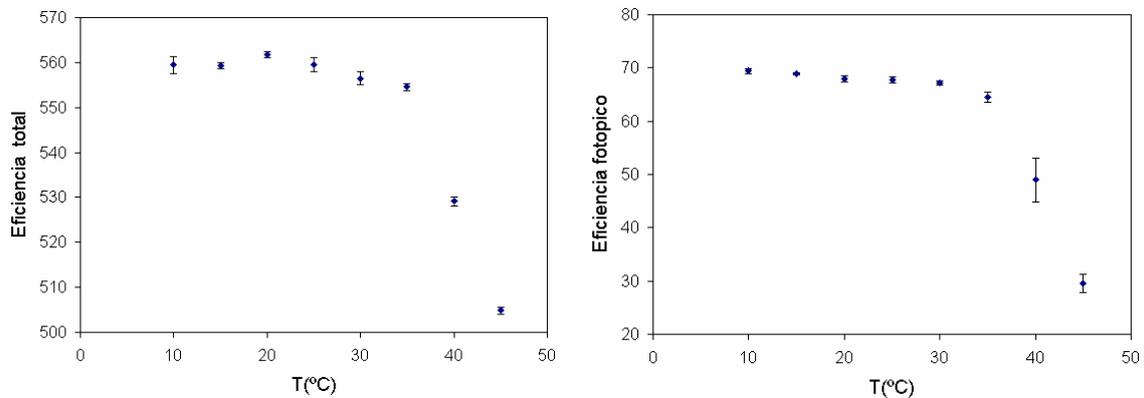


Figura 6.16: Variación de la eficiencia total (a) y del fotopico (b) del  $^{137}\text{Cs}$  con la temperatura.

En ambos casos la eficiencia se mantuvo bastante estable hasta 35°C y luego decayó bruscamente.

## 6.7 Conclusiones

La respuesta del detector resulta ser razonablemente estable en el tiempo. Durante un periodo de más de 1000 horas de conexión continuada no se observaron variaciones significativas, aparte de las fluctuaciones estadísticas, en ninguna de las propiedades espectroscópicas estudiadas.

Por lo que respecta al efecto de la radiación, es evidente que la exposición del detector a flujos altos de radiación puede deteriorar temporalmente sus propiedades. Sin embargo, este efecto es totalmente reversible en los rangos de irradiación estudiados y una vez que cesa la exposición se recuperan los valores originales.

El efecto de la temperatura es más significativo. Existe un claro empeoramiento de la resolución con la temperatura. Las eficiencias, tanto totales como del fótópico, se mantienen bastante estables hasta temperaturas de unos 35°C y a partir de este valor disminuyen bruscamente.

En conjunto se puede garantizar la funcionalidad de este tipo de detectores de radiación gamma, basados en cristales de CZT de gran volumen, para su utilización fuera del ámbito del laboratorio en los rangos de temperatura, irradiación y tiempo de operación estudiados.

## Capítulo 7

# Conclusiones generales

El principal objetivo de esta tesis ha sido profundizar en el conocimiento de un tipo de detectores de semiconductor cuyas propiedades los hacen especialmente interesantes para numerosas aplicaciones y de los que aun existe poca literatura. Los resultados obtenidos han proporcionado información para mejorar los diseños posteriores de detectores de CZT coplanares y para entender mejor la física de estos dispositivos.

El diseño de los electrodos coplanares de generación 4 ha supuesto un avance respecto a diseños anteriores, permitiendo conseguir una distribución de potenciales en las proximidades de los ánodos suficientemente compensados para que el empeoramiento de la resolución energética del detector no esté limitada por este factor, como ocurría para los primeros electrodos coplanares empleados. Posteriores mejoras en la resolución deben provenir del desarrollo en las técnicas de crecimiento de los cristales de CZT, que permitan obtener monocristales de mayor pureza y homogeneidad, y de la construcción del dispositivo, que permitan reducir las corrientes de fuga y aumentar los valores de campos eléctricos internos.

El desarrollo de una cadena de caracterización eléctrica ha permitido estudiar la corriente característica de los detectores, tanto en la región de volumen como en la superficie de los ánodos. Del posterior análisis de estos resultados se ha concluido que, en los rangos de aplicación de los detectores, el transporte de los portadores a través del volumen puede ser descrito satisfactoriamente mediante el modelo de difusión, que es mucho más sencillo que el

modelo ITD, cuya validez también se ha probado. Esto permite simplificar el modelo eléctrico de los dispositivos.

Se han obtenido también evidencias de la diferencia entre las propiedades eléctricas en el volumen y en la superficie. La estructura de la superficie es más compleja debido a la posible existencia de una capa interfacial de alta conductividad entre los electrodos y el semiconductor. No obstante, sigue siendo aplicable el modelo difusivo para un rango de valores que comprende el modo normal de operación. La existencia de esta capa, cuya influencia en la eficiencia de la recolección de cargas ha sido probada, debe ser tomada en cuenta en posteriores diseños.

El estudio espectrométrico en función de la profundidad de interacción realizado con el analizador multicanal multiparamétrico ha permitido comprobar la calidad de los detectores, no sólo de forma global, sino también localmente en diferentes zonas del detector, comparando los espectros obtenidos para distintas profundidades de interacción. El análisis multiparamétrico permite también corregir de forma digital el efecto debido al atrapamiento de los electrones.

Los experimentos realizados para estudiar la estabilidad de un detectores representativo de los empleados en este trabajo demuestran que éste es suficientemente estable para una aplicación práctica. Se puede garantizar que sus propiedades espectroscópicas no se ven significativamente afectadas por largos periodos de conexión. Los efectos de recibir flujos de radiación elevados (del orden de 100Gy) son reversibles y el rango de temperaturas en el que se mantiene estable el detector abarca hasta 35°C.

## Apéndice A

# Demostración de las ecuaciones del modelo de difusión para el caso particular de detectores gruesos de CZT

Los detectores de radiación que se han empleado en este trabajo consisten en un cristal de semiconductor de CZT sobre el que se depositan electrodos de Au. El sistema Au-CZT-Au forma dos barreras Schottky. En las condiciones normales de operación de los detectores una de las barreras se polariza en inversa y la otra en directa. Debido a la alta resistividad del CZT se pueden considerar sólo la unión polarizada en inversa, puesto que la resistencia en serie del volumen de material no depleccionado es mucho mayor que la resistencia de la unión Schottky polarizada en directa y la anchura de la zona depleccionada en este contacto es mucho menor que el grosor del detector. Por tanto, se puede despreciar el efecto de esta barrera para todos los valores de voltaje aplicado y considerar un único contacto Schottky polarizado en inversa acoplado a la resistencia en serie del volumen. Por otra parte, la alta resistividad del semiconductor hace que sea posible depleccionar completamente detectores de 1cm de grosor para valores no muy elevados de voltaje aplicado, del orden de decenas de voltios.

### Descripción del sistema Au-CZT-Au bajo el modelo de difusión

Se considera un sistema metal-semiconductor como el que se muestra en la Figura A.1, en el que se representa el diagrama de bandas correspondiente a las dos situaciones:  $V_c=0V$  y  $V_c<0V$ , donde  $V_c$  es el voltaje aplicado al cátodo.

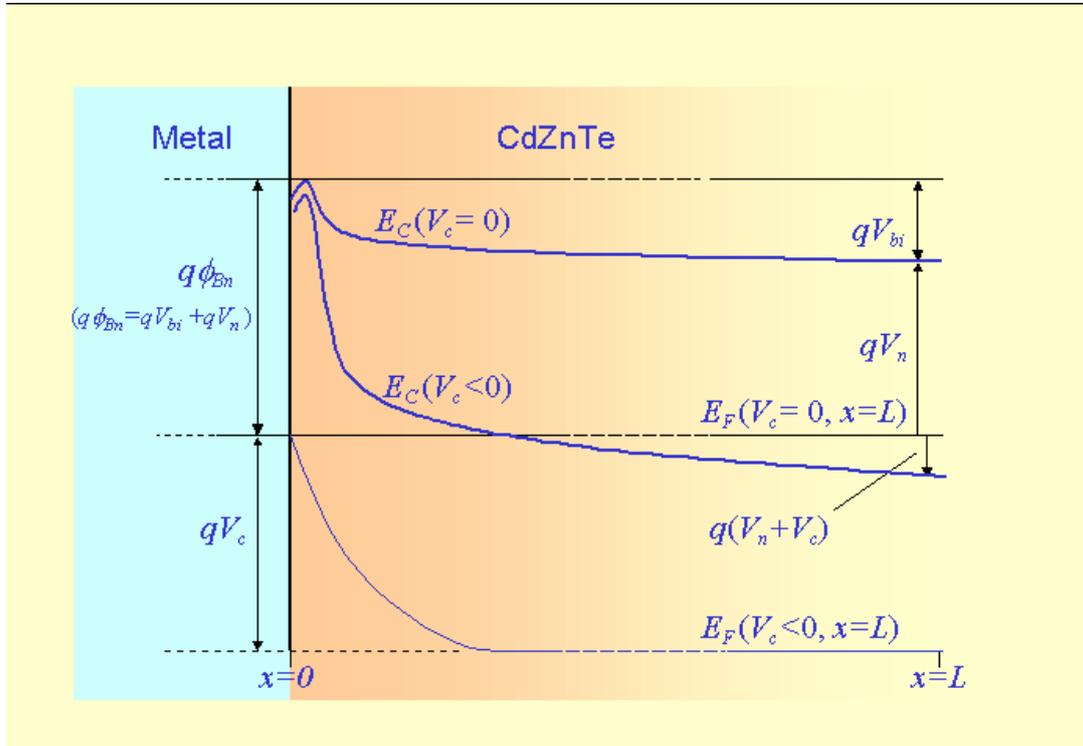


Figura A.1: Diagrama de bandas para el sistema metal-CZT en dos situaciones distintas:  $V_c=0V$  y  $V_c<0V$ .

$E_c$  representa la energía de la banda de conducción,  $E_F$  es el nivel de Fermi.  $\phi_{Bn}$  es la altura de la barrera en equilibrio térmico,  $V_{bi}$  es el potencial de built-in y  $V_n = \phi_{Bn} - V_{bi}$  [Sze 1981].

Este diagrama de bandas corresponde a una situación en la que el cristal se encuentra completamente depleccionado, que es como se encuentra el detector durante su modo normal de operación.

En la región de carga espacial de este contacto el transporte de portadores viene descrito por una ecuación de flujo de corriente que es, para el caso de un semiconductor de tipo n y en una dimensión, la siguiente:

$$J = (-q) \left[ n(x) \mu_n E(x) + D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right] = (-q) D_n \left[ -\frac{q}{kT} n(x) \frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right]. \quad (A.1)$$

Esta corriente de electrones tiene dos contribuciones: la de deriva y la de difusión.  $E(x)$  es el campo eléctrico y  $V(x)$  el potencial en el semiconductor,  $D_n$  es el coeficientes de difusión de

electrones que se relaciona con la movilidad de electrones,  $\mu_n$ , mediante la relación de Einstein:

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q}, \quad (\text{A.2})$$

$n(x)$  es la concentración de electrones que vienen dada por la siguiente ecuación:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (\text{A.3})$$

donde  $N_C$  es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción y está descrita por la ecuación (3.6).

Para pasar de la ecuación diferencial (A.1) a una integral se multiplican ambos miembros de la ecuación por el factor integrante  $e^{-(q/kT)V(x)}$ :

$$J e^{-(q/kT)V(x)} = (-q)D_n \left[ -\frac{q}{kT} n(x) \frac{\partial V(x)}{\partial x} e^{-(q/kT)V(x)} + \frac{\partial n(x)}{\partial x} e^{-(q/kT)V(x)} \right]. \quad (\text{A.4})$$

Integrando en toda la región de carga espacial, desde  $x=0$  hasta  $x=L$ , siendo  $L$  el grosor del detector, la ecuación (A.4) queda como sigue:

$$\int_0^L J e^{-(q/kT)V(x)} dx = (-q)D_n \left[ \int_0^L n(x) \frac{\partial}{\partial x} e^{-(q/kT)V(x)} dx + \int_0^L \frac{\partial n(x)}{\partial x} e^{-(q/kT)V(x)} dx \right]. \quad (\text{A.5})$$

Gracias al factor integrante el segundo miembro de la ecuación puede simplificarse de la siguiente manera:

$$\int_0^L J e^{-(q/kT)V(x)} dx = (-q)D_n \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} (n(x) e^{-(q/kT)V(x)}) dx \quad (\text{A.6})$$

por tanto, la segunda integral es inmediata. Por otra parte, si se considera la condición de estado estacionario la densidad de corriente  $J$  es constante en todo el cristal y puede sacarse fuera de la integral, con lo que se obtendría la siguiente ecuación:

$$J \int_0^L e^{-(q/kT)V(x)} dx = (-q)D_n \left[ n(x) e^{-(q/kT)V(x)} \right]_0^L. \quad (\text{A.7})$$

Despejando la  $J$  se tiene esta expresión:

$$J = (-q)D_n \left[ n(x) e^{-(q/kT)V(x)} \right]_0^L \frac{1}{\int_0^L e^{-(q/kT)V(x)} dx}. \quad (\text{A.8})$$

Para evaluar la expresión entre corchetes de la ecuación (A.8) se aplican las siguientes condiciones de contorno:

$$qV(x=0) = (-q)(V_n + V_b) = -q\phi_B, \quad (\text{A.9})$$

$$qV(x=L) = (-q)(V_n + V_c). \quad (\text{A.10})$$

La concentración de electrones en  $x=0$  y en  $x=L$  se obtiene a partir de la ecuación (A.3)

$$\begin{aligned} n(x=0) &= N_C e^{-(E_c(x=0) - E_F(x=0))/kT} \\ &= N_C e^{-(q/kT)\phi_{bn}}, \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned} n(x=L) &= N_c e^{-(E_c(x=L)-E_F(x=L))/kT} \\ &= N_c e^{-(q/kT)V_n} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Sustituyendo estas condiciones de contorno en el término entre corchetes de la ecuación (A.8) éste queda como sigue:

$$\begin{aligned} & -qD_n \left[ n(x) e^{-(q/kT)V(x)} \right]_0^L \\ &= (-q)D_n \left[ N_c e^{-(q/kT)V_n} e^{-(q/kT)V_n} e^{-(q/kT)V_c} - N_c e^{-(q/kT)\phi_{Bn}} e^{-(q/kT)(-\phi_{Bn})} \right] \\ &= qD_n N_c \left[ 1 - e^{-(q/kT)V_c} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Luego la ecuación (A.8) queda:

$$j = qN_c D_n \left[ 1 - e^{-(q/kT)V_c} \right] \frac{1}{\int_0^L e^{-(q/kT)V(x)} dx} \quad (\text{A.14})$$

Para calcular la integral del denominador es necesario conocer la dependencia del potencial con la posición,  $V(x)$ , para ello hay que resolver la ecuación de Poisson para un semiconductor tipo n. Suponiendo que todos los centros donantes se encuentren ionizados la ecuación que hay que resolver es la siguiente:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad (\text{A.15})$$

Esta aproximación se cumple siempre y cuando  $n(x) \ll N_D$  en el volumen. Resolviendo esta sencilla ecuación diferencial se obtiene que:

$$V(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \frac{x^2}{2} + C_1 x + C_2 \quad (\text{A.16})$$

Los valores de las constantes de integración  $C_1$  y  $C_2$  se obtienen aplicando las condiciones de contorno (A.9) y (A.10):

$$qV(0) = -q\phi_{Bn} \quad \Rightarrow \quad C_2 = -\phi_{Bn} \quad (\text{A.17})$$

$$qV(L) = -q(V_c + V_n) = -q \frac{qN_D}{\varepsilon} \frac{L^2}{2} + qC_1 L - q\phi_{Bn} \quad (\text{A.18})$$

De la ecuación anterior se obtiene:

$$C_1 = \frac{-(V_c - V_n)}{L} + \frac{qN_D}{\varepsilon} \frac{L}{2} \quad (\text{A.19})$$

Sustituyendo los valores de  $C_1$  y  $C_2$  en la ecuación (A.16) se obtiene la expresión que se estaba buscando del potencial en función de la posición:

$$V(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon} \left[ \left( \frac{\varepsilon}{qN_D L} (-V_c + V_n) + \frac{L}{2} \right) x - \frac{x^2}{2} \right] - \phi_{Bn} \quad (\text{A.20})$$

Si se define  $L_D$  y  $d$  como:

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon}{qN_D} \frac{kT}{q}} \quad (\text{A.21})$$

$$d = \frac{\varepsilon}{qN_D L} (-V_c + V_b) + \frac{L}{2}, \quad (\text{A.22})$$

el potencial puede expresarse como:

$$V(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon} \left[ dx - \frac{x^2}{2} \right] - \phi_{Bn}. \quad (\text{A.23})$$

La integral del denominador de la ecuación (A.14) queda de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \int_0^L e^{-(q/kT)V(x)} dx &= \int_0^L e^{-(q/kT)qN_D/\varepsilon(dx - (x^2/2))} \times e^{(q/kT)\phi_{Bn}} dx \\ &= e^{(q/kT)\phi_{Bn}} \int_0^L e^{((x^2/2) - dx)/L_D^2} dx \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

La última integral de la ecuación (A.24) se puede aproximar por:

$$\int_0^L e^{((x^2/2) - dx)/L_D^2} dx \cong \frac{L_D^2}{d}. \quad (\text{A.25})$$

Para demostrar la validez de esta aproximación se evalúa numéricamente la integral mediante el programa Maple y se compara con la aproximación (A.25), representando gráficamente ambos resultados como se muestra en la Figura A.2.

Para el cálculo de la integral se hace el siguiente cambio de variable:

$t = x/L_D$  y  $d' = d/L_D$  con lo que la integral del segundo término de la ecuación (A.24) queda de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \int_0^L e^{((x^2/2) - dx)/L_D^2} dx &= L_D \int_0^{L/L_D} e^{((t^2/2) - d't)} dt \\ &= L_D I \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

La integral  $I$  depende de  $L_D$  y de  $d'$  y por tanto de las siguientes constantes:  $k$ ,  $q$ ,  $L$  y  $\varepsilon$  y de los parámetros:  $T$ ,  $N_D$  y  $(V_c + V_b)$ . La nomenclatura y valores de las constantes se presentan en el Capítulo 4. El rango de temperaturas que se elige para evaluar la integral va desde 200K hasta 400K, los valores de  $N_D$  se consideran entre  $10^7$  y  $10^{12} \text{cm}^{-3}$  (siendo el valor nominal del CZT del orden de  $10^{10} \text{cm}^{-3}$ ), el rango de  $V_c$  abarca todo el rango de interés (desde 0.1V hasta 5000V), y se desprecia  $V_b$  frente a  $V_c$ .

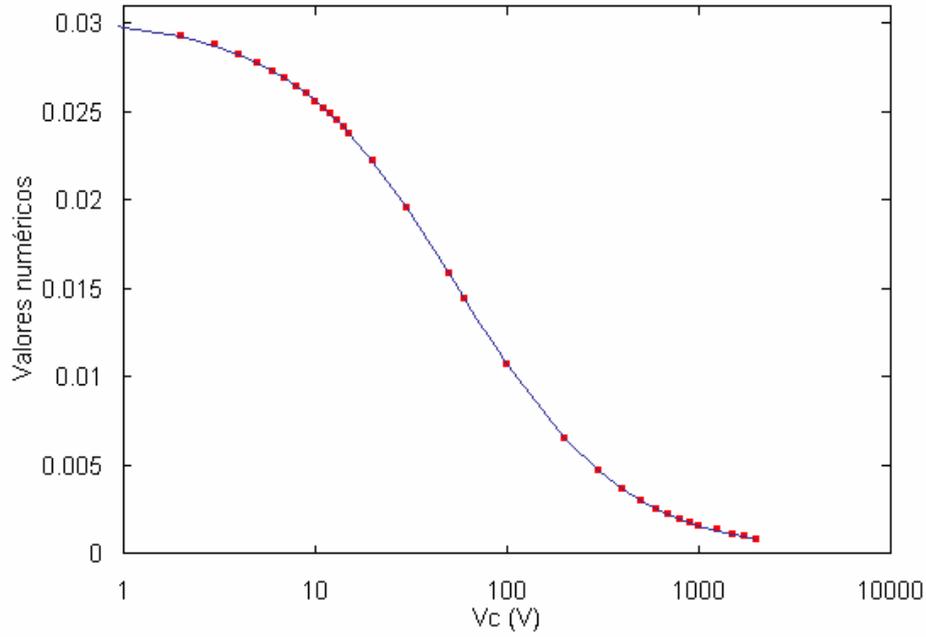


Figura A.2: Comparación de una serie de puntos calculados numéricamente a partir de la integral  $I$  (puntos rojos) con  $L_D/d$  (línea), ecuación (A.27).

Usando esta aproximación de la integral, cuya validez está justificada en los rangos de medidas usados en este trabajo, la ecuación (A.14) se puede reescribir como:

$$J = qN_c D_n e^{-(q/kT)\phi_{bn}} \left[ 1 - e^{-(q/kT)|V_c|} \right] \frac{d}{L_D^2}, \quad (\text{A.27})$$

donde  $|V_c|$  es el valor absoluto del voltaje aplicado. Desarrollando esta ecuación queda:

$$\begin{aligned} J &= qN_c D_n e^{-(q/kT)\phi_{bn}} \left[ 1 - e^{-(q/kT)|V_c|} \right] \times \frac{qN_D}{\varepsilon} \frac{q}{kT} \left[ \frac{\varepsilon}{qN_D L} (|V_c| + V_b) + \frac{L}{2} \right], \\ &= \frac{q^2}{\varepsilon} \mu_n N_c N_D \left[ \frac{\varepsilon}{qN_D L} (|V_c| + V_b) + \frac{L}{2} \right] \times (1 - e^{-(q/kT)|V_c|}) e^{-(q/kT)\phi_{bn}}, \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

que como se quería demostrar presenta una dependencia de la corriente con el voltaje de la siguiente forma:

$$J = (\alpha + \beta |V_c|) \left[ 1 - e^{-(q/kT)|V_c|} \right]. \quad (\text{A.29})$$

## Referencias bibliográficas

- [1] A250 application notes <http://www.fastcomtec.com/fwww/datashee/amp/a250app.pdf>
- [2] **Agostinelli S.**, et al., Nucl. Instr. And Meth. A 506 (2003) 250
- [3] **Barber H.B.** et al., Progress in developing focal-plane-multiplexes readout for large CdZnTe arrays for nuclear medicine applications, Nucl. Instr. And Meth. A 380 (1996) 262
- [4] **Barret H.H.**, Eskin J.D., and Barber H.B., "Charge transport in arrays of semiconductor gamma-ray detectors," Phys. Rev. Lett., vol 75, pp156-159, (1995).
- [5] **Barraud A.** *Comptes Rendus* 257 (1963) 1263.
- [6] **Bertuccio G;** Pullia A; "A Method for the Determination of the Noise Parameters in Preamplifying Systems for Semiconductor Radiation Detectors", Rev. Sci. Instrum., 64, p.3294, (1993).
- [7] **Bethe H. A.**, "Theory of the boundary layer of crystal rectifiers" MIT Radiat. Lab. Rep. 43-12 (1942).
- [8] **Birks J.**, Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, 1964.
- [9] **Bolotnikov A. E.**, Boggs S. E, Hubert Chen C. M., Cook W. R., Harrison F. A., Schindler S. M. " Properties of Schottky type contacts on high-resistivity CdZnTe detectors" *Nuclear instruments and methods in physics research A* 482 (395-407), 2002.
- [10] **Bolotnikov A. E.**, Chen C.M.H., Cook W.R., Harrison F. A., Kuvvetli I., Schindler S. M. "Effects of Bulk and Surface Conductivity on the Performance of CdZnTe pixel detectors" *IEEE transaction on nuclear science*, vol. 49, no 4 pp1941-1949, 2002.
- [11] **Bolotnikov A.E.**, Hubert Chen C.M., Cook W.R., Harrison F.A., Schindler S.M., Kuvvetli I., Stahle C.M., Parker "The effect of cathode bias (field effect) on the surface leakage current of CdZnTe detectors." *Nuclear instruments and methods in physics research A* 510 (300-308), 2003
- [12] **Butler J. F.**, Lingren C. L and Doty F.P. , "Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te gamma ray detectors", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol 39, no.4, pp. 605-609 Aug. 1992
- [13] **Cavalleri G.**, Gatti E., Fabri G., Svelto V., "Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors" *Nuclear instruments and methods.* 92 (137) 1971.
- [14] **Chynoweth A.G.**, Am.J. Phys. 20 (1952) 218.
- [15] **Cisneros G.**, Mark P. " Unipolar current transport through metal-insulator-metal (MIM) structures supplied with barrier contacts in the diffusion limit" *Solid-State Electronics.* Vol 18, pp563-568, 1975.

- [16] **Crowell** C.R. "Current transport in metal-semiconductor barriers" *Solid-State Electronics*. Vol 9, pp1035-1048, 1966
- [17] **Doty** F.P. et al., Nucl. Instr. And Meth. A 353 (1994) 356
- [18] **Evans** R.D. "The atomic nucleus". McGraw-Hill (1955).
- [19] **eV products** <http://www.evproducts.com/czt.html>
- [20] **Fano** U., J. Appl. Phys. 72 (26) (1947)
- [21] **Frisch** O., British Atomic Energy Report BR-49 (1944)
- [22] **Fukuda** T, Scheel H. J. "Crystal Growth Technology" Ed John Wiley and Sons. 2003
- [23] **González** R., Pérez J.M., He Z. "Efficiency at different interactions depth in large coplanar CdZnTe detector". *Nucl. Instrum. Methods*, A 531 (2004), pp. 544-559.
- [24] **González** R., Pérez J.M., Vela O., De Burgos E., Oller J.C., Gostilo V. "Electrical characterization of large volume CdZnTe coplanar detectors". *Nuclear instruments and methods in physics research A* 547(517-534), 2005.
- [25] **González** R., Pérez J. M., Vela O., de Burgos E., Oller J. C. and Gostilo V. "Spectrometric response of large volume CdZnTe coplanar detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52 , no. 5, 2005
- [26] **González** R., Pérez J.M., Vela O., De Burgos E. "Performance comparison of a large volume CZT semiconductor detector and a LaBr<sub>3</sub>(Ce) scintillator detector" *to be published IEEE Trans. Nucl. Sci*, 2006.
- [27] **Goulding** FS; Landis DA; "Signal Processing for Semiconductor Detectors", *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, NS-29, p.1125, (1982)
- [28] **Guergouri** K., Triboulet R., Tromson-Carli A., Marfaing Y., *Crystal Growth* 86 (1988) 61.
- [29] **Harding** W.R., Hilsum C., Moncaster M.E., Northrop D.C., Simpson O. *Nature* 187 (1960) 405.
- [30] **He** Z., "Potential distribution within semiconductor detectors using coplanar electrodes," *Nuclear instruments and methods in physics research A*, vol. 365 pp. 572-575, 1995.
- [31] **He** Z., Knoll G. F., Wehe D. K., Rojas R., Hammig M., Barrett C., Uritani A., and Mastrangelo C. H., "1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 380, no. 1-2, pp. 228-231, 1996.
- [32] **He** Z., Knoll G. F., Wehe D. K., and Miyamoto J. "Position-sensitive single carrier CdZnTe detectors" *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 388, no. 1-2, pp. 180-185, Mar.1997.

- [33] **He Z.**, Knoll G.K., Wehe D.K., Du Y.F.. “Coplanar Grid Pattern and their Effect on Energy Resolution of CdZnTe Detectors.” *Nucl. Instrum. Methods*, A 411 (1998), pp. 107-113
- [34] **He Z.**, Li W., Knoll G.F., Wehe D.K., Berry J., Stahle C.M. “ 3-D position sensitive CdZnTe gamma-ray spectrometers” *Nuclear instruments and methods in physics research A* 422(173-178) 1999.
- [35] **He Z.** “Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors.” *Nucl. Instrum. Methods*, A 463 (2001), pp. 250-267.
- [36] **Hecht K.**, *Z. Physik* 77, 235 (1932).
- [37] **Hofstadter R.** *Nucleonics* 4 (1949) 2 y 29.
- [38] **Jen C.K.**, On the induced current and energy balance in electronics, Proceedings of the I.R.E., June (1941) p. 345
- [39] **Jones L.T.** and Woodlam P.B., “Resolution Improvement in CdTe Gamma Detectors Using Pulse-Shape Discrimination”, *Nuclear instruments and methods in physics research A*, vol. 124 pp. 591-595, 1975
- [40] **Klein C.A.**, *J. Appl. Phys.* 39, 2029 (1968)
- [41] **Kleinknecht K.**, Detectors for particle radiation, 2<sup>nd</sup> Edition, Cambridge University Press. 1998.
- [42] **Knoll G.F.**, Radiation Detection and Measurement, 3<sup>rd</sup> Edition, Wiley, New York, 2000.
- [43] **Kuvvetli I.**, “Development of CdZnTe detector systems for space applications” PhD thesis at Technical University of Denmark. 2003.
- [44] **Lampert M.A.**, Mark P., Current Injection in Solids, Academic Press, New York and London, 1970.
- [45] **Luke P.N.** “Single-polarity charge sensing in ionizing detectors using coplanar electrodes”. *Appl. Phys. Lett.*, Vol 65 (22), November 1994, pp. 2884-2886.
- [46] **Luke P.N.** “Unipolar charge sensing with coplanar electrodes application to semiconductor detectors” *IEEE transaction on nuclear science vol 42, no 4(207-213)*, 1995.
- [47] **Luke P.N.**, Amman M., Lee J.S., and Manfredi P.F., "Noise in CdZnTe detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 3 I, pp. 282-286, 2001.
- [48] **Luke P. N.**, Amman M., and Lee J. S., “Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 3 III, pp. 1199-1203, 2004.
- [49] **Lund J.C.**, Olsen R.W., James R.B., Van Scyoc J.M., Eissler E.E., Blakeley M.M. and Glick J.B., presented at the 4<sup>th</sup> european Symp on semiconductor detectors, 1995.
- [50] **Malm H.L.**, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19, 263 (1972).

- [51] **Malm** H.L., Canali C., Mayer J. W, and Nicolet M-A. et al., "Gamma-ray spectroscopy with single-carrier collection in high-resistivity semiconductors," *Appl. Phys. Lett.* **26**, pp. 344-346, 1975
- [52] **McGregor** D.S., Hermon H. "Room-temperature compound semiconductor radiation detectors," *Nucl. Instrum. Methods*, A 395 (1997), pp. 101-124.
- [53] **Moses**, W. W. and Shah, K. S., "Potential for RbGd<sub>2</sub>Br<sub>7</sub>:Ce, LaBr<sub>3</sub>:Ce, LaBr<sub>3</sub>:Ce, and LuI<sub>3</sub>:Ce in nuclear medical imaging," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 537, no. 1-2, pp. 317-320, Jan.2005
- [54] Library E01, Interpolation. **NAG** Fortran Library Introductory Guide. Mark 20. September 2001.
- [55] **Onodera** T., Hitomi K., Shoji T., Hiratate Y., Kitaguchi H. "Spectroscopic performance of pixellated thallium bromide detectors". *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 5 III, pp. 2005
- [56] **Ortendahl** D.et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29 (1982)784
- [57] **Owens** A., et al. "Development of compound semiconductor detectors for X-and gamma-ray spectroscopy". *SPIE Proceedings*, 4784, (2003).
- [58] **Owens** A., et al. "The X-ray response of TlBr" *Nucl. Instrum. Methods*, A 497 (2003) 370-380.
- [59] **Patt** B.E. et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-33 (1986) 523
- [60] **Pehl** R.H., Madden N.W., Elliot J.H., Raudorf T.W., Trammel R.C. and Darken Jr., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-16 (1979)
- [61] **Pérez** J.M., He Z., Wehe D.. "Stability and Characteristics of Large CZT Coplanar Electrode Detectors." *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol 48, No 3, June 2001, pp. 272-277.
- [62] **Pérez** J. M., He Z., Wehe D. K., and Du Y. F., "Estimate of large CZT detector absolute efficiency," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49 I, no. 4, pp. 2010-2018, 2002.
- [63] **Prettyman** T.H., Ianakiev K.D., Soldner S.A., Szeles C. "Effect of differential bias on the transport of electrons in coplanar grid CdZnTe detectors". *Nucl. Instrum. Methods*, A 476 (2002), pp. 658-664.
- [64] **Price** W.J. "Radiation Detection" 2<sup>nd</sup> ed., McGraw-Hill, New York, 1964.
- [65] **Radeka** V. "Low-noise techniques in detectors", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38, P.217, 1988.
- [66] **Ramo** S. "Current induced by electron motion" *Proceedings of the I.R.E.* p584, September 1939.

- [67] **Reed** M.D., Szeles C., Cameron S.E. "Computational modeling of heat transport in a multi-zone high-pressure vertical electro-dynamic gradient CdZnTe furnace" *Journal of Crystal Growth* Vol 289, Issue 2 (2006).
- [68] **Richter** M. and Siffert P., "High resolution gamma ray spectroscopy with CdTe detector systems" *Nuclear instruments and methods in physics research A* 332, 529-527 1992
- [69] **Ryan** J.M., Macri J.R., McConnell M.L., Dann B.K., Cherry M.L., Guzik T.G., Doty F.P., Apotosky B.A. and Butler J.F., presented at the SPIE Symp., San Diego, CA, July 1995.
- [70] **Schlesinger** T. and James R. "Semiconductors for room temperature nuclear detector applications" volume 43. Academic Press, San Diego, California, 1995.
- [71] **Schlesinger** T.E., Toney J.E., Yoon H., Lee E.Y., Brunett B.A., Franks L., James R.B.. "Cadmium zinc telluride and its use as a nuclear radiation detector material". *Material Science and Engineering*, Vol. 32 (2001), pp 103-189.
- [72] **Shah** K. S., Glodo j., Klugerman M., Moses W. W., Derenzo S. E. and Weber M. J. "LaBr<sub>3</sub>:Ce scintillators for Gamma-Ray Spectroscopy" *IEEE transactions on nuclear science* vol 50, no6, 2003.
- [73] **Shah** K.S., Glodo J., Klugerman M., Higgins W. M., Gupta T., and Wong P. "High Energy Resolution Scintillation Spectrometers". *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol 51, no 5, October 2004
- [74] **Shockley** W., "Current to Conductors Induced by a Moving Point Charge" *J. Appl. Phys.* , vol. 9, pp. 635, 1938.
- [75] **Stahle** C.M. et al., CdZnTe strip detectors for arc second imaging and spectroscopy, Proceedings of SPIE, vol. 2859, p.74 (1996)
- [76] **Sze** S. M, "Physics of semiconductor devices", second ed, Wiley, New York, 1981
- [77] **Sze** S.M., "Fundamentals of semiconductor fabrication" Wiley, New York, 2004
- [78] **Szeles**, C. "Advances in the crystal growth and device fabrication technology of CdZnTe room temperature radiation detectors" *IEEE transactions on nuclear science* vol 51, no3, 2004.
- [79] **Toney** J. E, Schlesinger T. E., and James R. B., "Optimal bandgap variants of Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te for high-resolution X-ray and gamma-ray spectroscopy," *Nucl. Instrum. Methods*, vol. A 428, pp. 14-24, 1999
- [80] **Van Heerden** P.J. The cristal counter. Utrecht Dissertation. (1945)
- [81] **Van Zeghbroeck**. B. "Principles of Semiconductor Devices" (2004) <http://ece-www.colorado.edu/~bart/book/>
- [82] **Willing** W.R Nucl.Instand Meth. 96 (1971) 615.
- [83] **Wu** C.Y. "Interfacial layer theory of the Schottky barrier diodes" *J.Appl.Phys.* 51(7), (1980).
- [84] **Wu** C.Y. *J. Appl. Phys.* 53 (8) (1982).

- [85] **Zaletin** V.M. “Development of semiconductor detectors based on wide-gap materials”  
Atomic Energy, vol. 97, No 5, 2004.
- [86] **Zorn** C., “Organic Scintillators, in: Instrumentation in High-energy Physics”, F. Sauli,  
ed., World Scientific 1992.

## Índice de figuras

1.1	Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción de la radiación gamma con la materia: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. Las líneas en rojo corresponden a los valores de $Z$ y $h\nu$ para los que las probabilidades de dos efectos son iguales [Evans 1955].	12
1.2	Porcentaje de fotones de 662keV que depositan energía en el material en función del grosor de éste. La línea continua corresponde a los fotones que depositan energía, toda o parte, y en línea discontinua el porcentaje de fotones que depositan toda su energía en el material.	14
1.3	Porcentaje de fotones que depositan toda su energía en una lámina de CZT para distintos grosores de ésta.	15
1.4	Espectro ideal obtenido con un detector pequeño.	16
1.5	Espectro ideal obtenido con un detector grande.	17
1.6	Espectro ideal obtenido con un detector mediano.	18
1.7	Espectro de un detector teniendo en cuenta efectos debidos al entorno del detector.	18
1.8	Energía promedio para crear un par electrón-hueco ( $\epsilon$ ) frente a la energía del gap ( $E_g$ ) para una serie de materiales semiconductores [Klein 1968].	26
1.9	Coefficiente de atenuación lineal del efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares para el Si, Ge, CdTe, HgI <sub>2</sub> . [Malm 1972].	28
2.1	(a) Detector con geometría planar. (b) Distribución del potencial de ponderación que crea un detector con geometría planar.	43
2.2	Forma de los impulsos en un detector planar para distintas profundidades de interacción. En el caso 1 con recolección completa de carga y en el caso 2 con recolección incompleta de carga.	44
2.3	(a) Esquema de una cámara de ionización gaseosa con una rejilla de Frisch. (b) Perfil del potencial de ponderación correspondiente al ánodo de una cámara de ionización gaseosa con una rejilla de Frisch.	45
2.4	Vista transversal de un detector con electrodos de rejilla coplanares.	46
2.5	(a) Distribución del potencial de ponderación para un detector con electrodos de rejillas coplanares. (b) La carga inducida en los ánodos colector y no colector que coincide con la proyección sobre el potencial de ponderación de la trayectoria de la partícula.	46
2.6	Forma de los impulsos inducidos en (a) los ánodos colector y no colector y (b) en el cátodo de un detector de rejillas coplanares para distintas profundidades de interacción: 1 próxima a los ánodos, 2 en el centro del detector y 3 en las proximidades del cátodo.	48
2.7	Electrodos de tiras de deriva [Kuvvetli 2003].	49
2.8	Vista frontal del diseño de una matriz de electrodos de píxeles (a) sin rejilla y (b) con rejilla focalizadora [He 1999].	50
2.9	Potencial de ponderación de un píxel.	50
2.10	(a) Espectros de energías en función de la profundidad de interacción medidos con el detector I9-04 para una fuente de <sup>137</sup> Cs, considerando 20 divisiones. (b) Espectros correspondientes a interacciones cerca del cátodo (azul) y cercanas a los ánodos (rosa).	53
2.11	(a) Primer diseño de electrodos coplanares. (b) Distribución del potencial de ponderación que produce este diseño de electrodos (para cada uno de los ánodos en la línea discontinua representada en (a) y a 1 mm de la superficie).	55
2.12	(a) Diseño de electrodos coplanares de 2ª generación y (b) el potencial de ponderación que producen para cada uno de los ánodos a 1 mm de la superficie y en la línea discontinua presentada en la figura (a).	56
2.13	(a) Diseño de electrodos coplanares de 3ª generación y (b) la resta de los	57

	potenciales de ponderación para ambos ánodos, a una distancia de 1mm de la superficie y en la línea discontinua presentada en (a), expresado en % y comparado con la que se obtiene para el diseño anterior de 2ª generación.	
2.14	(a) Diseño de electrodos coplanares de generación 4 con geometría circular y (b) la distribución del potencial de ponderación que producen a 1mm de la superficie de los ánodos y en la línea discontinua presentada en (a).	58
2.15	Diseño de electrodos coplanares de 4ª generación con geometría rectangular.	58
2.16	(a) Espectros de energía del $^{137}\text{Cs}$ en función de la profundidad de interacción, para el detector M0904 y considerando 20 divisiones. (b) Los espectros correspondientes a la superficie del cátodo (azul) y del ánodo (rosa).	59
4.1	Esquema del montaje experimental empleado para medir las curvas I-V.	70
4.2	Evolución de la corriente en el volumen del detector M02.2-1, en función del tiempo transcurrido desde que se aplica el salto de voltaje de 50V. La corriente se presenta normalizada al valor promedio al que tiende transcurrido un tiempo, para comparar los resultados obtenidos para distintas temperaturas.	71
4.3	Curva I-V medida en la región entre cátodo y ánodos para el detector M02.2-1 a una temperatura de +20.8°C.	72
4.4	Ajuste de la rama positiva de la curva I-V medida entre al cátodo y los ánodos para el detector M02.2-1 a una temperatura de +20.8°C (línea continua roja) con el modelo de difusión (línea discontinua). (a) Escala lineal-lineal; (b) escala log-lineal; (c) escala log-log.	75
4.5	Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M02.2-1 para las temperaturas: — -21.9, — -7.5, — +6.1, — +20.8, — +38.6, — +48.9 y — +59.2°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo de difusión.	76
4.6	Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M0904 para las temperaturas: — +8.8, — +19.3, — +29.5, — +39.9, — +49.7 y — +59.6 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo de difusión.	77
4.7	Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M02.2-1 para las temperaturas: — -21.9, — -7.5, — +6.1, — +20.8, — +38.6, — +48.9 y — +59.2°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.3)	79
4.8	Curvas I-V medidas en la región del volumen para el detector M0904 para las temperaturas: — +8.8, — +19.3, — +29.5, — +39.9, — +49.7 y — +59.6 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.4)	80
4.9	Curva I-V medida a la temperatura de +20.8°C con el detector M02.2-1 en la región del volumen ajustada con los modelos ITD y de difusión.	81
4.10	Densidad de corriente en la región del volumen para los dos detectores a una temperatura de ~+20°C. Siendo las áreas efectivas de cada detector de ~1.42cm <sup>2</sup> (M02.2-1) y ~1.61cm <sup>2</sup> (M0904).	83
4.11	Vista esquemática de las capas superficiales en un detector de CZT.	85
4.12	Curvas I-V normalizadas medidas en la región de la superficie. (a) Para el detector M02.2-1 para las siguientes temperaturas — -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C). (b) M0904 para las temperaturas — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5°C.	86
4.13	Curvas I-V medidas en la superficie del detector M02.2-1 para distintas temperaturas (— -18.1, — -4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C) y ajustadas con el modelo de difusión.	87
4.14	Curva I-V de la región de la superficie para el detector M02.2-1 a una temperatura de +19.3°C, junto con la curva que proporciona el modelo de difusión en escala lineal-lineal.	88
4.15	Curvas I-V medidas en la superficie del detector M0904 para distintas temperaturas (— +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5°C) y ajustadas con el	88

	modelo de difusión.	
4.16	Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M02.2-1 para las temperaturas: — -18.1, — +4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.11)	91
4.17	Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M0904 para las temperaturas: — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo ITD (Cada temperatura ajustada con sus propios parámetros indicados en la Tabla 4.12)	92
4.18	Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M02.2-1 para las temperaturas: — -18.1, — +4.9, — +6.6, — +19.3, — +38.8, — +49.3 y — +58.7°C. En línea discontinua el ajuste según el modelo SCLC.	94
4.19	Curvas I-V medidas en la región de la superficie de los ánodos del detector M0904 para las temperaturas: — +9.76, — +19.4, — +29.2, — +39.2, — +49.4 y — +59.5 °C. En línea discontinua el ajuste según el modelo SCLC.	95
4.20	Trayectorias de los electrones generados en la superficie del cátodo que derivan hacia la superficie del ánodo ( $z=0$ ). Se muestra sólo la región más próxima a la superficie de los ánodos. La coordenada $x$ varía desde la posición central de un electrodo no colector ( $x\sim 6.75\text{mm}$ ) representado como una línea azul en la figura, hasta el centro de un electrodo colector ( $x\sim 7.25\text{mm}$ ) representado con una línea rojo.	97
4.21	Diagrama de las trayectorias de los electrones análogo al presentado en la Figura 4.20 con la particularidad de que en este caso se considera una capa superficial de $20\mu\text{m}$ de grosor de resistividad $10^8\Omega\text{cm}$ .	98
5.1	Montaje experimental de la electrónica frontal empleada para realizar un análisis espectroscópico con el MCA.	101
5.2	Esquema del proceso de formación del espectro con un MCA.	102
5.3	Espectro de $^{137}\text{Cs}$ obtenido con el MCA Aptec para el detector 726-05.	103
5.4	Esquema del analizador MCMP desarrollado para realizar un análisis espectrométrico en función de la profundidad de interacción.	106
5.5	Programa desarrollado por la Div. de Electrónica del CIEMAT en LabWindows para controlar las tarjetas digitalizadoras del MCMP.	107
5.6	Espectros correspondientes al cátodo y al ánodo colector en las mismas condiciones experimentales para una fuente de $^{137}\text{Cs}$ .	108
5.7	Perfil de la profundidad de interacción obtenida para el detector M0904 con una señal de test conectada en paralelo al cátodo y al ánodo colector. Se consideraron 80 divisiones de $0.125\text{mm}$ y la señal de test apareció en 8 de ellas. El número de impulsos en cada división se ajustó a una función gaussiana de $\text{FWHM}\sim 0.05\text{mm}$ .	109
5.8	Perfil de la profundidad de interacción obtenida para el detector M0904 irradiándolo con una fuente de $^{90}\text{Sr}$ para $N_z=20$ .	110
5.9	Esquema de la tarjeta de los contadores de tiempo controladas por el programa de LabWindows que implementa el analizador MCMP en las tarjetas digitalizadoras.	112
5.10	Comparación de los espectros obtenidos para el detector M02.2-1 con el MCA y el MCMP en las mismas condiciones de geometría y para el mismo tiempo vivo usando una fuente de $^{137}\text{Cs}$ . (a) Sin corregir el atrapamiento de electrones y (b) corrigiendo el atrapamiento de electrones.	113
5.11	Espectros de $^{137}\text{Cs}$ en función de la profundidad de interacción para el detector 726-05 considerando 25 divisiones en $z$ . El espectro correspondiente a la superficie del cátodo se representan en azul y el del ánodo en rojo.	114
5.12	Dependencia de la posición del fotopico (en canales) con la profundidad de interacción para el detector M0904. La línea roja corresponde al ajuste de los puntos mediante una ecuación polinomial de 6° orden, que es la corrección aplicada para calcular la suma de todos los espectros.	115

5.13	Espectros de $^{137}\text{Cs}$ obtenidos próximos a la superficie del cátodo ( $R=1.0$ ) línea azul y del ánodo ( $R=0.1$ ) línea rosa, para los detectores (a) I904, (b) M0904, (c) 726-05 y (d) M02.2-1.	116
5.14	Comparación de la simulación (rojo) con los resultados experimentales (azul) obtenidos con el MCA para el detector M02.2-1 irradiado por una fuente puntual de $^{137}\text{Cs}$ sin colimar. Para espectros (a) corregidos y (b) sin corregir del atrapamiento de electrones.	121
5.15	Resultado obtenido con el MCA para el detector M02.2-1, irradiado por una fuente de $^{137}\text{Cs}$ colimada y aplicando el método de corrección del atrapamiento de electrones (azul) comparado con la simulación (rojo).	122
5.16	Espectro obtenido con el MCA para el detector 726-05 irradiado con $^{137}\text{Cs}$ , comparado con la simulación.	123
5.17	Espectro obtenido con el MCA para el detector 726-05 irradiado con $^{60}\text{Co}$ , comparado con la simulación.	124
5.18	Perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción medidos con el MCMP para el detector M02.2-1 Correspondientes a espectros de $^{137}\text{Cs}$ normalizados a una hora para $N_z=20$ medidas en (a) todo el espectro y (b) en la región del fotopico.	126
5.19	Simulación de los perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción para el detector M02.2-1, correspondientes a espectros de $^{137}\text{Cs}$ normalizados a una hora para $N_z=20$ en (a) todo el espectro y (b) en la región del fotopico.	127
5.20	Simulación para la eficiencia del fotopico en función de la profundidad de interacción para distintos valores del tiempo máximo de deriva permitido para los huecos ( $t_{h,max}$ ).	128
5.21	Simulación de los perfiles de eficiencia en función de la profundidad de interacción para el detector M02.2-1 para $t_{h,max}=0.25\mu\text{s}$ . Correspondientes a espectros de $^{137}\text{Cs}$ para $N_z=20$ en las regiones (a) total y (b) del fotopico.	129
5.22	Eficiencia relativa en función de la profundidad de interacción para las regiones (a) total y (b) del fotopico, medidas con el detector M0904 con una fuente de $^{137}\text{Cs}$ situada en el centro del detector a una distancia de 15mm de la superficie del cátodo.	130
5.23	Comparación entre los perfiles de eficiencia experimentales y la simulación para el detector 726-05, en las regiones (a) total y (b) del fotopico.	132
5.24	Ejemplo de impulsos correspondientes a un valor del parámetro $R$ mayor que 1.0, para el detector M0904 irradiado con una fuente beta de $^{90}\text{Sr}$ . La señal verde corresponde al cátodo, la azul al ánodo colector y la rosa al ánodo no colector.	135
5.25	Simulación de impulsos en los que la carga se genera cerca de la superficie del cátodo. (a) sin considerar atrapamiento (b) considerando atrapamiento.	137
5.26	Ajuste de la señal correspondiente al cátodo a la ecuación de Hecht.	139
5.27	Valores de las movilidades para las distintas temperaturas.	140
5.28	Valores medios de las movilidades para las distintas temperaturas con su correspondiente barra de error ajustados a una ley de potencias (línea roja).	141
6.1	Resolución energética (FWHM normalizada) para los fotopicos de 356keV de $^{133}\text{Ba}$ , 662 keV de $^{137}\text{Cs}$ y 1173 keV de $^{60}\text{Co}$ , en función del tiempo que ha permanecido conectado el detector.	144
6.2	Espectro de $^{60}\text{Co}$ obtenido con el MCA para el detector M0904.	145
6.3	Posición normalizada de los fotopicos de 356 keV, 662 keV y 1173 keV del $^{133}\text{Ba}$ , $^{137}\text{Cs}$ y $^{60}\text{Co}$ respectivamente.	146
6.4	Eficiencia de los fotopicos de 356 keV, 662 keV y 1173 keV del $^{133}\text{Ba}$ , $^{137}\text{Cs}$ y $^{60}\text{Co}$ respectivamente.	147
6.5	Eficiencia total normalizada en el rango de 60 keV-1375 keV, para los isótopos $^{133}\text{Ba}$ , $^{137}\text{Cs}$ y $^{60}\text{Co}$ .	148
6.6	Efectos de la conexión y desconexión abrupta del detector sobre la resolución energética FWHM (%) del fotopico del $^{137}\text{Cs}$ .	150

6.7	Efectos de la conexión-desconexión abrupta sobre la posición del fotopico.	151
6.8	Efectos de la conexión-desconexión abrupta sobre la eficiencia del fotopico.	152
6.9	Efecto de los flujos de radiación sobre la resolución energética del fotopico del $^{137}\text{Cs}$ , (a) durante y (b) después de la irradiación con $^{60}\text{Co}$ .	153
6.10	Efecto de los flujos de radiación sobre la posición del fotopico, (a) durante y (b) después de la irradiación con $^{60}\text{Co}$ .	154
6.11	Efecto de los flujos de radiación sobre la eficiencia total, (a) durante y (b) después de la irradiación con $^{60}\text{Co}$ .	154
6.12	Efecto de los flujos de radiación sobre la eficiencia del fotopico, (a) durante y (b) después de la irradiación con $^{60}\text{Co}$ .	155
6.13	Variación en la resolución con la temperatura para (a) el fotopico del $^{137}\text{Cs}$ y (b) la señal de test.	157
6.14	Dependencia de la anchura de la señal de test con la temperatura con (a) el detector conectado pero no polarizado y (b) con el detector desconectado.	158
6.15	Comparación cualitativa entre la dependencia de la resolución energética para la señal de test con la temperatura y una función del tipo $FWHM \propto \sqrt{a+bI(T)}$ .	159
6.16	Variación de la eficiencia total (a) y del fotopico (b) del $^{137}\text{Cs}$ con la temperatura.	159
A.1	Diagrama de bandas para el sistema metal-CZT en dos situaciones distintas: $V_c=0\text{V}$ y $V_c<0\text{V}$ .	164
A.2	Comparación de una serie de puntos calculados numéricamente a partir de la integral $I$ (puntos rojos) con $L_D/d$ (línea), ecuación (A.27).	168

## Índice de tablas

1.1	Probabilidad (%) de absorción de un fotón de 662keV (energía correspondiente al fotopico del $^{137}\text{Cs}$ ) para Si, Ge, CdTe, CZT y $\text{HgI}_2$ para distintos grosores de material	13
1.2	Variación del porcentaje de absorción de fotones en función de la energía de éstos para una lámina de CZT de varios grosores.	14
1.3	Principales propiedades de los detectores de semiconductor. [Schlesinger 1995; Owens 2003; McGregor 1997; Onodera 2005; Zaletin 2004].	30
1.4	Descripción de los detectores caracterizados en este trabajo.	33
4.1	Valores de la altura de la barrera Schottky para el detector M02.2-1. Calculados a partir del ajuste al modelo de difusión de las curvas experimentales para distintas temperaturas.	77
4.2	Valores de la altura de la barrera Schottky para el detector M0904, calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.	78
4.3	Los parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V para el detector M02.2-1 al modelo ITD para las distintas temperaturas.	81
4.4	Parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V para el detector M0904 al modelo ITD para las distintas temperaturas.	82
4.5	Valores de la resistencia y la resistividad en la región del volumen para el detector M02.2-1 a distintas temperaturas.	83
4.6	Valores de la resistencia y la resistividad en la región del volumen para el detector M0904 a distintas temperaturas.	84
4.7	Valores de la altura de la barrera Schottky en la superficie de los ánodos para el detector M02.2-1 calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.	89
4.8	Valores de la altura de la barrera Schottky en la región superficial del detector M0904 calculados a partir del modelo de difusión para distintas temperaturas.	89
4.9	Valores de la resistividad en la región de la superficie para el detector M02.2-1.	89
4.10	Valores de la resistividad en la región de la superficie para el detector M0904.	90
4.11	Los parámetros resultantes de los ajustes de las curvas I-V superficiales para el detector M02.2-1 al modelo ITD para las distintas temperaturas.	92
5.1	Resultados de la resolución energética para el fotopico de 662keV del $^{137}\text{Cs}$ obtenidos con los distintos detectores coplanares caracterizados.	103
5.2	Resolución en la profundidad de interacción en función de la energía equivalente para el detector 726-05.	111
5.3	Comparación de las eficiencias medidas experimentalmente para el detector M02.2-1 con una fuente de $^{137}\text{Cs}$ con el MCA para distintas configuraciones, con los valores obtenidos de la simulación.	122
5.4	Comparación de las eficiencias obtenidas de la simulación con las medidas experimentalmente con el MCA para el detector 726-05 con una fuente de $^{137}\text{Cs}$ y una de $^{60}\text{Co}$ .	124
6.1	Valores medios y las desviaciones estadísticas (error relativo %).	148
6.2	Valores medios y desviaciones estadísticas de las principales propiedades espectroscópicas medidas durante y después de las sesiones de irradiación del detector. Entre paréntesis se indica el error relativo en tanto por ciento.	155
6.3	Valores de las principales propiedades espectroscópicas obtenidos con la fuente de $^{137}\text{Cs}$ para distintas temperaturas.	156
6.4	Valores de las principales propiedades espectroscópicas obtenidos con la señal de test para distintas temperaturas.	157

