

Tecnología de detectores  
de partículas de silicio  
resistentes a la radiación

Memoria presentada por  
**María Celeste Fleta Corral**  
para optar al grado de  
Doctora en Física.

Barcelona, julio de 2006

UNIVERSITAT AUTONÒMA DE BARCELONA  
Departament de Física

INSTITUT DE MICROELECTRÒNICA DE  
BARCELONA, IMB-CNM (CSIC)

Tecnología de detectores de partículas  
de silicio resistentes a la radiación

Memoria presentada para optar al título de Doctora en Física

**Autora:** María Celeste Fleta Corral

**Director de Tesis:** Manuel Lozano Fantoba

**Tutor de Tesis:** Enrique Fernández Sánchez

D. Manuel Lozano Fantoba, Científico Titular del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, y D. Enrique Fernández Sánchez, Catedrático de la Universidad Autónoma de Barcelona

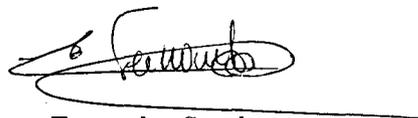
CERTIFICAN:

que la memoria "**Tecnología de detectores de partículas de silicio resistentes a la radiación**" que presenta Dña. María Celeste Fleta Corral para optar al grado de Doctora en Física se ha realizado bajo su dirección en el Instituto de Microelectrónica de Barcelona del Consejo Superior de Investigaciones Científicas y tutoría en el Departamento de Física de la Universidad Autónoma de Barcelona.

Barcelona, julio de 2006



Manuel Lozano Fantoba



Enrique Fernández Sánchez

*Para mis padres*



# Agradecimientos

El trabajo de esta tesis doctoral no habría sido posible sin la colaboración y el apoyo de muchas personas, a las que quisiera expresar públicamente mi agradecimiento.

En primer lugar, quisiera dar las gracias al Dr. Manuel Lozano, mi director de tesis, por depositar en mí su confianza y por darme la oportunidad de participar en un proyecto tan importante y enriquecedor como ATLAS. También quisiera agradecer a mi tutor en la Universidad Autónoma de Barcelona, el Dr. Enrique Fernández, su supervisión y apoyo.

Debo un reconocimiento especial a la Dra. Francesca Campabadal por ser una fuente constante de ayuda y consejos, además de por las largas e interesantes conversaciones que hemos mantenido a lo largo de estos años.

Gracias también al resto de colegas y amigos del grupo de detectores de radiación por sus valiosas aportaciones al desarrollo de esta tesis: Dr. Miguel Ullán, Dr. Giulio Pellegrini, Dr. Joan Marc Rafí, Dr. Enric Cabruja, Dr. Carlos Martínez, Dr. Martyn Key, Sergio Díez, Marc Bigas. También debo agradecer su ayuda en el trabajo experimental de caracterización de los detectores de radiación a los estudiantes Christian Loderer y Klaus Vatter.

Quisiera expresar mi gratitud al grupo de la Universidad de Liverpool por su estrecha colaboración en el proyecto, y especialmente al Dr. Gianluigi Casse y al Profesor Philip P. Allport por la excelente acogida que me brindaron durante mi estancia en Liverpool.

Asimismo quisiera agradecer la colaboración del grupo del Instituto de Física Corpuscular de Valencia (IFIC), particularmente al Dr. Juan Fuster y a la Dra. Carmen García. Gracias también al Dr. Salvador Martí por las medidas de eficiencia de colección de carga.

También quiero dar las gracias a los doctores Maurice Glaser y Michael Moll en el CERN por su ayuda con los experimentos de irradiación.

No me puedo olvidar de todos los amigos con los que he compartido despacho en el CNM a lo largo de estos años. Gracias Marta ( $\times 3$ ), Nuria, Neus, Roger, María José, Rafa, Asun, Lluís, Raquel, María Jesús, Ana, Joaquín, José Antonio. Asimismo, agradezco al resto del personal del CNM su

---

profesionalidad y su capacidad de crear un buen ambiente de trabajo.

Finalmente, quisiera expresar mi agradecimiento a mi familia: a mis padres, Pascual y Mari, y a mi hermana, Rosana, por su apoyo constante. Gracias también a mi pareja, José Ángel, por su cariño y paciencia infinita durante todo este tiempo.

# Índice general

Índice de figuras	XVIII
Índice de tablas	XX
<b>1. Motivación y marco del trabajo</b>	<b>1</b>
1.1. LHC y ATLAS . . . . .	3
1.1.1. El detector interno de ATLAS . . . . .	4
1.1.2. Niveles de radiación en el detector interno de ATLAS . . . . .	8
1.2. Super-LHC y el ATLAS upgrade . . . . .	9
1.3. RD48 (ROSE) y RD50 . . . . .	10
<b>2. Detectores de radiación de silicio</b>	<b>13</b>
2.1. Fundamentos de física de semiconductores . . . . .	13
2.1.1. Estructura cristalina . . . . .	13
2.1.2. Bandas de energía . . . . .	14
2.1.3. Masa efectiva . . . . .	16
2.1.4. Semiconductores directos e indirectos . . . . .	16
2.1.5. Portadores intrínsecos . . . . .	17
2.1.6. Semiconductores extrínsecos . . . . .	19
2.1.7. Transporte de carga . . . . .	21
2.1.8. Ecuaciones de continuidad . . . . .	23
2.2. La unión P-N . . . . .	24
2.2.1. Ecuaciones básicas . . . . .	24
2.2.2. Corriente de fugas . . . . .	27
2.2.3. Ruptura de la unión en inversa . . . . .	29
2.2.4. Capacidad en inversa . . . . .	30
2.3. Interacción radiación-materia . . . . .	30
2.3.1. Radiación electromagnética . . . . .	31
2.3.2. Partículas cargadas . . . . .	33
2.4. Operación de un detector de silicio . . . . .	35
2.5. Daño por radiación en detectores de silicio . . . . .	36
2.5.1. Mecanismos microscópicos . . . . .	36
2.5.2. Efecto en el funcionamiento del detector . . . . .	40

## Índice general

---

<b>3. Métodos y equipos experimentales</b>	<b>47</b>
3.1. Caracterización de los substratos de silicio . . . . .	47
3.1.1. Medidas de la resistividad con cuatro puntas . . . . .	48
3.1.2. Medidas de <i>spreading resistance</i> . . . . .	49
3.1.3. Medidas SIMS . . . . .	51
3.1.4. Vida media de los portadores minoritarios . . . . .	53
3.2. Caracterización de detectores de radiación . . . . .	55
3.2.1. Medidas corriente-tensión . . . . .	55
3.2.2. Medidas capacidad-tensión . . . . .	56
3.2.3. Medidas de eficiencia de colección de carga . . . . .	60
3.2.4. <i>CERN-scenario</i> para la caracterización de los detectores irradiados . . . . .	61
3.3. Laboratorios de caracterización . . . . .	61
3.3.1. Caracterización eléctrica . . . . .	62
3.3.2. Eficiencia de colección de carga . . . . .	65
3.4. Instalaciones de irradiación . . . . .	67
3.4.1. Irradiación con protones de alta energía . . . . .	67
3.4.2. Irradiación con gammas del $^{60}\text{Co}$ . . . . .	70
<b>4. Substratos de silicio para detectores de radiación</b>	<b>73</b>
4.1. Obtención de obleas de silicio cristalino . . . . .	74
4.1.1. Obtención del silicio . . . . .	74
4.1.2. Crecimiento de monocristales de silicio . . . . .	75
4.1.3. Fabricación de las obleas . . . . .	77
4.1.4. Tecnología de oxigenación . . . . .	77
4.2. Caracterización de los substratos utilizados en la fabricación de los detectores . . . . .	79
4.2.1. Concentración de carbono y oxígeno . . . . .	80
4.2.2. Resistividad . . . . .	82
4.2.3. Tiempo de vida de los portadores minoritarios . . . . .	84
4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación . . . . .	84
4.3.1. Descripción de los dispositivos . . . . .	84
4.3.2. Proceso de fabricación . . . . .	85
4.3.3. Perfiles de dopaje obtenidos por simulación . . . . .	93
4.4. Caracterización eléctrica antes de la irradiación . . . . .	99
4.4.1. Características capacidad-tensión . . . . .	99
4.4.2. Características corriente-tensión . . . . .	103
4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación . . . . .	104
4.5.1. Variación de la tensión de vaciamiento completo . . . . .	104
4.5.2. Variación de la corriente de fugas . . . . .	108
4.5.3. Comportamiento de <i>annealing</i> . . . . .	110
4.6. Conclusiones . . . . .	113
<b>5. Alternativas tecnológicas para la fabricación de los detectores</b>	

<b>res</b>	<b>119</b>
5.1. Tecnologías . . . . .	120
5.1.1. P-sobre-N . . . . .	120
5.1.2. N-sobre-P . . . . .	120
5.1.3. N-sobre-N . . . . .	122
5.2. Estudio comparativo en detectores <i>pad</i> . . . . .	124
5.2.1. Dispositivos . . . . .	124
5.2.2. Caracterización de los detectores sin irradiar . . . . .	126
5.2.3. Caracterización de los detectores irradiados . . . . .	131
5.2.4. <i>Annealing</i> del silicio P. . . . .	137
5.3. Conclusiones . . . . .	138
<b>6. Optimización del aislamiento mediante <i>p-spray</i> en detectores de micropistas N-sobre-P</b>	<b>143</b>
6.1. Optimización del <i>p-spray</i> mediante simulación . . . . .	144
6.1.1. Simulación tecnológica . . . . .	146
6.1.2. Simulación eléctrica . . . . .	147
6.2. Dispositivos fabricados . . . . .	158
6.2.1. Descripción . . . . .	158
6.2.2. Parámetros del <i>p-spray</i> . . . . .	161
6.2.3. Proceso de fabricación . . . . .	162
6.2.4. Resultado de la fabricación . . . . .	174
6.3. Caracterización eléctrica . . . . .	180
6.3.1. Caracterización de los dispositivos sin irradiar . . . . .	180
6.3.2. Estudio de la efectividad del <i>p-spray</i> . . . . .	187
6.4. <i>P-spray</i> moderado . . . . .	191
6.4.1. Parámetros de la simulación . . . . .	192
6.4.2. Resultados de la simulación . . . . .	194
6.5. Conclusiones . . . . .	200
<b>7. Conclusiones</b>	<b>205</b>
<b>Referencias</b>	<b>209</b>



# Índice de figuras

1.1. El detector ATLAS. . . . .	4
1.2. Recorrido de las partículas en ATLAS. . . . .	5
1.3. Vista tridimensional del detector interno de ATLAS obtenida con el programa GEANT. . . . .	6
1.4. Esquema de un cuadrante del detector interno de ATLAS. . . . .	6
1.5. Fotografía de un módulo de la zona de bajo ángulo de SCT. . . . .	8
1.6. Distribución radial de la fluencia de neutrones prevista en un detector de sLHC para una luminosidad integrada de 2500 fb <sup>-1</sup> . Se muestran también posibles alternativas tecnológicas para los detectores. . . . .	11
2.1. Estructura cristalina tipo diamante, propia del diamante, el Si y el Ge. $a$ es la constante de red. . . . .	14
2.2. Formación de las bandas de energía en el silicio. . . . .	15
2.3. Tipos de estructuras de bandas en los materiales. . . . .	16
(a). Aislante . . . . .	16
(b). Conductor . . . . .	16
(c). Semiconductor . . . . .	16
2.4. Diagramas de bandas de un semiconductor indirecto (Si) y directo (GaAs). . . . .	17
2.5. Diagrama de bandas, densidad de estados, distribución de Fermi-Dirac y concentraciones de portadores para un semiconductor intrínseco en condiciones de equilibrio térmico. . . . .	18
2.6. Diagrama de bandas, densidad de estados, distribución de Fermi-Dirac y concentraciones de portadores para un semiconductor dopado en condiciones de equilibrio térmico. . . . .	20
(a). Tipo N . . . . .	20
(b). Tipo P . . . . .	20
2.7. Diagramas de bandas de energía para un semiconductor tipo P y otro tipo N. . . . .	25
(a). Separados . . . . .	25
(b). En contacto íntimo . . . . .	25

## Índice de figuras

---

2.8. (a) Unión abrupta con $N_A \gg N_D$ en equilibrio térmico; (b) distribución de carga espacial; (c) campo eléctrico; (d) variación de potencial con la distancia desde la unión. . . . .	26
2.9. Diagrama de bandas de una unión P-N en condiciones de polarización directa e inversa. . . . .	28
2.10. Interacción de la radiación electromagnética con la materia. . . . .	31
2.11. Coeficientes de absorción de fotones a 300K para el Si, Ge, CdTe y HgI <sub>2</sub> . . . . .	32
2.12. Pérdida de energía promedio para protones, piones y muones a su paso por diversos materiales. . . . .	34
2.13. Simulación de la cascada de defectos creada por el retroceso de un átomo de silicio con una energía de 50 keV. . . . .	37
2.14. Efectos de los estados intermedios creados por la radiación en la banda prohibida de energías. . . . .	39
2.15. Principales procesos de generación de carga por la radiación en una estructura MOS. . . . .	40
2.16. Cambio del dopaje efectivo y de la tensión de vaciamiento completo del silicio tipo N con la fluencia de neutrones de 1 MeV. . . . .	42
2.17. Evolución con el tiempo a 60° C del dopaje efectivo de una muestra de silicio N irradiado a una fluencia de neutrones de 1 MeV de $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . . . . .	42
2.18. Dependencia con la fluencia equivalente a neutrones de 1 MeV de la densidad volumétrica de corriente de detectores de radiación de silicio fabricados en diferentes tipos de substrato con tecnologías distintas. . . . .	44
2.19. Evolución con el tiempo a 60° C del parámetro $\alpha$ de detectores radiación de silicio fabricados en diferentes tipos de substrato con tecnologías distintas. . . . .	45
3.1. Esquema del sistema de medida de la resistividad con cuatro puntas . . . . .	48
3.2. Esquema del sistema de medida de <i>spreading resistance</i> . . . . .	50
3.3. Resultado de la medida de <i>spreading resistance</i> sobre una muestra de silicio P con una implantación P <sup>+</sup> . . . . .	52
3.4. Esquema del sistema SIMS . . . . .	52
3.5. Esquema del WCT-100 Photoconductance Tool System, usado para medir la vida media de los portadores minoritarios . . . . .	54
3.6. Ejemplo de la extracción de la tensión de vaciamiento completo de un detector sin irradiar de 280 $\mu\text{m}$ de espesor a partir de su característica C-V . . . . .	57
3.7. Perfil de $N_{eff}$ en un detector sin irradiar de 280 $\mu\text{m}$ de espesor a partir de su característica C-V. . . . .	58

3.8. Ejemplo de la extracción de la tensión de vaciamiento completo de un detector de 280 $\mu\text{m}$ de espesor irradiado con $3 \times 10^{14}$ p/cm <sup>2</sup> a partir de su característica C-V . . . . .	59
3.9. Fotografía del montaje para la caracterización eléctrica en el CNM . . . . .	63
3.10. Aparatos utilizados para la caracterización eléctrica de los detectores en el CNM . . . . .	63
3.11. Detalle de la caja de acoplo para la medida simultánea de las características I-V y C-V . . . . .	64
3.12. Esquema eléctrico de la caja de acoplo para la medida simultánea de las características I-V y C-V . . . . .	64
3.13. Esquema del montaje experimental utilizado para las medidas de eficiencia de colección de carga en el IMB-CNM . . . . .	65
3.14. Imagen del montaje experimental utilizado para las medidas de eficiencia de colección de carga. . . . .	66
3.15. Esquema del recorrido que siguen las muestras desde que se cargan en la lanzadera ( <i>load position</i> ) hasta la posición de irradiación ( <i>beam position</i> ) . . . . .	68
3.16. Fotografía de las instalaciones de irradiación IRRAD1 en el PS East Hall . . . . .	69
3.17. Imagen de la lanzadera en la posición de carga . . . . .	69
3.18. Fotografía de la unidad de irradiación NAYADE . . . . .	71
4.1. Método Czochralski para el crecimiento de un monocristal de silicio. . . . .	75
4.2. Método de la zona flotante para el crecimiento de un monocristal de silicio y fotografía del sistema. . . . .	77
4.3. Perfiles SIMS de la concentración de oxígeno en los substratos . . . . .	81
4.4. Mapa de la resistividad de una oblea DOFZ . . . . .	83
4.5. Mapa de la resistividad de una oblea MCZ . . . . .	83
4.6. Vida media en función de la concentración de los portadores minoritarios en los substratos . . . . .	85
4.7. Diseño de un detector <i>pad</i> ROSE . . . . .	86
4.8. Detalle de las dimensiones de un detector <i>pad</i> ROSE . . . . .	86
4.9. Fotografía de una de las obleas fabricadas a partir del juego de máscaras CROSE1 . . . . .	87
4.10. Perfiles simulados correspondientes al área activa de los dispositivos fabricados en substratos FZ y DOFZ . . . . .	94
4.11. Perfiles simulados correspondientes a la región de óxido de campo del anverso de los dispositivos fabricados en substratos FZ y DOFZ . . . . .	95
4.12. Perfiles simulados correspondientes al dorso de los dispositivos fabricados en substratos FZ y DOFZ . . . . .	96

## Índice de figuras

---

4.13. Perfiles simulados correspondientes al área activa de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ . . . . .	97
4.14. Perfiles simulados correspondientes a la región de óxido de campo del anverso de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ . . . . .	98
4.15. Perfiles simulados correspondientes al dorso de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ . . . . .	98
4.16. Diodos caracterizados en la oblea de silicio MCZ . . . . .	99
4.17. Características capacidad-tensión de los ocho diodos centrales de la oblea MCZ . . . . .	100
4.18. Variación de $V_{FD}$ a lo largo de la oblea de silicio MCZ . . . . .	101
(a). Vertical . . . . .	101
(b). Horizontal . . . . .	101
4.19. Curvas corriente-tensión de los dispositivos centrales de la oblea MCZ . . . . .	102
4.20. Curvas capacidad-tensión en inversa de diodos MCZ irradiados a distintas fluencias. . . . .	106
4.21. Tensión de vaciamiento completo y dopaje efectivo en función de la fluencia de protones y ajuste para la determinación del parámetro $\beta$ , para diodos <i>pad</i> P-sobre-N fabricados en diferentes sustratos de silicio. $V_{FD}$ está normalizado para detectores de 280 $\mu\text{m}$ de espesor . . . . .	107
4.22. Curvas corriente-tensión en inversa para diodos <i>pad</i> P-sobre-N fabricados en silicio MCZ irradiados a diferentes fluencias de protones de 24 GeV . . . . .	109
4.23. Incremento de la corriente de fugas inversa con la fluencia para diodos <i>pad</i> P-sobre-N fabricados en silicio FZ, DOFZ y MCZ e irradiados con protones de 24 GeV. . . . .	110
4.24. Tensión de de vaciamiento completo en función del tiempo de <i>annealing</i> a 80° C para cada fluencia de irradiación. $V_{FD}$ normalizado para detectores de 280 $\mu\text{m}$ de espesor. . . . .	112
(a). $3 \times 10^{13}$ p/cm <sup>2</sup> . . . . .	112
(b). $2 \times 10^{14}$ p/cm <sup>2</sup> . . . . .	112
(c). $3 \times 10^{14}$ p/cm <sup>2</sup> . . . . .	112
(d). $10^{15}$ p/cm <sup>2</sup> . . . . .	112
4.25. Dopaje efectivo en función del tiempo de <i>annealing</i> a 80° C para detectores <i>pad</i> P-sobre-N fabricados sobre sustrato FZ, DOFZ o MCZ e irradiados a diferentes fluencias. . . . .	114
4.26. Diferencia del dopaje efectivo y de la tensión de vaciamiento completo respecto a los valores antes de la irradiación en función del tiempo de <i>annealing</i> a 80° C. . . . .	115
5.1. Esquema de un detector P-sobre-N . . . . .	121
5.2. Esquema de un detector N-sobre-P. . . . .	122

## Índice de figuras

(a). Sin aislamiento . . . . .	122
(b). Con <i>p-stops</i> . . . . .	122
5.3. Esquema de un detector N-sobre-N con aislamiento de las micropistas mediante <i>p-stops</i> . . . . .	124
5.4. Detalle de la superposición de los niveles de máscara en un detector <i>pad</i> N-sobre-P. . . . .	126
5.5. Diseño de la oblea completa. . . . .	127
5.6. Perfiles de dopantes en los detectores <i>pad</i> N-sobre-P. . . . .	128
5.7. Perfiles de dopantes en los detectores <i>pad</i> N-sobre-N. . . . .	128
5.8. Características corriente-tensión de los detectores <i>pad</i> N-sobre-N sin irradiar. . . . .	129
5.9. Características corriente-tensión de los detectores <i>pad</i> N-sobre-P sin irradiar. . . . .	130
5.10. Tensión de vaciamiento completo y densidad de carga espacial efectiva en función de la fluencia de irradiación para los detectores <i>pad</i> N-sobre-N. . . . .	131
5.11. Características corriente-tensión de los detectores <i>pad</i> N-sobre-N fabricados sobre sustrato DOFZ con implantación <i>p-stop</i> de $10^{13}$ $\text{cm}^{-2}$ irradiados a diferentes fluencias. . . . .	132
5.12. Tensión de vaciamiento completo y densidad de carga espacial efectiva en función de la fluencia de irradiación para los detectores <i>pad</i> N-sobre-P. . . . .	133
5.13. Incremento de la corriente de fugas inversa con la fluencia para los diodos <i>pad</i> fabricados en todas las tecnologías y sustratos e irradiados con protones de 24 GeV. . . . .	134
5.14. Valores de $\beta_{eq}$ obtenidos para todas las tecnologías y tipos de sustrato estudiados. . . . .	136
5.15. Tensión de de vaciamiento completo en función del tiempo de <i>annealing</i> a $80^\circ$ C de detectores irradiados a una fluencia de $3 \times 10^{14}$ $\text{cm}^{-2}$ . . . . .	138
5.16. Dopaje efectivo en función del tiempo de <i>annealing</i> a $80^\circ$ C de detectores irradiados a una fluencia de $3 \times 10^{14}$ $\text{cm}^{-2}$ . . . . .	139
5.17. Diferencia del dopaje efectivo y de la tensión de vaciamiento completo respecto a los valores antes de la irradiación en función del tiempo de <i>annealing</i> a $80^\circ$ C de detectores irradiados a una fluencia de $3 \times 10^{14}$ $\text{cm}^{-2}$ . . . . .	140
6.1. Esquema de los diversos métodos de aislamiento en un detector N-sobre-P. . . . .	145
(a). <i>P-stops</i> . . . . .	145
(b). <i>P-spray</i> . . . . .	145
(c). <i>P-spray</i> moderado . . . . .	145
6.2. Estructura obtenida en la simulación tecnológica de la cara superior del dispositivo. . . . .	146

## Índice de figuras

---

6.3. Perfiles de boro obtenidos por simulación del dispositivo con diferentes implantaciones de <i>p-spray</i> . . . . .	148
6.4. Curvas I-V simuladas para los detectores N-sobre-P no irradiados. . . . .	149
6.5. Distribución de dopantes, campo eléctrico e integral de ionización por impacto de electrones en un detector N-sobre-P en el momento de la ruptura por avalancha. . . . .	151
(a). Concentración de dopantes . . . . .	151
(b). Campo eléctrico . . . . .	151
(c). Ionización por impacto de electrones . . . . .	151
6.6. Dependencia de la tensión de ruptura con la carga total implantada como <i>p-spray</i> en dispositivos no irradiados. . . . .	153
6.7. Densidad de electrones y perfiles de electrones y huecos a 0.3 $\mu\text{m}$ de la interfaz Si/SiO <sub>2</sub> en un detector N-sobre-P sin aislamiento, con un óxido no irradiado y sin polarizar. . . . .	154
(a). Densidad de electrones en el dispositivo . . . . .	154
(b). Perfiles de portadores a 0.3 $\mu\text{m}$ de la interfaz Si/SiO <sub>2</sub> . . . . .	154
6.8. Diagrama de bandas del silicio P en la interfaz Si/SiO <sub>2</sub> . . . . .	155
6.9. Densidad de electrones y perfiles de electrones y huecos en el punto medio entre las pistas, en un detector N-sobre-P con un <i>p-spray</i> de energía 25 keV y dosis $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , con un óxido no irradiado y sin polarizar. . . . .	157
(a). Densidad de electrones en el dispositivo . . . . .	157
(b). Perfiles transversales de portadores en el punto medio entre las pistas . . . . .	157
6.10. Densidad de electrones en el silicio a 0.1 $\mu\text{m}$ de la interfaz Si/SiO <sub>2</sub> , en un detector N-sobre-P con un <i>p-spray</i> de energía 25 keV y dosis $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , con un óxido irradiado y con una tensión de polarización inversa de 100 V. . . . .	158
6.11. Fotografía de una oblea fabricada con el juego de máscaras de la colaboración RD50. . . . .	159
6.12. Superposición de los niveles de máscara del juego RD50 para un detector de micropistas N-sobre-P. . . . .	160
6.13. Fotografía de un detector de micropistas N-sobre-P fabricado con el juego de máscaras de la colaboración RD50. . . . .	161
6.14. Estructura de test tipo peine utilizada para medir la resistencia entre pistas. . . . .	161
6.15. Imagen SEM de un corte transversal en la región de las micropistas de uno de los detectores fabricados. . . . .	174
6.16. Perfil de la implantación de fósforo del diodo simulado y medido en un detector <i>pad</i> mediante la técnica SIMS. . . . .	177
6.17. Perfiles del <i>p-spray</i> simulados y medidos por la técnica del spreading resistance. . . . .	177

6.18. Estructura de test utilizada para medir el valor y la homogeneidad de las resistencias de polarización de polisilicio. . . . .	178
6.19. Valores de las resistencias de polarización de polisilicio medidas en la estructura de test en dos obleas procesadas. . . . .	178
6.20. Características C-V de las capacidades MOS antes y después de la irradiación a 50 Mrad y curva simulada para el dispositivo sin irradiar. . . . .	180
6.21. Características I-V del diodo central en detectores <i>pad</i> N-sobre-P sin irradiar con varias implantaciones de <i>p-spray</i> . . . . .	181
6.22. Características I-V del diodo central y el anillo de guarda en detectores de micropistas N-sobre-P sin irradiar con una implantación <i>p-spray</i> de energía 45 keV y dosis $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	182
6.23. Características I-V del diodo central y el anillo de guarda en detectores de micropistas N-sobre-P sin irradiar con una implantación <i>p-spray</i> de energía 150 keV y dosis $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	183
6.24. Características I-V del diodo central y el anillo de guarda en detectores de micropistas N-sobre-P sin irradiar con una implantación <i>p-spray</i> de energía 45 keV y dosis $5 \times 10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	184
6.25. Medida de la corriente inversa en función del tiempo en detectores de micropistas N-sobre-P. La tensión de polarización es $V_{rev} = 65$ V. . . . .	185
(a). <i>P-spray</i> 45 keV, $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	185
(b). <i>P-spray</i> 45 keV, $5 \times 10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	185
(c). <i>P-spray</i> 150 keV, $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	185
6.26. Curva de eficiencia de colección de carga con láser de IR de un detector de micropistas N-sobre-P con una implantación <i>p-spray</i> de energía 45 keV y dosis $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	186
6.27. Medida de la resistencia entre dos micropistas consecutivas de una estructura tipo peine de 80 $\mu$ m de <i>pitch</i> , P-sobre-N, sin irradiar. . . . .	188
6.28. Medida de la resistencia entre dos micropistas consecutivas de una estructura tipo peine de 80 $\mu$ m de <i>pitch</i> , N-sobre-P, con aislamiento <i>p-spray</i> de energía 45 keV y dosis $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	189
(a). No irradiado . . . . .	189
(b). Irradiado a 50 Mrad . . . . .	189
6.29. Resistencia entre pistas en las estructuras de test, normalizada para pistas de longitud 10472 $\mu$ m. La implantación <i>p-spray</i> de los dispositivos N-sobre-P es de energía 45 keV y dosis $10^{12}$ cm <sup>-2</sup> . . . . .	190
6.30. Características I-V de un detector de micropistas con un <i>p-spray</i> de energía 45 keV y dosis $5 \times 10^{12}$ cm <sup>-2</sup> antes y después de la irradiación a 50 Mrad. . . . .	192
6.31. Método de implantación del <i>p-spray</i> moderado. . . . .	194

## Índice de figuras

---

6.32. Concentraciones de aceptores en los dispositivos simulados en función del espesor del óxido de implantación del <i>p-spray</i> . . .	195
(a). Óxido de 192 nm . . . . .	195
(b). Óxido de 260 nm . . . . .	195
(c). Óxido de 280 nm . . . . .	195
(d). Óxido de 307 nm . . . . .	195
(e). Sólo <i>p-stop</i> . . . . .	195
6.33. Perfiles de dopantes simulados en los dispositivos con aislamiento moderado. . . . .	196
6.34. Curvas I-V simuladas para dispositivos con aislamiento moderado, con un <i>p-stop</i> de 10 $\mu\text{m}$ y diferentes implantaciones de <i>p-spray</i> . . . . .	197
6.35. Distribución del campo eléctrico a 1000 V obtenida por simulación en dispositivos con aislamiento moderado o sólo con <i>p-stop</i> . . . . .	198
(a). Óxido de 280 nm . . . . .	198
(b). Óxido de 307 nm . . . . .	198
(c). Sólo <i>p-stop</i> . . . . .	198
6.36. Distribución del campo eléctrico a 1000V obtenida por simulación en dispositivos con aislamiento moderado en los que el <i>p-spray</i> se ha implantado a través de un óxido de 280 nm, para un <i>p-stop</i> de 10 ó 16 $\mu\text{m}$ . . . . .	199
(a). <i>P-stop</i> de 10 $\mu\text{m}$ . . . . .	199
(b). <i>P-stop</i> de 16 $\mu\text{m}$ . . . . .	199
6.37. Curvas I-V simuladas para dispositivos con aislamiento moderado, con un <i>p-stop</i> de 10 ó 16 $\mu\text{m}$ y <i>p-spray</i> implantado a través de un óxido de 280 nm. . . . .	200

# Índice de tablas

1.1. Dosis anuales de radiación previstas en el detector interno de ATLAS para la máxima luminosidad de LHC, $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ durante $10^7$ s/año. . . . .	9
4.1. Especificaciones de las obleas utilizadas en la fabricación de los detectores <i>pad</i> P-sobre-N . . . . .	80
4.2. Valores medios de la concentración de oxígeno y carbono en los substratos . . . . .	81
4.3. Promedio de la resistividad medida por la técnica de cuatro puntas y valores de $N_{eff}$ correspondientes . . . . .	82
4.4. Tensión de vaciamiento completo, dopaje efectivo y resistividad obtenidos a partir de las características C-V de los detectores . . . . .	102
4.5. Densidad de corriente de fugas medida para los diodos centrales de las obleas a la tensión $V_{FD}+20\text{V}$ . . . . .	104
4.6. Tasa de variación del dopaje efectivo, $\beta$ para la irradiación con protones de 24 GeV, y su equivalente para neutrones de 1 MeV, para el silicio FZ, DOFZ y MCZ . . . . .	107
4.7. Tasa de variación de la corriente de fugas inversa para la irradiación con protones de 24 GeV del silicio FZ, DOFZ y MCZ . . . . .	109
5.1. Niveles de máscara utilizados en cada tecnología para la fabricación de detectores de micropistas. . . . .	121
5.2. Juego de máscaras utilizado para fabricar los detectores P-sobre-N, N-sobre-P y N-sobre-N . . . . .	127
5.3. Diodos <i>pad</i> fabricados. . . . .	129
5.4. Parámetros $\alpha_{eq}$ y $\beta_{eq}$ para todos los detectores <i>pad</i> caracterizados. . . . .	132
6.1. Resumen de los resultados de la simulación. . . . .	152
6.2. Niveles del juego de máscaras RD50. . . . .	159
6.3. Espesores de óxido obtenidos por simulación después de cada etapa térmica y valores reales del proceso de fabricación. . . . .	175

## Índice de tablas

---

6.4. Carga total implantada por el <i>p-spray</i> , simulada y estimada a partir de los perfiles de spreading resistance. . . . .	176
6.5. Tensión de ruptura simulada y medida en los detectores tipo <i>pad</i> N-sobre-P con los distintos <i>p-sprays</i> sin irradiar. . . . .	181
6.6. Corriente de fugas promedio medida en los detectores de micropistas N-sobre-P en $V_{FD}+20$ V y corregida a 20° C. . . . .	182
6.7. Resistencia entre pistas en las estructuras de test, normalizada para pistas de longitud 10472 $\mu\text{m}$ . La implantación <i>p-spray</i> de los dispositivos N-sobre-P es de energía 45 keV y dosis $10^{12}$ $\text{cm}^{-2}$ . . . . .	190
6.8. Tiempos de oxidación y espesor del óxido de implantación del <i>p-spray</i> obtenidos por simulación. . . . .	194
6.9. Tensión de ruptura obtenida por simulación en los dispositivos con <i>p-spray</i> de 10 $\mu\text{m}$ y diferentes <i>p-sprays</i> . . . . .	197

# Capítulo 1

## Motivación y marco del trabajo

La detección de la radiación electromagnética y de las partículas cargadas es posible gracias a su interacción con la materia, ya que ionizan los átomos a su paso produciendo portadores de carga libres que pueden ser medidos directamente. También se pueden usar efectos indirectos de la ionización, como en el caso de los detectores de centelleo en los que la recombinación de iones y electrones genera luz.

Durante gran parte del siglo XX, desde la construcción en 1908 de la primera cámara de ionización por Rutherford y Geiger, los detectores basados en la ionización de gases fueron ampliamente utilizados y contribuyeron significativamente al avance de la física nuclear y de partículas. El desarrollo de los detectores de estado sólido fue más lento en sus comienzos y hasta mitad de siglo no aparecieron los primeros detectores de semiconductor para espectroscopía.

En los años 70, la adaptación por Josef Kemmer de la tecnología planar utilizada en microelectrónica para la fabricación de detectores de radiación sobre obleas de silicio supuso una revolución en las técnicas experimentales de la física de partículas, ya que permitió obtener dispositivos altamente segmentados capaces de determinar la posición del paso de las partículas con mucha precisión. A partir de ahí, el desarrollo de estos dispositivos fue muy rápido y se produjo en paralelo a la revolución microelectrónica.

La densidad del silicio y su baja energía de ionización hacen que se obtengan señales adecuadas con capas activas de sólo 100–300  $\mu\text{m}$  de espesor, lo que resulta en una alta velocidad de la señal, del orden de decenas de nanosegundos. Esta ventaja de los detectores de silicio se ha podido explotar completamente gracias al desarrollo de una electrónica de lectura de alta velocidad, de bajo ruido y baja potencia. Además, el hecho de que la señal en el detector se produzca directamente en forma electrónica permite una mejor integración entre el sensor y la electrónica de lectura.

Adicionalmente, la gran versatilidad de la tecnología microelectrónica hace posible adaptar la geometría de los detectores a las necesidades del

## Capítulo 1. Motivación y marco del trabajo

---

experimento. Hoy en día, según la aplicación, se pueden utilizar estructuras sencillas como los diodos *pad* u otras más complejas como los detectores de micropistas, de píxeles o los CCDs (*Charge Coupled Devices*).

En la actualidad, los detectores de radiación de silicio de micropistas o de píxeles son elementos clave dentro de los detectores de vértices y trazas que se usan en experimentos de física de altas energías. En este tipo de aplicaciones, el ambiente hostil de radiación en el que están inmersos los dispositivos supone el principal factor limitante para su funcionamiento. Por ejemplo, como veremos más adelante en este mismo capítulo, los detectores de micropistas del trazador interno de ATLAS en LHC habrán de soportar fluencias de hadrones cargados de hasta  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  [1, 2], y el aumento de la luminosidad prevista para sLHC multiplicará por diez ese valor [3]. Desde la comunidad científica se está llevando a cabo un importante esfuerzo conjunto para obtener detectores de radiación de silicio capaces de soportar niveles de radiación tan extremos sin dejar de cumplir con las exigencias del experimento en cuanto a detección de partículas.

El grupo de detectores de radiación del Instituto de Microelectrónica de Barcelona IMB-CNM [4] ha contribuido significativamente a este esfuerzo internacional. En este Instituto se desarrolló por primera vez en España una tecnología de fabricación de detectores de radiación de silicio de características comparables a las de los que se usan en los experimentos de física de altas energías más punteros. Asimismo, y dentro del marco de la Colaboración RD48 del CERN, se desarrolló la tecnología de oxigenación de las obleas de silicio, que mejora la tolerancia a la radiación de los detectores fabricados [5].

Esta tesis doctoral continúa esta línea de trabajo y está dedicada al desarrollo de una tecnología para detectores de silicio de micropistas que sean resistentes a dosis de radiación muy elevadas. En ella se ha llevado a cabo el desarrollo y la optimización de nuevas tecnologías, tanto en estructuras como en materiales, para la fabricación de detectores, y se han estudiado sus prestaciones y su comportamiento frente a niveles de radiación comparables a los de sLHC.

El principal campo de aplicación del trabajo es la física de altas energías, pero los desarrollos tecnológicos obtenidos también pueden utilizarse en aplicaciones en las que el nivel de radiación es determinante para el buen funcionamiento de los dispositivos, como en aplicaciones espaciales, de radiodiagnóstico o radioterapia.

El presente trabajo de investigación está organizado en siete capítulos.

En este capítulo se exponen las motivaciones y objetivos del trabajo y se establece el marco general dentro del que ha llevado a cabo.

En el capítulo 2 se describen las propiedades básicas de los detectores de radiación de silicio y sus principios de operación. También se describen los mecanismos microscópicos del daño por radiación y sus efectos macroscópicos

en el comportamiento de los dispositivos, así como diversas estrategias para minimizar este daño.

En el capítulo 3 se describen los métodos y equipos experimentales que se han usado a lo largo del trabajo para la caracterización de los detectores de radiación y de las obleas de silicio sin procesar. También se presentan las instalaciones donde se ha llevado a cabo las irradiaciones de los dispositivos estudiados y las condiciones de la irradiación.

En el capítulo 4 se presenta un análisis de la idoneidad de diferentes substratos de silicio para la fabricación de detectores de radiación y se estudia el comportamiento de los mismos frente a dosis de radiación elevadas, con especial énfasis en un material poco estudiado hasta ahora, el silicio fabricado mediante el método Czochralski magnético.

El capítulo 5 está dedicado al estudio de diferentes alternativas tecnológicas para la fabricación de detectores de radiación de micropistas: p-sobre-n, n-sobre-p y n-sobre-n. En él se discuten las dificultades tecnológicas asociadas a cada una de ellas y se analiza el comportamiento eléctrico y la degradación por radiación de los detectores fabricados con cada una de las tres tecnologías.

A continuación, en el capítulo 6 se estudia un aspecto concreto de la tecnología n-sobre-p, la cuestión del aislamiento entre las micropistas. En primer lugar se presenta un trabajo de optimización del aislamiento mediante *p-spray* hecho a partir de simulaciones y validado por varios runs de test. Seguidamente, y como ampliación del estudio anterior, se muestra un estudio de simulación de la fabricación y de las propiedades eléctricas de detectores de micropistas n-sobre-p con aislamiento mediante *p-spray* moderado.

Finalmente, en el capítulo 7 se presentan las conclusiones finales junto con sugerencias para trabajos futuros.

El trabajo se ha efectuado dentro del marco de la colaboración del Instituto de Microelectrónica de Barcelona (IMB-CNM) y el Instituto de Física Corpuscular de Valencia (IFIC) en la participación en la construcción del detector ATLAS en el CERN, y de las colaboraciones CERN RD48 (ROSE) y CERN RD50, y ha sido financiado por los proyectos CICYT FPA2000-1560-C02-02 y FPA2003-03878-C02-02.

## 1.1. LHC y ATLAS

El LHC (*Large Hadron Collider*, Gran Colisionador de Hadrones) es un acelerador de partículas que se está construyendo actualmente en el CERN para investigar una cuestión fundamental del modelo estándar, la generación de masa. LHC llevará a cabo colisiones protón-protón con una energía en el centro de masas de 14 TeV, lo que permitirá a los físicos de partículas explorar una región energética que con los experimentos actuales es inaccesible. La luminosidad esperada es  $L = 10^{34}$  interacciones/cm<sup>2</sup>s, con una frecuencia de

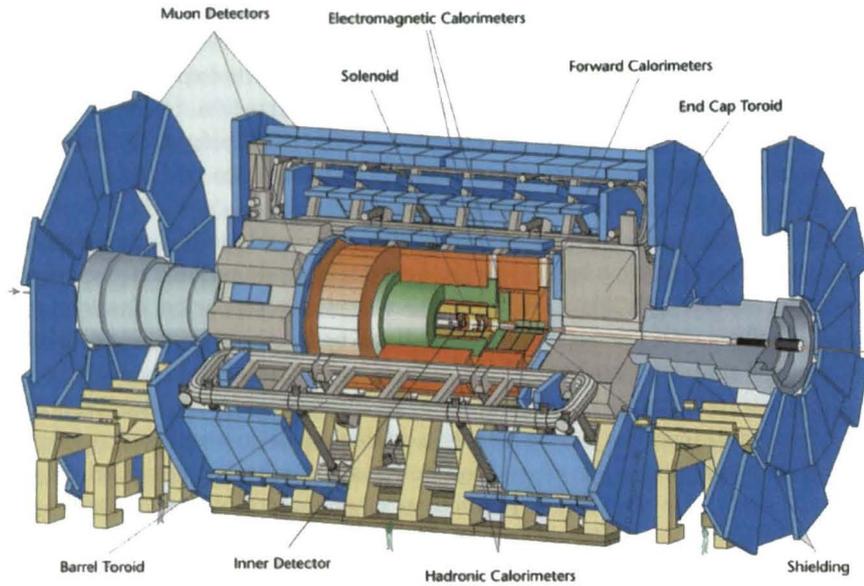


Figura 1.1: El detector ATLAS.

colisión de los haces de protones de 40 MHz (es decir, una cada 25 ns) [6]. Está previsto que LHC comience a funcionar en la primavera de 2007.

Uno de los experimentos dentro de LHC es ATLAS (*A Thoroidal LHC ApparatuS*) [7], un detector de propósito general diseñado para explotar todo el potencial de LHC. Un completo análisis del potencial físico de ATLAS se encuentra en las notas técnicas del CERN [8, 9].

El detector ATLAS consta de tres sistemas principales, que se pueden ver en la figura 1.1. El trazador interno, en amarillo, es el más cercano al haz, y determina las trazas de las partículas y mide el momento de las partículas cargadas. Le siguen los calorímetros electromagnético y hadrónico, verde y naranja respectivamente, que miden la energía de las partículas. Finalmente, el sistema más externo es el espectrómetro de muones, en azul, que determina el momento de los muones. Un esquema del paso de las partículas a través de ATLAS se muestra en la figura 1.2.

### 1.1.1. El detector interno de ATLAS

El detector central de trazas de ATLAS, el *Inner Detector* (ID) [1, 2], comprende tres subsistemas basados, respectivamente, en detectores de silicio de tipo píxel (PIXEL), de micropistas (SCT, *Semiconductor Tracker*)

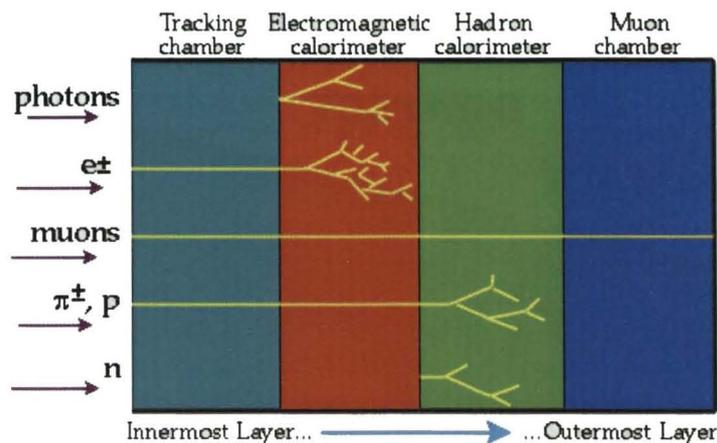


Figura 1.2: Recorrido de las partículas en ATLAS.

y de tubos de gas (TRT, *Transition Radiation Tracker*). Los detectores de silicio son capaces de reconstruir las trazas de las partículas con una precisión muy elevada, imprescindible para distinguir los vértices primarios de los secundarios. Los tubos de gas permiten realizar el seguimiento continuo de las partículas, aunque con una menor resolución espacial. Un solenoide superconductor que rodea todo el sistema crea un campo magnético de 2 T para analizar el momento de las partículas cargadas.

Una recreación tridimensional del detector interno de ATLAS se puede ver en la figura 1.3. Los parámetros geométricos han cambiado desde su diseño original [1, 2] debido a la necesidad de incorporar un tubo para la inserción del sistema PIXEL. En la figura 1.4 se muestra un esquema de un cuadrante del sistema con los elementos en sus posiciones actuales. Los valores de los parámetros geométricos actualizados se pueden encontrar en la referencia [10].

## PIXEL

El sistema PIXEL está situado en la región más interna de SCT, a una distancia mínima del haz de 5 cm y máxima de 15 cm, y está formado por detectores de tipo píxel de dimensiones  $50 \times 300 \mu\text{m}^2$ . Consta de una zona barril de tres capas y de dos zonas de cuatro ruedas cada una para la región de bajo ángulo. El diseño se ha optimizado de manera que cada partícula atraviesa al menos tres capas de este detector.

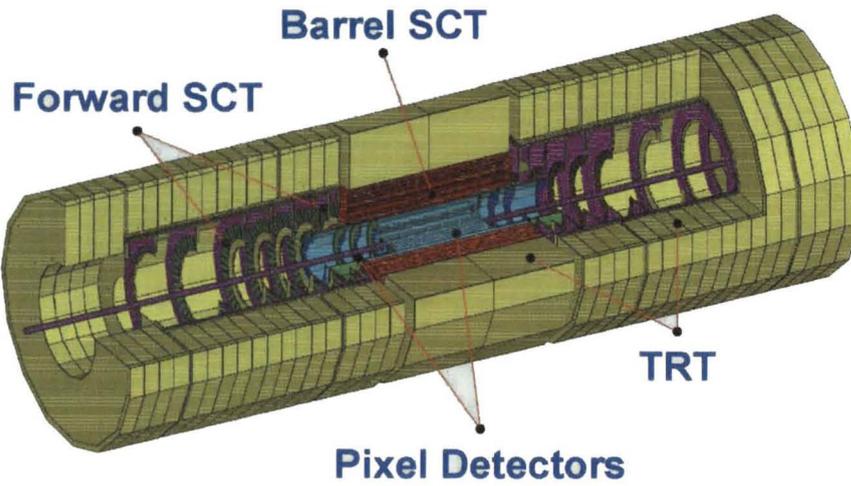


Figura 1.3: Vista tridimensional del detector interno de ATLAS obtenida con el programa GEANT [1].

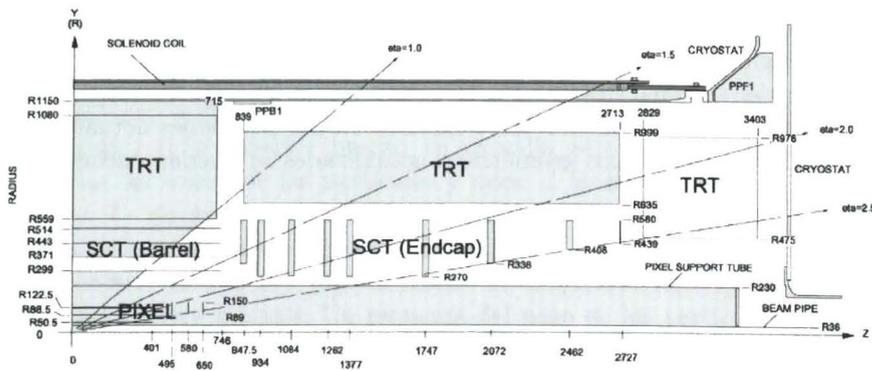


Figura 1.4: Esquema de un cuarto del detector interno de ATLAS [10].

## SCT

El sistema SCT está situado entre los subsistemas PIXEL y TRT, a una distancia del haz de entre 30 y 56 cm. Consiste en una zona tipo barril (*Barrel*) y dos zonas de ruedas (*Endcap* o *Forward*), como se puede distinguir en la figura 1.4. SCT detecta el paso de partículas cargadas en la región de *pseudorapidity* hasta  $\eta = \pm 2.5$  con una elevada resolución espacial ( $16 \mu\text{m}$  en  $R\phi$  y  $580 \mu\text{m}$  en  $z$ ). El barril cubre la zona  $|\eta| < 1$  y está formado por cuatro cilindros concéntricos con el haz del acelerador. Las ruedas, nueve a cada lado del barril, cubren la zona de bajo ángulo, ( $1 < |\eta| < 2.5$ ). SCT está diseñado de forma que cada traza atraviesa al menos cuatro capas del detector.

Tanto los cilindros que forman el barril como las ruedas están compuestos por unidades llamadas módulos, que comprenden detectores de micropistas de silicio, la electrónica de lectura y la estructura que provee el soporte mecánico y ayuda a disipar el calor. Los módulos están dispuestos de forma que no queden zonas muertas en SCT. En la figura 1.5 se puede ver una fotografía de un módulo de la zona de ruedas, donde se pueden distinguir los detectores de micropistas y el híbrido que contiene la electrónica de lectura.

Los módulos de la zona barril son todos iguales y contienen cuatro detectores de micropistas soldados dos a dos formando dos caras. Las caras están pegadas por el dorso sobre un soporte mecánico también llamado espina con un ángulo de  $40 \text{ mrad}$  entre sí. De esta forma es posible determinar dos coordenadas espaciales del paso de las partículas, la tercera viene dada por la posición del módulo. Cada detector individual mide  $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$  y tiene 768 micropistas con un espaciado de  $80 \mu\text{m}$ . En total en la zona barril hay 2112 módulos, o lo que es lo mismo, 8448 detectores de micropistas.

Por su parte, las ruedas de la zona de bajo ángulo están compuestas por uno, dos o tres anillos concéntricos dependiendo de su distancia al punto de colisión. Cada uno de estos anillos contiene un determinado número de módulos, 52 en el caso del anillo externo y 40 en los otros dos. Los módulos de los dos anillos más externos están formados por cuatro detectores de micropistas de forma trapezoidal, soldados de forma análoga a los módulos *barrel*. Los módulos del anillo interno sólo tienen dos detectores, también trapezoidales. Las dimensiones de los detectores dependen de su posición pero son similares a los de la zona barril. Los discos de SCT contienen 1976 módulos que suman un total de 7104 detectores. El área total de silicio utilizada en la construcción de SCT es de  $61 \text{ m}^2$ .

El IMB-CNM, en colaboración con el IFIC de Valencia, ha participado en la construcción de la zona de ruedas de SCT y se ha encargado de la producción de los adaptadores de paso (*fanins*) encargados de proporcionar la conexión entre las pistas de los detectores y la electrónica de lectura de los módulos [11].

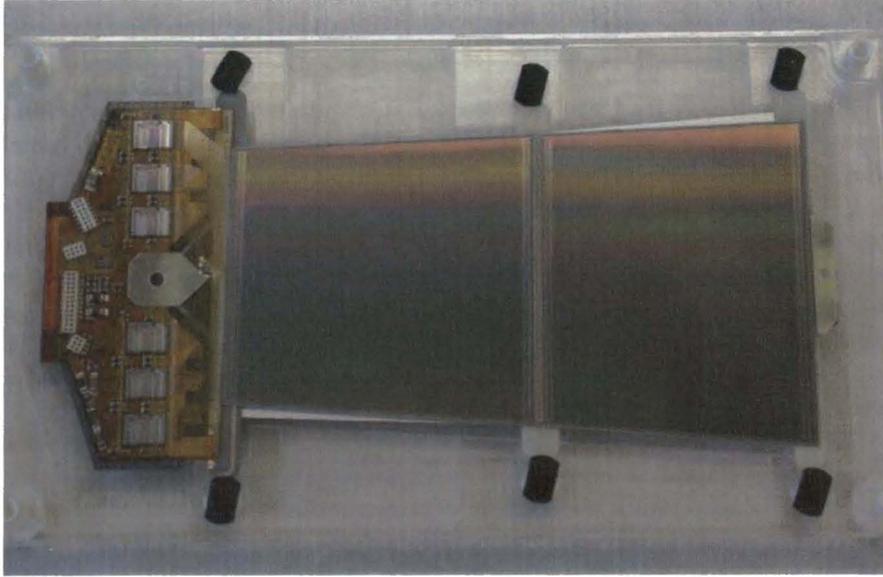


Figura 1.5: Fotografía de un módulo de la zona de bajo ángulo de SCT.

## TRT

El detector TRT comprende la región con  $R > 56$  cm. Está formado por tubos de deriva de gas de 4 mm de diámetro que añaden unos 36 puntos por traza y ayudan a reconstruir el patrón de movimiento de las partículas, lo que se conoce como *pattern recognition*. Además, contribuye a mejorar la medida del momento de SCT ya que obtiene un conjunto de medidas que equivalen aproximadamente a un punto más con una precisión de  $50 \mu\text{m}$ . Asimismo el TRT ayuda a identificar los electrones gracias a que utiliza gas xenon que detecta los fotones de transición creados en un radiador que llena el espacio entre los tubos.

### 1.1.2. Niveles de radiación en el detector interno de ATLAS

El detector interno de ATLAS recibirá una fluencia extremadamente alta de partículas neutras y cargadas procedentes del punto de colisión, y de neutrones de retroceso de los calorímetros. Dado que tanto los detectores como la electrónica de lectura han de ser operativos durante los diez años de funcionamiento previstos inicialmente para ATLAS, se hicieron simulaciones muy completas para simular el entorno de radiación del experimento. Los niveles de radiación esperados fueron simulados por métodos de Monte Carlo suponiendo una luminosidad  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  durante  $10^7$  s/año. Los valores típicos y máximos anuales para cada uno de los subsistemas se

## 1.2. Super-LHC y el ATLAS upgrade

Sistema	Neutrones de 1 MeV ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}/\text{año}$ )		Dosis ionizante (kGy/año)	
	Típico	Máximo	Típico	Máximo
PIXEL	5	50	30	300
SCT	1.5	2	4	10
TRT	0.7	1	2	6

Tabla 1.1: Dosis anuales de radiación previstas en el detector interno de ATLAS para la máxima luminosidad de LHC,  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  durante  $10^7 \text{ s/año}$  [1].

muestran en la tabla 1.1. El valor máximo corresponde al punto más cercano a la colisión, y el típico a un punto intermedio. A estos valores se les atribuye un error del 50 % debido a la incertidumbre en las secciones eficaces de las colisiones inelásticas y la multiplicidad de eventos, por lo que las especificaciones de los diferentes componentes de ATLAS generalmente incorporan un factor 1.5 a la dosis máxima esperada.

## 1.2. Super-LHC y el ATLAS upgrade

LHC empezará a funcionar en 2007, con una luminosidad de entre 3 y 10 veces  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , dependiendo de la evolución de la máquina, y con una luminosidad integrada estimada del orden de los  $250 \text{ fb}^{-1}$  en seis años. Mientras tanto, ya está empezando a tomar forma un programa para elevar su nivel de prestaciones, con el objetivo final de aumentar la luminosidad de LHC en un orden de magnitud, hasta los  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , y la energía en el centro de masas de los 14 TeV de LHC hasta los 28 TeV [3]. El proyecto se conoce como Super-LHC (sLHC) y está previsto que se desarrolle en dos etapas [12]:

### 1. Aumento de la luminosidad.

El aumento de la luminosidad de LHC hasta  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  extenderá el potencial de descubrimiento de los experimentos gracias a la mejora de la estadística. Se estima que en este modo de funcionamiento se puede conseguir una luminosidad integrada de hasta  $2500 \text{ fb}^{-1}$  en cinco años. Esta fase, que comenzaría sobre el año 2015, no requiere cambios substanciales en el acelerador pero sí en los detectores.

### 2. Aumento de la energía.

Esta etapa se está considerando por su interés físico, pero no se prevé que se lleve a cabo en el futuro cercano: para aumentar la energía en el centro de masas hasta los 28 TeV sería necesario reemplazar los imanes

## Capítulo 1. Motivación y marco del trabajo

---

superconductores de LHC y reconstruir la máquina completamente, por lo que primero se necesita llevar a cabo un extenso y costoso programa de I+D.

Un análisis detallado del potencial físico de sLHC se puede encontrar en la nota técnica del CERN [3].

El aumento de la luminosidad de LHC en un orden de magnitud habrá de ir precedido de un completo estudio de simulación del entorno de radiación que servirá para determinar las especificaciones de los componentes de los futuros experimentos en cuanto a su resistencia a la radiación. Este estudio todavía está por hacer, pero ya se está trabajando con extrapolaciones de los niveles previstos en LHC como primera aproximación. Esta previsión se puede ver en la figura 1.6, donde se muestra la distribución radial de la fluencia de neutrones de 1 MeV tras una luminosidad integrada de  $2500 \text{ fb}^{-1}$ , que corresponde a cinco años de funcionamiento con una luminosidad de  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  durante  $10^7 \text{ s/año}$ .

En un radio  $R = 5 \text{ cm}$ , la fluencia esperada es  $10^{16} \text{ n/cm}^2$ , en  $R = 20 \text{ cm}$  es  $10^{15} \text{ n/cm}^2$  y en  $R = 50 \text{ cm}$  es aproximadamente  $2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ . Esta distribución sugiere una configuración para futuros detectores de sLHC en tres regiones, cada una con diferentes tecnologías y diseños [3, 12, 13]:

- $R > 50 \text{ cm}$ , en la que puede usarse la tecnología actual de SCT.
- $20 < R < 50 \text{ cm}$ , donde la tecnología de detectores de tipo píxel podría funcionar [14].
- $R < 20 \text{ cm}$ , para la que es necesario desarrollar tecnologías completamente nuevas.

En el caso concreto de ATLAS, los sistemas de silicio del detector interno, SCT y PIXEL, estarían cerca del final de su vida útil al comienzo del programa sLHC. Además, ni los detectores ni la electrónica asociada están diseñados para sobrevivir luminosidades tan elevadas como las previstas en sLHC. Por otro lado, el aumento del ritmo de dosis hace necesario modificar el diseño de los detectores para evitar la acumulación de eventos en cada sensor: si se quiere mantener la ocupancia y la resolución a niveles de LHC, el tamaño de las celdas habrá de disminuir en un factor 10. La única solución viable es rediseñar y reconstruir por completo el detector interno de ATLAS [15]. Este proyecto se conoce como *ATLAS Upgrade* y está comenzando a desarrollarse en diversos workshops y colaboraciones creadas al efecto [16, 17, 18].

### 1.3. RD48 (ROSE) y RD50

La necesidad de obtener detectores de silicio para aplicaciones de física de altas energías capaces de soportar altas dosis de radiación condujo al

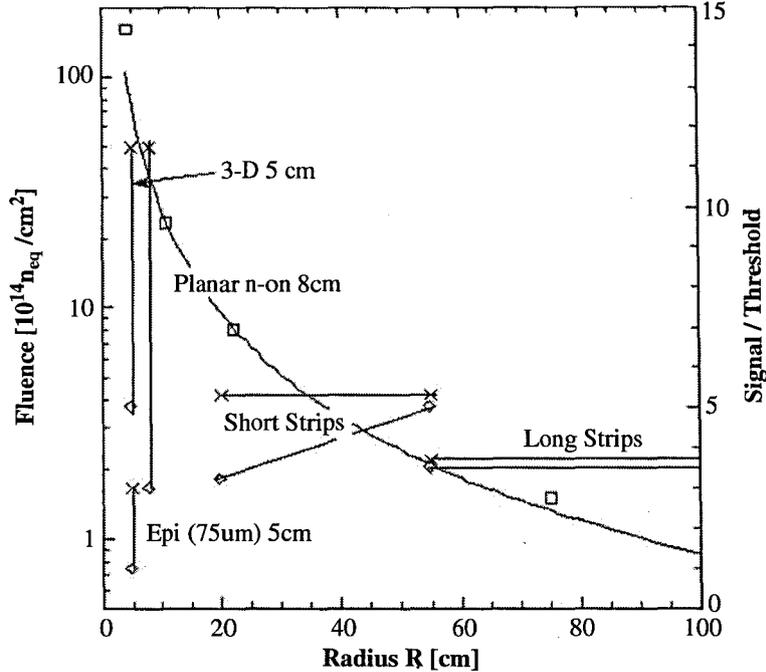


Figura 1.6: Distribución radial de la fluencia de neutrones prevista en un detector de sLHC para una luminosidad integrada de  $2500 \text{ fb}^{-1}$ . Se muestran también posibles alternativas tecnológicas para los detectores [13].

nacimiento en 1996 de la colaboración del CERN RD48, también conocida como ROSE (*R&D On Silicon for future Experiments*) [19, 20, 21]. Entre sus objetivos se encontraba el desarrollo de detectores capaces de tolerar los niveles de radiación existentes en los experimentos del CERN, particularmente los relacionados con el LHC, de manera que fueran capaces de garantizar un correcto funcionamiento durante toda su vida útil. ROSE concluyó con éxito sus actividades en diciembre de 2000, tras haber hecho avances significativos en el ámbito de la resistencia a la radiación de los detectores [22].

La colaboración RD50 (*Radiation Hard Semiconductor Detectors for Very High Luminosity Colliders*) [23] se creó en el CERN en 2002 y a fecha de hoy continúa activa. El objetivo de la colaboración es desarrollar nuevos conceptos y materiales de detectores de semiconductor para entornos de muy alta radiación, y particularmente para sLHC [24, 25, 26, 27, 28]. En la actualidad, RD50 cuenta con más de 260 miembros de 53 instituciones participantes, de 16 países diferentes [23].

El IMB-CNM formó parte muy activa de la colaboración RD48 y es

## Capítulo 1. Motivación y marco del trabajo

---

miembro de RD50 desde su creación. Parte de este trabajo de investigación se enmarca dentro de la actividad científica llevada a cabo por ambas colaboraciones.

## Capítulo 2

# Detectores de radiación de silicio

En este capítulo se introducen los fundamentos teóricos necesarios para comprender el funcionamiento de los detectores de radiación de silicio objeto de esta tesis, sus características eléctricas, su respuesta a la radiación y la degradación de sus propiedades debido a la misma. La información aquí presentada se ha obtenido de las obras de referencia [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35] y de las referencias citadas en el texto.

### 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

#### 2.1.1. Estructura cristalina

La distribución espacial de los átomos en un semiconductor es periódica y forma lo que se conoce como red cristalina. Los átomos están enlazados mediante enlaces covalentes y ocupan posiciones fijas alrededor de las cuales oscilan sin alejarse mucho, constituyendo este conjunto de puntos en el espacio una celda unidad que se repite periódicamente en las tres dimensiones. El semiconductor del que se ocupa esta tesis, el silicio, pertenece al grupo IV de la tabla periódica y por tanto tiene cuatro electrones de valencia que enlazan cada átomo con cuatro átomos vecinos situados en las esquinas de un tetraedro. Este tipo de estructura se conoce como estructura diamante y se puede ver en la figura 2.1. La distancia entre los dos átomos más cercanos es 2.35 Å, la constante de red 5.430 Å y la densidad 2.33 g/cm<sup>3</sup>.

A temperaturas por debajo de los 50 K los electrones compartidos en los enlaces covalentes permanecen enlazados por lo que no hay conducción de corriente eléctrica. A temperaturas más altas las vibraciones de la red pueden romper los enlaces, liberando los electrones que los formaban y permitiendo la conducción. La liberación de un electrón deja detrás de él una carga neta positiva que puede migrar a través de la red cristalina si la ocupa un electrón

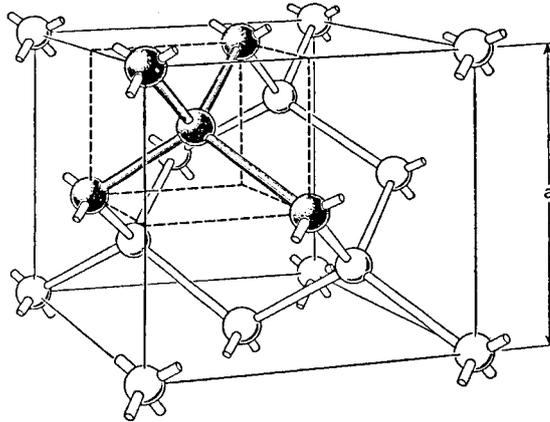


Figura 2.1: Estructura cristalina tipo diamante, propia del diamante, el Si y el Ge.  $a$  es la constante de red.

de un enlace cercano. Esta carga se conoce como hueco y se puede considerar como una partícula con la misma carga que el electrón pero de signo contrario que es capaz de moverse bajo la influencia de un campo eléctrico en dirección opuesta a la del electrón.

### 2.1.2. Bandas de energía

Los electrones en un átomo solo pueden ocupar estados de energía discretos. Estos niveles energéticos son los mismos para átomos iguales siempre que los átomos se encuentren aislados. Cuando dos de estos átomos se aproximan, según los principios de la mecánica cuántica, cada nivel se separa en dos a causa de la interacción entre los átomos. En el caso de un sólido cristalino la separación de los niveles de energía da lugar a multitud de niveles discretos que constituyen bandas de energía cuasi-continuas.

En la figura 2.2 se pueden ver los niveles de energía de la red del silicio en función de la distancia entre los átomos. Al disminuir la separación entre átomos los electrones comienzan a interactuar y se forman las bandas de energía. A la distancia de equilibrio, en la que la repulsión entre los núcleos está compensada por la fuerza atractiva de los electrones que forman los enlaces, existen dos bandas de energía permitidas, conocidas como banda de conducción y banda de valencia, y entre ellas una banda prohibida (*gap*) que los electrones no pueden ocupar.

El modelo de bandas de energía de un sólido cristalino determina si el material es un aislante, un semiconductor o un conductor. En un aislante (figura 2.3(a)) la separación entre la banda de valencia y la de conducción es grande, del orden de 9 eV, lo que resulta en una banda de valencia con

## 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

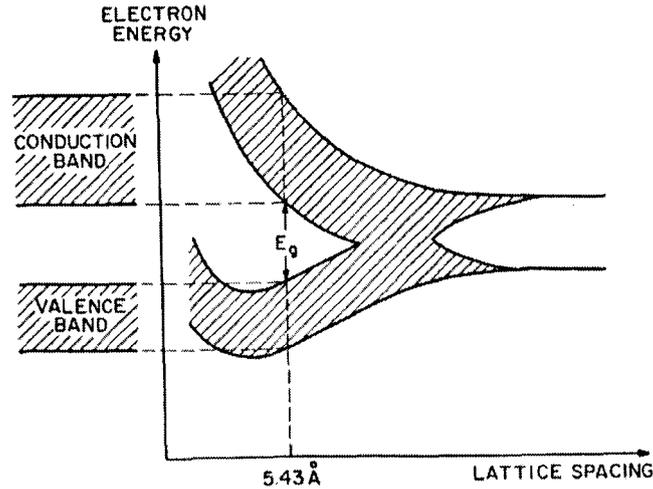


Figura 2.2: Formación de las bandas de energía en el silicio.

electrones fuertemente ligados y una banda de conducción vacía. En un conductor (fig. 2.3(b)) la banda de conducción está parcialmente llena y a veces se solapa con la banda de valencia. Cuando aumenta la energía de un electrón, este puede moverse libremente hacia niveles más altos en la banda de conducción, mientras que al aumentar la energía de un hueco se puede mover hacia abajo de la banda de valencia. Los semiconductores (fig. 2.3(c)) son un caso intermedio ya que la anchura de la banda prohibida es menor que en los aislantes pero mayor que en los conductores, del orden de 1 eV. La excitación térmica o la absorción de radiación es capaz de romper enlaces y excitar electrones de la banda de valencia a la de conducción, dejando un hueco positivo en la banda de valencia. En presencia de un campo eléctrico los electrones y huecos generados ganan energía cinética y se establece una corriente eléctrica.

La energía de la banda prohibida del silicio es  $E_g = 1.12$  eV a 300 K, y cambia con la temperatura absoluta  $T$  según la ecuación:

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 \times 10^{-4}) \cdot T^2}{T + 636} \quad (2.1)$$

donde  $E_g$  está expresada en electronvoltios.  $dE_g/dT$  es negativo, es decir, la anchura de la banda prohibida del silicio decrece al aumentar la temperatura.

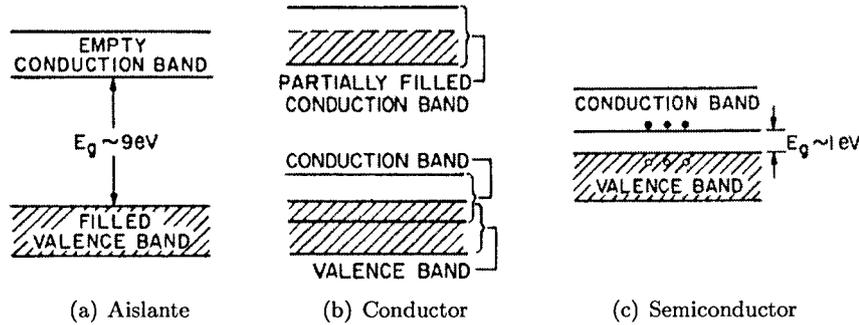


Figura 2.3: Tipos de estructuras de bandas en los materiales.

### 2.1.3. Masa efectiva

Un electrón dentro de una red cristalina se comporta de forma similar a un electrón libre, cuyo momento es

$$p^2 = 2m_0E \quad (2.2)$$

donde  $E$  es la energía del electrón libre y  $m_0$  su masa.

En efecto, se puede demostrar que la relación entre la energía y el momento de un electrón que se encuentra cerca del mínimo de la banda de conducción en un semiconductor es:

$$\bar{p}^2 = 2m_nE \quad (2.3)$$

donde  $\bar{p}$  es el momento cristalino y  $m_n$  la masa efectiva del electrón.  $m_n$  es diferente de  $m_0$  debido a que la periodicidad de la red crea un potencial también periódico. Una ecuación análoga se puede escribir para los huecos que están cerca del máximo de la banda de valencia.

La introducción del concepto de masa efectiva de los portadores de carga permite tratarlos como si fueran partículas clásicas, lo que simplifica la resolución de las ecuaciones fundamentales de los semiconductores.

### 2.1.4. Semiconductores directos e indirectos

Las bandas de energía de un semiconductor no son planas sino que depende del momento cristalino  $\bar{p}$ .

La anchura de la banda prohibida de energías se mide desde lo más alto de la banda de valencia hasta lo más bajo de la banda de conducción, que pueden no coincidir. En este caso, el semiconductor se llama *indirecto*. Un ejemplo es el silicio; como se puede ver en la figura 2.4 el máximo de la banda de valencia se da para  $\bar{p} = 0$ , mientras que el mínimo de la banda de

## 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

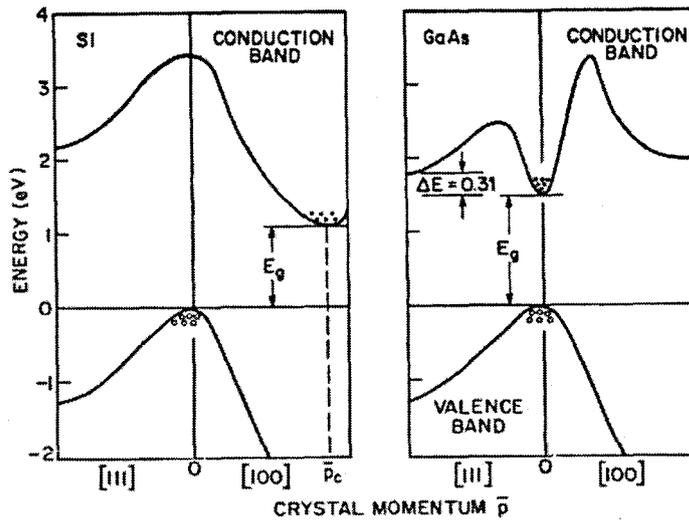


Figura 2.4: Diagramas de bandas de un semiconductor indirecto (Si) y directo (GaAs). Los círculos representan huecos en la banda de valencia, y los puntos, electrones en la banda de conducción.

conducción está en la dirección  $\langle 100 \rangle$  en  $\bar{p} = \bar{p}_c$ . Por tanto, para excitar un electrón de una banda a la otra se necesita una transferencia de energía  $y$  de momento. En promedio, la energía necesaria para crear un par en silicio es 3.6 eV.

Los semiconductores en los que el mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia coinciden en momento cristalino, como el GaAs en la figura 2.4, se llaman *directos*. Una transición entre las bandas de un semiconductor directo no requiere transferencia de momento.

### 2.1.5. Portadores intrínsecos

Un semiconductor es intrínseco cuando no contiene impurezas en la red cristalina. Su diagrama de bandas en equilibrio térmico se puede ver en la figura 2.5. En un semiconductor intrínseco, la conductividad se debe únicamente a los portadores excitados a la banda de conducción por agitación térmica, y no a los suministrados por impurezas dopantes.

Es posible calcular las concentraciones intrínsecas de portadores a partir de las características fundamentales de la red. La densidad de electrones en equilibrio en un semiconductor intrínseco,  $n_0$ , se obtiene integrando la densidad de electrones  $n(E)$  que hay en un intervalo de energía  $dE$ , para las

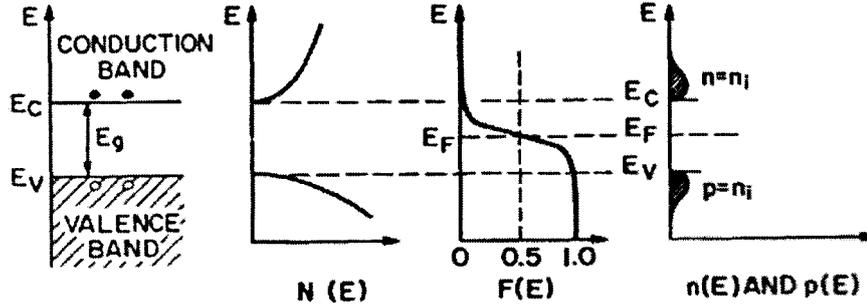


Figura 2.5: Diagrama de bandas, densidad de estados, distribución de Fermi-Dirac y concentraciones de portadores para un semiconductor intrínseco en condiciones de equilibrio térmico.

energías en toda la banda de conducción:

$$n_0 = \int_{E_C}^{E_{max}} n(E)dE = \int_{E_C}^{E_{max}} N(E)F(E)dE \quad (2.4)$$

donde  $N(E)$  es la densidad de niveles de energía contenidos en el rango  $dE$  y  $F(E)$  es la probabilidad de que un electrón ocupe el nivel de energía  $E$ . Esta probabilidad está dada por la estadística de Fermi-Dirac:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp((E - E_F)/k_B T)} \quad (2.5)$$

y la densidad de estados  $N(E)$  se define como:

$$N(E) = 4\pi \left( \frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad (2.6)$$

siendo  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura absoluta,  $m_n$  la masa efectiva del electrón y  $h$  la constante de Planck.  $E_F$  es el nivel de Fermi, que es el nivel de energía para el cual la probabilidad de encontrar un electrón es exactamente  $1/2$ . La distribución  $F(E)$  es simétrica alrededor de  $E_F$  y es función de la temperatura. La figura 2.5 muestra el diagrama de bandas, la densidad de estados, la distribución de Fermi-Dirac y las concentraciones de portadores de un semiconductor intrínseco en equilibrio térmico.

La integral (2.4) sólo puede resolverse por integración numérica, y es necesario buscar aproximaciones que simplifiquen el cálculo. Si el nivel de Fermi está separado al menos una energía  $4k_B T$  del límite inferior de la banda de conducción, el semiconductor se llama *no degenerado*<sup>1</sup>. En este

<sup>1</sup>En el caso del silicio, la aproximación de no degenerado sirve para concentraciones

## 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

caso, (2.4) se convierte en:

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.7)$$

donde  $E_C$  es la energía mínima de la banda de conducción, y  $N_C$  la densidad efectiva de estados en la banda de conducción que se define como:

$$N_C \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.8)$$

Del mismo modo, si llamamos  $E_V$  a la energía máxima de la banda de conducción, la concentración de huecos en un semiconductor no degenerado en equilibrio será:

$$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

donde  $N_V$  es la densidad efectiva de estados en la banda de valencia:

$$N_V \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.10)$$

siendo  $m_p$  es la masa efectiva de los huecos.

En un semiconductor intrínseco los únicos portadores son los que se crean por la ruptura de los enlaces de valencia. Así, por cada electrón que se genera, aparece a su vez un hueco. Por lo tanto, en un semiconductor intrínseco las concentraciones de electrones y de huecos son iguales, es decir:

$$n_i = n_0 = p_0 = \sqrt{n_0 p_0} \quad (2.11)$$

donde  $n_i$  se conoce como densidad de portadores intrínseca. Sustituyendo (2.7) y (2.9) en (2.11), obtenemos:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (2.12)$$

que depende únicamente de la temperatura, la anchura de la banda prohibida de energías,  $E_g = E_C - E_V$ , y de las masas efectivas de los portadores, y no de la posición del nivel de Fermi.

### 2.1.6. Semiconductores extrínsecos

La introducción deliberada de impurezas en pequeñas cantidades en un material semiconductor para aumentar su concentración de electrones o huecos se llama *dopaje*. El material resultante es un *semiconductor extrínseco*.

de dopantes de hasta  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [31]. Por tanto, es perfectamente válida para el silicio de alta resistividad que se ha utilizado en este trabajo, con dopajes efectivos del orden de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

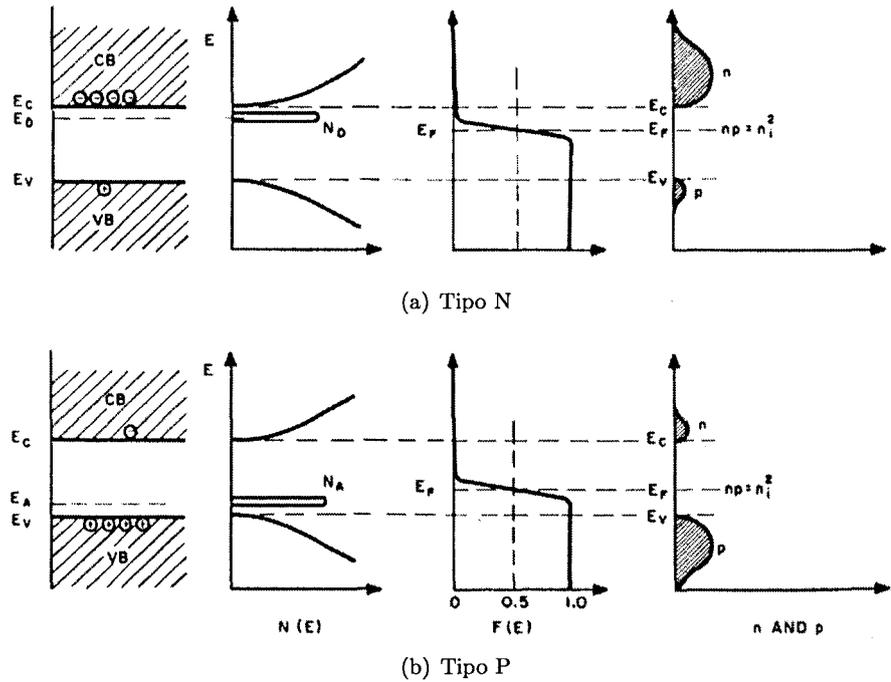


Figura 2.6: Diagrama de bandas, densidad de estados, distribución de Fermi-Dirac y concentraciones de portadores para un semiconductor dopado (a) tipo N, y (b) tipo P en condiciones de equilibrio térmico.

Cuando el silicio se dopa con un elemento del grupo V —fósforo o arsénico— los átomos del dopante ocupan el lugar de átomos de silicio en la red cristalina. Cada impureza tiene cinco electrones de valencia, cuatro de los cuales participan en los enlaces covalentes con los átomos de silicio vecinos. El electrón restante está ligado muy débilmente a su núcleo y es necesaria una energía mucho menor que  $E_g$  para excitarlo a la banda de conducción, por lo que con casi toda probabilidad estará ionizado a temperatura ambiente. Este tipo de dopantes se conoce como *donadores*, e introducen estados llenos en la banda prohibida muy cerca de la banda de conducción. El diagrama de bandas de un semiconductor dopado con impurezas donadoras se puede ver en la figura 2.6(a).

Por el contrario, si se reemplazan átomos de silicio por átomos del grupo III como el boro, que solo tiene tres electrones de valencia, se introducen huecos en la red que son fáciles de excitar a la banda de valencia. Visto de otro modo, las impurezas crean niveles de energía en la banda prohibida muy cerca de la banda de valencia que, cuando son ocupados por electrones, dejan

## 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

huecos en ella. En este caso los átomos dopantes se conocen como *aceptores*. El diagrama de bandas se muestra en la figura 2.6(b).

En la práctica, tanto niveles aceptores como donadores están presentes en el silicio intrínseco, pero sus concentraciones están compensadas y su efecto neto sobre las concentraciones de portadores es nulo. Cuando hay más niveles donadores que aceptores, los portadores de carga mayoritarios son los electrones y el silicio se denota como *tipo P*. Cuando hay más aceptores que donadores, los portadores mayoritarios son los huecos y el silicio es *tipo N*.

En el silicio intrínseco el nivel de Fermi está en el centro de la banda prohibida. La introducción de dopantes modifica su posición, lo acerca a la banda de conducción en el silicio N y a la de valencia en el silicio P, como se ve en la figura 2.6.

La concentración de electrones y huecos en un semiconductor dopado obedece la misma ley de acción de masas que los semiconductores intrínsecos (2.13): un aumento de la concentración de un tipo de portadores conlleva la reducción de la concentración del otro por procesos de recombinación, manteniéndose constante el producto de las dos concentraciones para una temperatura dada. Por tanto:

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (2.13)$$

Por otro lado, el material tiene que permanecer neutro, lo que significa:

$$N_A + n = N_D + p \quad (2.14)$$

donde  $N_A$  y  $N_D$  son las concentraciones de aceptores y donadores, respectivamente. En un material tipo N,  $N_A = 0$  y  $p \ll n$ , luego la densidad de electrones será:

$$n \approx N_D \quad (2.15)$$

y la de huecos, a partir de (2.13):

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad (2.16)$$

### 2.1.7. Transporte de carga

En las secciones anteriores solamente se han considerado semiconductores en equilibrio. Sin embargo, los portadores son móviles y en presencia de un campo eléctrico o de un gradiente en su concentración se produce un movimiento neto de las cargas que da lugar a una corriente. Los mecanismos por los que se produce el transporte de carga son la difusión y la deriva.

#### Difusión

Si en el semiconductor hay un gradiente en las concentraciones de portadores, éstos tenderán a moverse de las regiones de alta a las de más baja

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

---

concentración. Este movimiento de cargas resulta en una corriente de difusión.

En un semiconductor a temperatura uniforme, los electrones tienen una energía cinética debida a su agitación térmica cuyo valor promedio es  $\frac{3}{2}kT$ . El movimiento de cada electrón es una trayectoria aleatoria que va variando por sus colisiones con los átomos de la red y otros elementos. La distancia promedio entre dos colisiones se conoce como *camino libre medio*, y el tiempo entre ellas es el *tiempo libre medio*. Este recorrido aleatorio no resulta en un desplazamiento neto si se observa durante un tiempo lo suficientemente largo siempre que el semiconductor sea uniforme y este en equilibrio. Sin embargo, si la concentración de portadores en el semiconductor no es homogénea tiene lugar un movimiento neto de carga.

Por simplificar, consideremos el caso de un semiconductor unidimensional que se extiende una longitud igual a un camino libre medio a cada lado del origen de coordenadas. En promedio, la mitad de los portadores que hay a la izquierda del origen pasarán por el cero en un tiempo igual al tiempo libre medio, y la mitad de los portadores que hay a la derecha también pasarán por el cero en ese mismo tiempo. El flujo neto de portadores de izquierda a derecha será:

$$F = \frac{1}{2}v_{th} [c(-l) - c(l)] \quad (2.17)$$

donde  $v_{th}$  es la velocidad térmica promedio,  $c$  la concentración de portadores y  $l$  el camino libre medio. Tomando las concentraciones de portadores en los límites como los primeros términos en un desarrollo de Taylor, esta ecuación se puede aproximar por:

$$F = -v_{th}l \frac{dc}{dx} \quad (2.18)$$

El valor  $v_{th}l$  se conoce como *coeficiente de difusión* y se denota por  $D$ . Este flujo de carga resulta en una corriente neta de difusión que, para el caso de los electrones, es:

$$J_n = -qF = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.19)$$

Y para los huecos:

$$J_p = qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.20)$$

### Deriva

La otra causa del transporte de carga es la presencia de un campo eléctrico. En este caso, el movimiento de portadores entre colisiones se debe al campo aplicado. Si suponemos un conductor tipo N, los electrones libres presentes tendrán un componente de velocidad añadido a su movimiento entre cada colisión. Se puede demostrar que su velocidad de deriva es:

$$v_n = - \left( \frac{q\tau_c}{m_n} \right) E \quad (2.21)$$

## 2.1. Fundamentos de física de semiconductores

donde  $q$  es la carga elemental,  $\tau_c$  el camino libre medio entre colisiones,  $m_n$  la masa efectiva y  $E$  el campo eléctrico. El factor entre paréntesis es la *movilidad* de los electrones,  $\mu_n$ . Del mismo modo se puede definir una movilidad para los huecos en la banda de valencia,  $\mu_p$ . La movilidad disminuye al aumentar la temperatura debido a que la mayor agitación de la red reduce el tiempo libre medio entre colisiones. También se ha observado que disminuye sensiblemente para concentraciones elevadas de dopaje. En el silicio, los valores de la movilidad para electrones y huecos a 300 K son 1350 y 480 cm<sup>2</sup> V<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>, respectivamente [29].

La velocidad de los portadores permanece proporcional al campo eléctrico hasta que se acerca a los 10<sup>5</sup> m/s en el silicio, momento en que satura. A temperatura ambiente, el campo eléctrico correspondiente es 10<sup>4</sup> V/cm<sup>2</sup>.

El movimiento de cargas da lugar a una corriente de deriva (también llamada *de arrastre*). La corriente debida a los electrones será:

$$J_n = qnv_n = qn\mu_n E \quad (2.22)$$

Del mismo modo, la corriente de deriva debida a los huecos es:

$$J_p = qp v_p = qp\mu_p E \quad (2.23)$$

Los electrones y los huecos en el semiconductor se mueven arrastrados por el campo eléctrico en direcciones opuestas. La corriente eléctrica en cualquier punto es la suma de la debida a los electrones y a los huecos, es decir:

$$J = (qn\mu_n + qp\mu_p)E \quad (2.24)$$

La conductividad del semiconductor es  $\sigma = J/E$ , y por tanto su resistividad es:

$$\rho = 1/\sigma = 1/(qn\mu_n + qp\mu_p) \quad (2.25)$$

### 2.1.8. Ecuaciones de continuidad

Los efectos de la deriva y de la difusión, así como otros procesos que modifican las concentraciones de portadores, como la generación y recombinación, se pueden combinar en ecuaciones de continuidad para electrones y huecos.

En el caso unidimensional el número de electrones en una región de anchura  $dx$  situada en  $x$  puede cambiar debido a cuatro efectos: aumentará con los electrones que entren por  $x$ , disminuirá con los que salgan por  $(x + dx)$ , aumentará con la generación y disminuirá con la recombinación en esa región.

---

<sup>2</sup>Los detectores de radiación normalmente trabajan con campos eléctricos lo suficientemente elevados como para que la velocidad de deriva de los portadores de carga tenga el valor de saturación y el tiempo de colección sea el menor posible.

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

---

Si  $G_n$  y  $R_n$  son los ritmos de generación y recombinación, respectivamente, entonces el cambio en la concentración de electrones se puede expresar como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} Adx = \left[ \frac{J_n(x)A}{-q} - \frac{J_n(x+dx)A}{-q} \right] + (G_n - R_n)Adx \quad (2.26)$$

donde  $Adx$  es el volumen de la región.

Si se expande la densidad de corriente en  $(x+dx)$  mediante un desarrollo de Taylor:

$$J_n(x+dx) = J_n(x) + \frac{\partial J_n}{\partial x} dx + \dots \quad (2.27)$$

La ecuación de continuidad para electrones resulta:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + (G_n - R_n) \quad (2.28)$$

La ecuación de continuidad para los huecos es similar pero con el signo del primer sumando cambiado. Para encontrar las concentraciones de portadores en un semiconductor, también ha de satisfacerse la ecuación de Poisson, que es:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_{Si}} \quad (2.29)$$

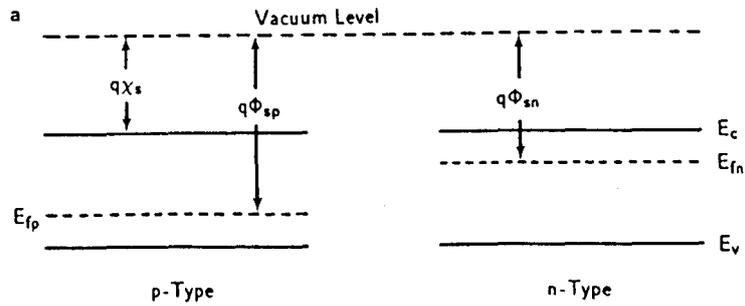
donde  $\rho$  es la densidad de carga espacial,  $\epsilon_{Si} = 11.9$  es la constante dieléctrica del silicio, y  $\epsilon_0$  la del vacío. La resolución conjunta de estas dos ecuaciones permite obtener la distribución de electrones en el semiconductor.

## 2.2. La unión P-N

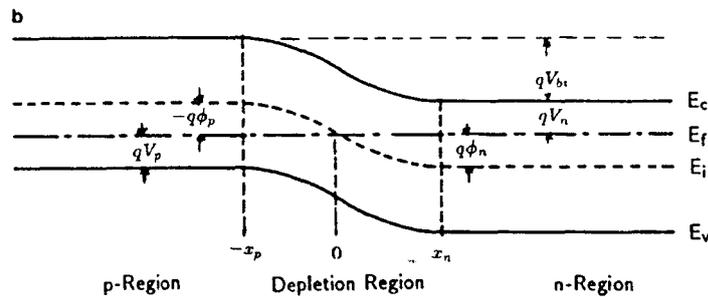
Los detectores de radiación de los que se ocupa este trabajo están basados en uniones P-N. Estas uniones se forman al combinar en un material una región tipo P con otra tipo N, lo que crea una estructura tipo diodo cuyas propiedades dependen del tipo de semiconductor y de los niveles de dopaje.

### 2.2.1. Ecuaciones básicas

Las características de una unión P-N ideal se pueden extraer a partir de las ecuaciones presentadas en las secciones anteriores. Comenzaremos por las propiedades de la unión en estado estacionario. Cuando una región con dopaje tipo P entra en contacto íntimo con otra con dopaje N, bien sea por difusión, implantación iónica o epitaxia, se forma una unión P-N. Los niveles de Fermi de las dos regiones se igualan, lo que deforma la estructura de las bandas, como muestra la figura 2.7. En la región P el nivel de Fermi está cerca de la banda de valencia debido a la mayor concentración de huecos. Análogamente en la región N el nivel de Fermi está próximo a la banda de conducción por la mayor densidad de electrones. Este gradiente en la



(a) Separados



(b) En contacto íntimo

Figura 2.7: Diagramas de bandas de energía para un semiconductor tipo P y otro tipo N (a) separados, y (b) en contacto íntimo.

concentración de portadores da lugar inicialmente a una corriente de difusión por la que los huecos en la región P migran a la región N para recombinarse allí con electrones. Del mismo modo, los electrones en la región N se difunden a la región dopada P donde se recombinan con huecos. La redistribución de los portadores deja iones sin compensar a ambos lados de la unión, de modo que en la zona P cerca de la interfaz se crea una densidad de iones fijos con carga negativa, y en la zona N la misma cantidad de iones con carga positiva. Estas zonas de carga espacial cerca de la interfaz desprovistas de portadores libres constituyen lo que se conoce como *zona de desertización, de carga espacial o de vaciamiento (depletion region* en la figura 2.7(b)). Entre ellas existe un potencial de contacto  $V_{bi}$  y un campo eléctrico que causa una corriente de deriva de portadores en sentido contrario a la de difusión. En estado estacionario una corriente compensa a la otra de modo que la corriente total es nula.

A partir de aquí consideraremos el caso de una unión abrupta, en la que el perfil de impurezas cambia abruptamente en la unión metalúrgica. Si un

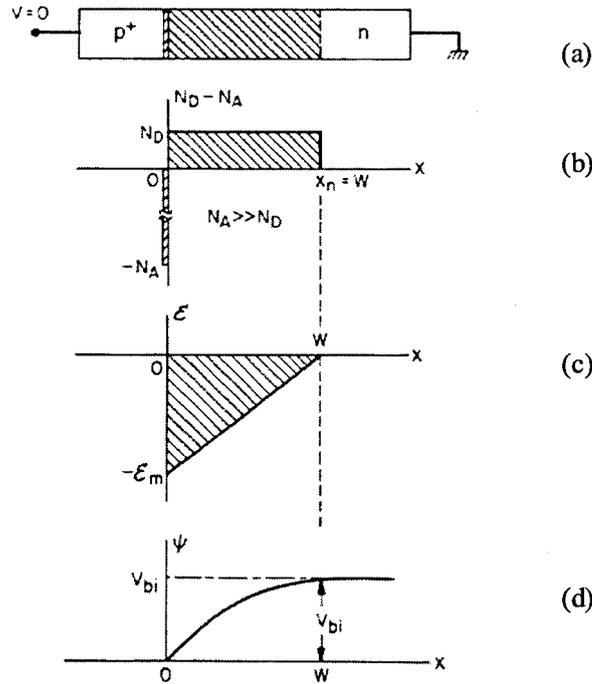


Figura 2.8: (a) Unión abrupta con  $N_A \gg N_D$  en equilibrio térmico; (b) distribución de carga espacial; (c) campo eléctrico; (d) variación de potencial con la distancia desde la unión.

lado de la unión está mucho más dopado que el otro, como sucede en los detectores de radiación de silicio, se habla de unión de una sola cara. En este caso, la neutralidad de carga en el dispositivo requiere que la región vaciada se extienda más en el lado menos dopado. La distribución de carga espacial en una unión P-N en la que el lado P está más dopado que el N ( $N_A \gg N_D$ ) se puede ver en la figura 2.8(b), donde se ha supuesto que la distribución de dopantes a cada lado de la unión es uniforme.

A partir de los supuestos anteriores, es fácil calcular el campo eléctrico y el perfil del potencial en la región de carga espacial resolviendo la ecuación de Poisson:

$$-\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} = \frac{qN_{eff}}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \quad (2.30)$$

donde se ha despreciado la contribución de los portadores libres a la carga en la zona de carga espacial.  $N_{eff} = N_D - N_A$  es el *dopaje efectivo*, que es la diferencia entre las concentraciones de donadores y aceptores en el silicio vaciado.

Integrando (2.30), se obtiene la expresión para la distribución del campo

eléctrico:

$$E(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx} = -E_m + \frac{qN_{eff}x}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \quad (2.31)$$

Como se puede ver en la figura 2.8(c), el campo eléctrico es negativo a través de toda la zona de desertización y varía linealmente con la distancia desde  $x = 0$ , donde se da el valor máximo  $E_m$ . El campo en el límite de la zona vaciada,  $x = W$ , es 0, luego:

$$E_m = \frac{qN_{eff}}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \cdot W \quad (2.32)$$

Del mismo modo, la distribución de potencial que se obtiene con una segunda integración de (2.30) con la condición  $\phi(x = 0) = 0$  es:

$$\phi(x) = E_m\left(x - \frac{x^2}{2W}\right), \text{ para } 0 \leq x \leq W \text{ y } W \leq d \quad (2.33)$$

Finalmente, con  $\phi(x = W) = V_{bi}$  se obtiene la anchura de la zona de carga espacial, que aproximaremos por  $W$ :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q|N_{eff}|}} \cdot V_{bi} \quad (2.34)$$

Si se aplica un voltaje de polarización  $V$  a la unión, dado que la resistencia a través de la zona vaciada es muchos órdenes de magnitud mayor que la resistencia en las regiones sin vaciar, es razonable suponer que todo el voltaje aplicado cae a través de la zona de desertización. Si la polarización es inversa, como es el caso de los detectores de radiación, la zona vaciada crece con el voltaje según la ecuación:

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q|N_{eff}|}} (V_{bi} + V), \text{ para } W \leq d \quad (2.35)$$

La tensión inversa necesaria para vaciar por completo el lado N de portadores mayoritarios ( $W = d$ ) se llama *tensión de desertización* o de *vaciamiento completo*,  $V_{FD}$ . La relación entre  $V_{FD}$  y el dopaje efectivo  $N_{eff}$  es:

$$V_{FD} + V_{bi} = \frac{qd^2}{2\epsilon_0\epsilon_{Si}} \cdot |N_{eff}| \quad (2.36)$$

Habitualmente la contribución de  $V_{bi}$  en las dos ecuaciones anteriores se desprecia porque  $V_{FD}$  suele ser más de un orden de magnitud mayor.

### 2.2.2. Corriente de fugas

La aplicación de un voltaje en una unión P-N rompe el equilibrio entre las corrientes de deriva y difusión. En polarización directa, es decir, con una

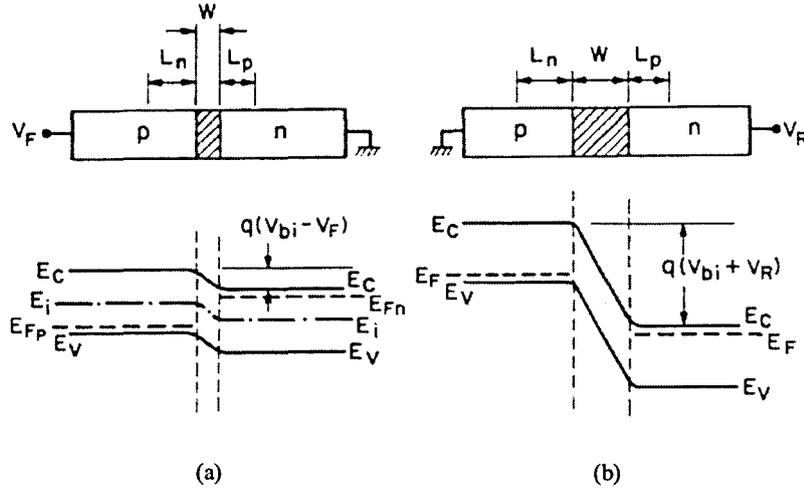


Figura 2.9: Diagrama de bandas de una unión P-N en condiciones de polarización (a) directa y (b) inversa.

tensión positiva  $V$  aplicada en el lado P, se reduce la anchura de la región vaciada y la barrera de potencial, que pasa a ser  $(V_{bi} - V)$ , por lo que disminuye la corriente de deriva en relación con la de difusión y la concentración de portadores minoritarios a cada lado de la unión aumenta. Un pequeño incremento en el voltaje aplicado resultará en una mayor inyección de portadores minoritarios y en un aumento considerable del flujo de corriente a través de la unión. En cambio, en polarización inversa, la tensión aplicada aumenta el tamaño de la zona vaciada y el potencial de la barrera a  $(V_{bi} + V)$ , lo que reduce la corriente de difusión y hace aparecer una pequeña corriente en inversa. Ambas situaciones de polarización se esquematizan en la figura 2.9.

La característica corriente-tensión de un diodo ideal está dada por:

$$I = I_s(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1) \quad (2.37)$$

siendo

$$I_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \quad (2.38)$$

donde  $D_p$  ( $D_n$ ) es el coeficiente de difusión de los huecos (electrones),  $p_{n0}$  ( $n_{p0}$ ) su densidad en la región N (P) en equilibrio térmico y  $L_{p,n} = \sqrt{D_{p,n}\tau_{p,n}}$  su longitud de difusión. Es fácil ver que en polarización directa la corriente aumenta de forma exponencial, mientras que en polarización inversa satura a  $-I_s$ .

## 2.2. La unión P-N

La presencia de procesos de generación y recombinación en el silicio hace que la relación corriente-tensión de un diodo real se aparte de (2.37). Estos procesos tienen lugar en defectos presentes en el silicio o introducidos durante el proceso de fabricación y que ocupan niveles energéticos cercanos al centro de la banda prohibida de energías. En polarización directa, las concentraciones de electrones y huecos son mayores que las de equilibrio y domina la recombinación de portadores en centros de generación-recombinación, que contribuye a la corriente total en proporción a la cantidad de estos centros. La corriente total en polarización directa, para una unión P<sup>+</sup>N, donde la zona vaciada se extiende principalmente del lado N, es:

$$I_F \approx q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} e^{\frac{qV}{k_B T}} + \frac{qW n_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2k_B T}} \quad (2.39)$$

donde  $\tau_r$  es el tiempo de recombinación de portadores y depende de la densidad de centros de recombinación y de su nivel de energía, así como de la sección eficaz del proceso.

En general, los resultados experimentales se pueden aproximar por:

$$I_F \approx e^{\frac{qV}{\eta k_B T}} \quad (2.40)$$

$\eta$  es un factor que da cuenta de la *idealidad* del diodo. Si la corriente de difusión predomina,  $\eta = 1$ , pero si es la de recombinación es dominante,  $\eta = 2$ . En cualquier caso intermedio,  $\eta$  está entre 1 y 2.

En condiciones de polarización inversa la densidad de portadores es baja y la recombinación improbable, por lo que el proceso dominante es la generación. En una unión P<sup>+</sup>N la corriente inversa se puede aproximar por:

$$I_R \approx q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qW n_i}{\tau_g} \approx \frac{qW n_i}{\tau_g} \quad (2.41)$$

siendo  $\tau_g$  es el tiempo de generación de portadores.

Es importante notar que la corriente de generación de portadores depende fuertemente de la temperatura:

$$I_g(T) \propto T^2 \exp\left(\frac{-E_0}{2k_B T}\right) \quad (2.42)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $E_0 = 1.12eV$  es la anchura de la banda prohibida del silicio. Esta dependencia hace aconsejable escalar siempre las medidas de corriente a una temperatura de referencia.

### 2.2.3. Ruptura de la unión en inversa

Cuando se aplica una tensión inversa muy elevada a un diodo de unión P-N se produce el fenómeno conocido como *ruptura* de la unión y la corriente

aumenta súbitamente. El principal mecanismo que produce la ruptura es la multiplicación por avalancha de los portadores: si un electrón tiene la suficiente energía cinética, al colisionar con un átomo puede romper los enlaces de la red y generar un par electrón-hueco. Los nuevos portadores pueden a su vez ganar energía cinética del campo eléctrico y generar pares adicionales, lo que lleva a un proceso autosostenido de multiplicación. El umbral de campo eléctrico para la ruptura por avalancha en el silicio es de unos  $10^5$  V/cm.

El proceso de ruptura por avalancha es reversible, sin embargo la corriente en el régimen de ruptura es tan elevada que podría destruir el dispositivo si la tensión de polarización no se reduce rápidamente por debajo de la de ruptura.

### 2.2.4. Capacidad en inversa

La capacidad de una unión P-N en inversa se puede aproximar a la de un condensador de placas paralelas donde el espacio entre las placas es la región vaciada. En el caso de una unión abrupta de una sola cara, la capacidad por unidad de área se puede expresar como:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{W} = \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon_{Si} |N_{eff}|}{2(V_{bi} + V)}} \quad (2.43)$$

o

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} + V)}{q \epsilon_0 \epsilon_{Si} |N_{eff}|} \quad (2.44)$$

Midiendo  $1/C^2$  en función de  $V$  se obtiene una línea recta cuya pendiente depende de la concentración de dopantes en el sustrato. Si el voltaje aplicado crece más allá de  $V_{FD}$  la región vaciada no puede extenderse más y la capacidad alcanza un valor mínimo final de:

$$C_{geo} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{d} \quad (2.45)$$

Esta capacidad se conoce como *capacidad geométrica* ya que solo depende del tamaño del diodo. Voltajes mayores de  $V_{FD}$  no deberían cambiar el valor de  $C$ , aunque en la práctica se observa que  $C$  sigue disminuyendo ligeramente, sobre todo en el caso de diodos sin anillo de guarda, debido a la extensión de la región vaciada hacia los lados.

## 2.3. Interacción radiación-materia

El funcionamiento de un detector de radiación se basa en la interacción de la radiación con el material sensible. En esta sección se presentan los mecanismos físicos en que se basa la interacción con los semiconductores de la radiación electromagnética por un lado, y de las partículas de alta energía por otro.

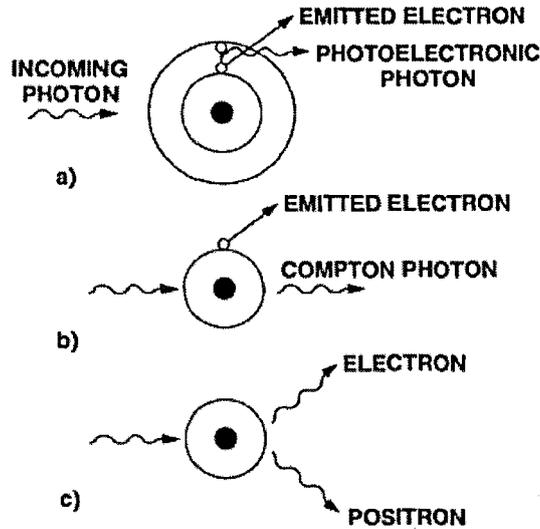


Figura 2.10: Interacción de la radiación electromagnética con la materia: (a) efecto fotoeléctrico; (b) efecto Compton, y (c) producción de pares.

### 2.3.1. Radiación electromagnética

La interacción de los fotones con la materia se da mediante tres mecanismos: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares. Los tres tipos de interacción se esquematizan en la figura 2.10. Cada una de ellas es dominante en un cierto rango de energías para cada medio. En la figura 2.11 se muestra la dependencia del coeficiente de absorción con la energía de los fotones incidentes para los tres mecanismos, en el silicio y en otros semiconductores.

#### Efecto fotoeléctrico

El modo de interacción dominante en el silicio para energías bajas ( $< 50$  keV) es el efecto fotoeléctrico. El fotón incidente, al interactuar con un átomo de la red, le transfiere completamente su energía y se aniquila. A su vez, el átomo reemite esa energía en forma de un fotoelectrón procedente del orbital atómico más interno. Si la energía del fotón incidente es  $h\nu$ , la energía cinética del electrón emitido será:

$$E = h\nu - E_b \quad (2.46)$$

siendo  $E_b$  la energía de ligadura del electrón. Esta energía es típicamente de unos pocos keV, por lo que prácticamente toda la energía del fotón se transfiere al fotoelectrón.

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

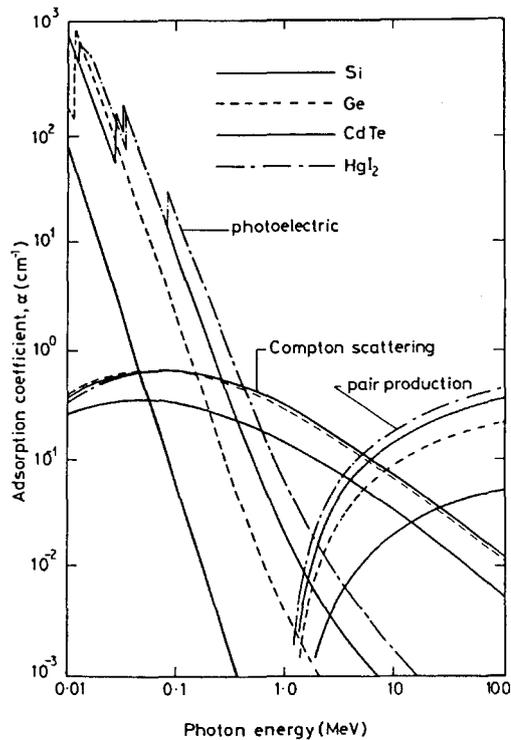


Figura 2.11: Coeficientes de absorción de fotones a 300K para el Si, Ge, CdTe y  $\text{HgI}_2$  [36]. Las líneas correspondientes al silicio son las de menor coeficiente de absorción para cada mecanismo.

La vacante dejada en el orbital atómico es rápidamente ocupada mediante la captura de un electrón libre o una transición electrónica desde un orbital más externo. En este último caso se produce una emisión de rayos X característica que será absorbida por efecto fotoeléctrico en átomos cercanos. Por su parte, el electrón emitido depositará energía a lo largo de toda su trayectoria, pudiendo llegar a crear pares electrón-hueco adicionales si su energía inicial es suficiente.

### Efecto Compton

El efecto Compton tiene lugar cuando el fotón incidente de energía  $h\nu$  interactúa con un electrón del material absorbente. El fotón transfiere parte de su energía al electrón y es dispersado un ángulo  $\theta$  con respecto a su dirección original. La relación entre la energía del fotón dispersado  $h\nu'$  y el

### 2.3. Interacción radiación-materia

ángulo de dispersión es:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.47)$$

donde  $m_0$  (= 511 keV) es la masa en reposo del electrón. De esta ecuación se puede deducir que para ángulos de dispersión pequeños apenas hay transferencia de energía. Además, incluso en el caso  $\theta = \pi$ , el fotón conserva una parte de su energía inicial.

El efecto Compton empieza a ser dominante en el silicio para energías superiores a unos 60 keV, como se puede ver en la figura 2.11.

#### Producción de pares

En la producción de pares un fotón se transforma en un electrón y un positrón. Para que esto suceda, la energía del fotón incidente ha de ser al menos la suma de las energías en reposo de las partículas creadas, es decir,  $2m_0c^2 = 1.022$  MeV. Como es necesario que se conserve el momento, este proceso solo puede ocurrir en presencia de un tercer cuerpo, por ejemplo un núcleo. El positrón creado se aniquila casi inmediatamente con un electrón emitiendo dos fotones de rayos X de 511 keV que podrán ser reabsorbidos por el medio por efecto Compton.

#### 2.3.2. Partículas cargadas

Las partículas cargadas interactúan con la materia principalmente a través de fuerzas coulombianas de atracción o repulsión con la carga negativa de los electrones de los orbitales atómicos. Otros tipos de interacciones, como las nucleares, también son posibles pero muy poco frecuentes.

En cada interacción, la partícula incidente invierte parte de su energía en la ionización de electrones del material o en su excitación a orbitales atómicos superiores. Si el electrón ionizado tiene poca energía probablemente se recombinará un núcleo es elevada, pero si su energía es suficiente puede causar ionizaciones secundarias en el material. Estos electrones se conocen como rayos delta. Por su parte, la energía incidente seguirá impartiendo su energía a lo largo de su trayectoria hasta que sea frenada por completo.

El promedio de la energía que una partícula cargada pesada deposita en el material absorbente por unidad de longitud está dada por la ecuación universal de Bethe-Bloch [37]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.48)$$

donde  $zq$  es la carga de la partícula incidente,  $\beta$  su velocidad dividida por la velocidad de la luz en el vacío,  $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$  y  $T_{max}$  es la energía cinética máxima que le puede transferir a un electrón libre en una sola colisión.  $Z$  el

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

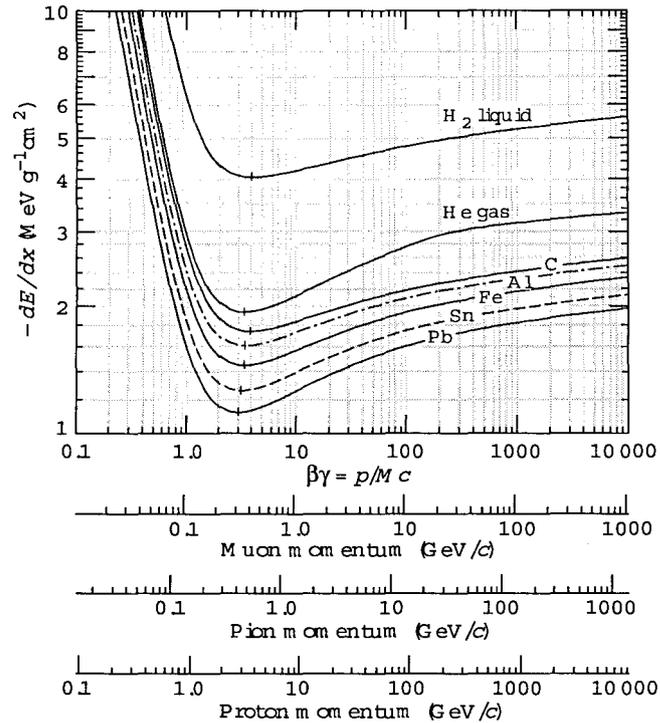


Figura 2.12: Pérdida de energía promedio para protones, piones y muones a su paso por diversos materiales. [37].

número atómico del material absorbente,  $A$  su número másico e  $I$  la energía de excitación de un electrón en ese material. Finalmente,  $\delta$  es un factor de corrección debido al efecto de la densidad del material.

La expresión (2.48) es válida para partículas cargadas distintas de los electrones con velocidades moderadas, que pierden su energía principalmente por ionización y excitación atómica. Para energías bajas, o energías altas donde las pérdidas radiativas son importantes, es necesario introducir factores de corrección [37].

La figura 2.12 muestra los valores de la ecuación de Bethe-Bloch para diferentes partículas y materiales en función del momento de las partículas. A energías no relativistas,  $dE/dx$  es menor para velocidades más altas, hasta que alcanza su valor mínimo a  $\beta \approx 0.9$ . Las partículas con esta velocidad se llaman *partículas de ionización mínima* (MIP). Para velocidades superiores,  $dE/dx$  vuelve a aumentar.

En el caso de los electrones, además de la pérdida de energía por su interacción con otros electrones hay que tener en cuenta un mecanismo adi-

## 2.4. Operación de un detector de silicio

---

cional debido a su pequeña masa: el *bremstrahlung*, en el que el electrón emite radiación electromagnética cuando es desviado de su trayectoria al interactuar con el campo eléctrico de un núcleo. Para energías menores que 10 MeV el *bremstrahlung* no es importante, pero para energías superiores su probabilidad aumenta rápidamente y pasa a ser el mecanismo dominante.

## 2.4. Operación de un detector de silicio

Los detectores de radiación de silicio basan su funcionamiento en las propiedades de los diodos de unión P-N en inversa, con la zona vaciada actuando como una cámara de ionización. Cualquier tipo de radiación ionizante que atraviese el detector crea pares electrón-hueco en proporción a la energía que deposite en el material. Los portadores de carga creados en la zona de carga espacial son inmediatamente separados y derivan sin recombinarse hacia los electrodos empujados por el campo eléctrico, que es lineal en la región vaciada. Las cargas generadas en las zonas sin vaciar se recombinan inmediatamente y no contribuyen a la señal.

La cantidad de pares creados es proporcional a la energía perdida por la partícula en su paso por el material. La función de probabilidad que describe esta pérdida de energía es la distribución de Landau, y en ella el valor más probable no coincide con la media, dada por la ecuación de Bethe-Bloch (2.48). Para una partícula de mínima ionización, el valor promedio es  $dE/dx \approx 39 \text{ keV}/100 \mu\text{m}$ . En un detector de silicio típico, el valor más probable de la energía depositada por una MIP es menos del 70 % del promedio, y para un detector de  $300 \mu\text{m}$  de espesor es  $78 \text{ keV} \pm 10 \%$  [38]. Como la energía media necesaria para crear un par electrón-hueco en el silicio es 3.6 eV, una MIP creará unos 22000 pares al atravesar el detector, lo que corresponde a una carga máxima colectada  $Q_0 \approx 3.5 fC$ .

El tiempo de colección de las cargas inducida por una MIP en un detector planar de silicio de  $300 \mu\text{m}$  de espesor es del orden de los 10 ns [39]). La señal en el detector tiene la forma de un pulso de corriente y su integración con el tiempo es la carga total creada por el paso de la partícula. Si el tiempo de integración no es lo bastante largo, la integral no da cuenta de toda la carga depositada, y la carga perdida se conoce como *déficit balístico* del detector. Para evitarlo en lo posible, dado que el tiempo de colección suele estar fijado por las necesidades del experimento, es necesario reducir la longitud de deriva de los portadores, haciendo el detector más delgado, o aumentar el campo eléctrico. La primera solución está limitada por la señal mínima necesaria para una buena relación señal/ruido, y la segunda por la velocidad de saturación de las cargas y por la ruptura por avalancha del detector.

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

Esta sección está dedicado al daño por radiación en los detectores de silicio. En primer lugar, se exponen los mecanismos microscópicos de la degradación por radiación en los semiconductores. Seguidamente, se analizan sus consecuencias en el funcionamiento de los detectores, y en particular el efecto de una radiación de hadrones de alta energía como la que se encuentra en los experimentos de física de partículas como LHC.

### 2.5.1. Mecanismos microscópicos

Los dispositivos electrónicos se ven afectados por la radiación por varios mecanismos. El primero es el daño por desplazamiento, en el que la radiación incidente desplaza los átomos del silicio de sus posiciones en la red y los defectos resultantes alteran las propiedades electrónicas del cristal. El segundo es el daño por ionización, que se produce en capas aislantes (fundamentalmente  $\text{SiO}_2$ ), en las que se liberan portadores de carga por ionización que pueden moverse por deriva o difusión y son atrapados en otros lugares, dando lugar a concentraciones de carga que producen campos parásitos. También se pueden producir transmutaciones nucleares por captura de neutrones, particularmente si la radiación es de neutrones lentos. En esta sección nos centraremos en los dos primeros, que son los que más afectan a los detectores de silicio que se utilizan en experimentos de física de altas energías.

Los efectos de la ionización dependen principalmente de la energía total absorbida y son independientes del tipo de radiación. Sin embargo, la ionización producida sí es función del material, ya que depende del número de pares electrón-hueco creados por unidad de energía absorbida, que se expresa en rad o Gy<sup>3</sup>. Así, se ha de hablar de dosis de radiación ionizante absorbida en cada material: 1 Gy (Si), 1 Gy ( $\text{SiO}_2$ ) etc.

Por el contrario, el daño por desplazamiento sí que es función del tipo de radiación, ya que depende de la cantidad de energía y momento que la partícula incidente transmite a los núcleos de la red, que es función de la masa y energía de esa partícula. Por tanto, el daño por desplazamiento ha de especificarse para cada partícula y energía en concreto.

### Daño por desplazamiento

El daño por desplazamiento es la consecuencia de la interacción no ionizante de una partícula incidente ( $\beta^{+/-}$ , p, n, iones, rayos  $\gamma$ ) con los átomos de la red cristalina. La colisión entre la partícula y el núcleo desplaza a este último de su posición en la red, creando defectos puntuales conocidos como *pares de Frankel*, que están formados por un átomo intersticial y una vacante.

---

<sup>3</sup>1 Gy = 1 J/kg = 100 rad.

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

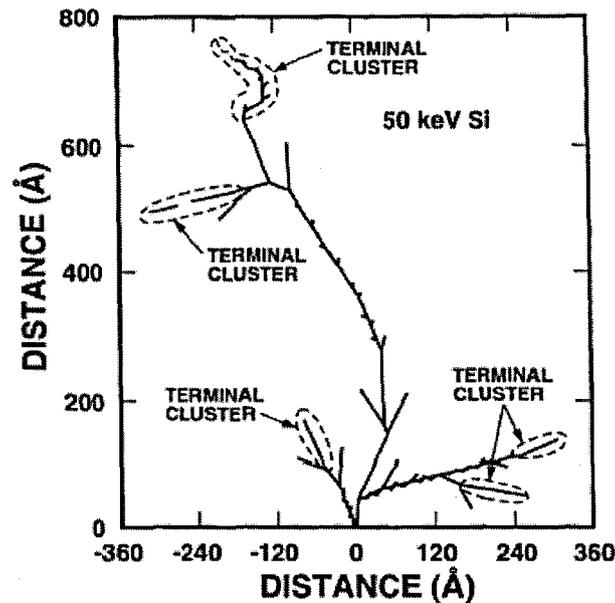


Figura 2.13: Simulación de la cascada de defectos creada por el retroceso de un átomo de silicio con una energía de 50 keV [40].

La energía mínima necesaria para desplazar un átomo de silicio es de unos 15 eV, aunque depende de la dirección del retroceso. Desde el punto de vista de la probabilidad, si la partícula incidente transfiere una energía mayor de 25 eV al átomo de silicio, probablemente creará un par de Frenkel, mientras que para energías menores predomina la probabilidad de que esa energía se disipe en vibraciones de la red [35].

El átomo primario, al retroceder, puede a su vez generar otros defectos puntuales o agrupaciones muy densas de defectos (*clusters*), dependiendo de la energía que se le haya transferido en la colisión. Un átomo de silicio con una energía de retroceso entre 1 y 2 keV sólo creará defectos puntuales; entre 2 y 12 keV será capaz de crear un *cluster* y varios defectos puntuales, y para energías superiores a los 12 keV generará varios *clusters* [35]. Los *clusters* aparecen al final del recorrido del átomo de silicio, donde pierde sus últimos keV de energía y la sección eficaz de la colisión elástica con otros átomos aumenta en varios órdenes de magnitud. Por ejemplo, un neutrón de 1 MeV transfiere en promedio unos 50 keV al átomo de silicio de retroceso, que a su vez desplaza unos 1000 átomos más en una región de un tamaño del orden de los  $0.1 \mu\text{m}$ , dando lugar a una cascada de defectos que termina en varios *clusters* [40]. En la figura 2.13 se puede ver la simulación del efecto del retroceso del átomo de silicio primario.

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

---

Se ha comprobado que el daño que la partícula incidente crea en el silicio es generalmente proporcional a la pérdida de energía no ionizante (*Non Ionizing Energy Loss*, NIEL), que es la energía que la partícula deposita por unidad de longitud en sus interacciones con los núcleos de la red [41]. El valor del NIEL depende del tipo y de la energía de la partícula y se suele escalar al valor de referencia de neutrones de 1 MeV [42] por medio del factor de resistencia  $k$ . De este modo, en lo que respecta al daño por desplazamiento, se puede reemplazar la fluencia de partículas  $\Phi_p$  por una fluencia equivalente de neutrones de 1 MeV,  $\Phi_{eq} = k\Phi_p$ . En la referencia [43] se puede encontrar una discusión más detallada sobre la hipótesis NIEL y la obtención de los factores de resistencia, y en [44] una compilación de los valores de  $k$  para diversos tipos de partículas y energías.

La hipótesis NIEL es válida en una primera aproximación para estimar la capacidad de causar daño de una radiación determinada, pero también tiene sus limitaciones. Por ejemplo, el hecho de que la variación del dopaje efectivo que se observa en substratos con alto contenido en oxígeno intersticial e irradiados con hadrones sea menor que en substratos sin oxígeno demuestra que el daño por unidad de NIEL es función del tipo de material [21, 41, 45, 46, 47].

El daño por desplazamiento en un semiconductor se manifiesta de tres maneras distintas, ilustradas en la figura 2.14:

1. *Formación de estados en el centro de la banda de energías prohibidas*, que facilitan la transición de electrones de la banda de conducción a la banda de valencia. En las regiones vaciadas esto supone el establecimiento de una corriente de generación, lo que da lugar a un incremento de la corriente de fugas de los diodos polarizados en inversa. En el caso de uniones en polarización directa o en las regiones no vaciadas de los diodos en inversa los estados en el centro del *gap* facilitan la recombinación, es decir, la vida media de los portadores minoritarios disminuye.
2. *Formación de estados cercanos a las bandas* que pueden capturar cargas y liberarlas al cabo de un cierto tiempo. En un detector de radiación, esto supone una pérdida de señal con la consiguiente disminución de la eficiencia de colección de carga.
3. *Cambios en el dopaje del silicio* debido a introducción de estados aceptores por la radiación.

### Daño por ionización

El efecto de la radiación ionizante en el silicio es la creación de pares electrón-hueco que, en ausencia de campo eléctrico, se recombinan inmediatamente. En un detector de radiación, es decir, un diodo polarizado en

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

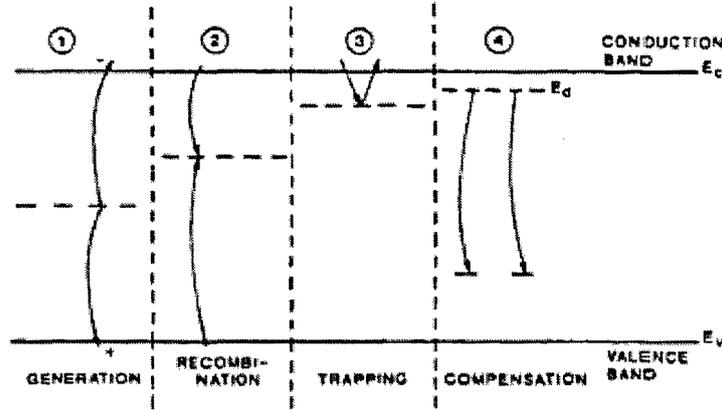


Figura 2.14: Efectos de los estados intermedios creados por la radiación en la banda prohibida de energías.

inversa, las cargas son arrastradas por el campo eléctrico y forman la señal en los electrodos. En todo caso, la radiación ionizante no deja marcas permanentes de su paso por el semiconductor.

Al igual que en el silicio, la radiación también es capaz de crear pares electrón-hueco en el  $\text{SiO}_2$ , pero sus efectos son muy diferentes.

En el óxido de silicio sin irradiar, y en su interfaz con el silicio, existen cargas fijas positivas que se suelen representar por una lámina de carga de densidad  $Q_{ox}$  localizada en la interfaz  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ .  $Q_{ox}$  depende de la calidad del óxido y por tanto de las circunstancias del proceso de fabricación. Por ejemplo, para un óxido fabricado en la sala blanca del IMB-CNM sobre silicio  $\langle 100 \rangle$ , este valor es del orden de  $Q_{ox} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

En la figura 2.15 se muestra un esquema de los procesos inducidos por la radiación ionizante en el óxido de una estructura MOS como la de la puerta de un detector de radiación. La energía depositada por la radiación incidente crea pares electrón-hueco en todo el volumen del óxido. Los electrones que escapan a la recombinación inicial son arrastrados rápidamente por su alta movilidad ( $20 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  a temperatura ambiente), y recogidos en el electrodo positivo en cuestión de picosegundos. En cambio, el movimiento de los huecos es más complejo y se produce por saltos entre estados localizados en el  $\text{SiO}_2$ . En consecuencia, la movilidad de los huecos es mucho menor (entre  $10^{-11}$ — $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ), y la mayoría se quedan en el óxido alojados en trampas profundas distribuidas en la región cercana a la interfaz  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Estos huecos aumentan la densidad de carga positiva fija en el óxido, lo que causa un desplazamiento en la tensión de bandas planas de la estructura. También se produce un aumento en la densidad de estados de interfase de-

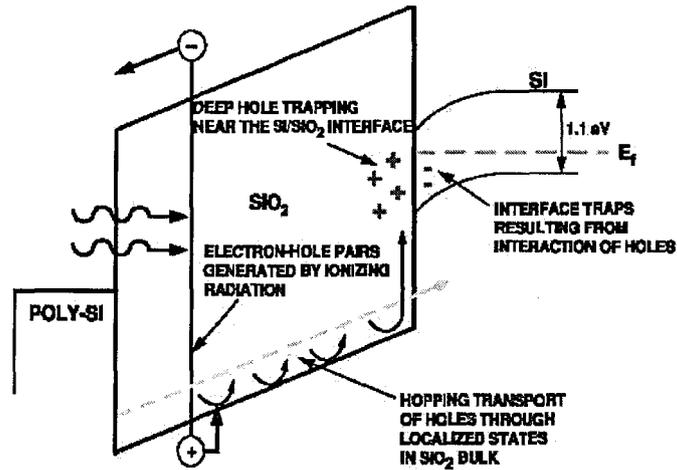


Figura 2.15: Principales procesos de generación de carga por la radiación en una estructura MOS [48].

bido a los huecos que son atrapados cerca de la interfaz SiO<sub>2</sub>/Si. El efecto neto es un rápido incremento de  $Q_{ox}$  hasta llegar a un valor de saturación que es aproximadamente  $Q_{ox,sat} = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  para dosis de radiación de unos kGy [49].  $Q_{ox,sat}$  depende del tipo y la energía de la radiación, de la dosis total absorbida, del campo eléctrico en el óxido durante la irradiación y también de las características del óxido inicial, pero habitualmente es del orden de  $2-3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [50].

Las observaciones de la evolución temporal de muestras irradiadas han demostrado que la degradación producida no es estable, sino que con el tiempo el óxido irradiado puede llegar a recuperar su estado original. Es decir, la distribución de las cargas es función del tiempo, más concretamente de la evolución con el tiempo del campo eléctrico en el óxido. El proceso también depende fuertemente de la temperatura y puede llevar de milisegundos a años. Por tanto, aunque el daño primario creado por la radiación depende sólo de la energía absorbida por el material, los efectos de la ionización producida por esta dosis dependen de la tasa de dosis, del campo eléctrico en el dispositivo y de la evolución temporal de ambos [50].

### 2.5.2. Efecto en el funcionamiento del detector

En esta sección se exponen las consecuencias macroscópicas en el funcionamiento de los detectores del daño microscópico producido por la exposición a la radiación de hadrones de alta energía.

Los detectores de radiación, que consisten fundamentalmente en amplios

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

volúmenes de silicio vaciado, son especialmente sensibles al daño por desplazamiento. Este daño se manifiesta en el incremento de la corriente de fugas del dispositivo, la variación de la tensión de vaciamiento completo y la disminución de la eficiencia de colección de carga.

Por otro lado, la acumulación de carga en el SiO<sub>2</sub> debida al daño por ionización induce la creación de campos parásitos que también afectan al funcionamiento del detector, pero el efecto neto depende en gran medida del diseño del dispositivo. Esta cuestión se estudiará con detalle en el capítulo 6.

### Variación de la tensión de vaciamiento completo

La radiación de hadrones produce cambios en el dopaje efectivo del silicio al crear defectos que constituyen nuevos estados en la banda prohibida de energías. Estos defectos no están fijos sino que pueden migrar por la red cristalina, y tanto durante la irradiación como después de ésta, gran parte de ellos es aniquilada (por ejemplo, una vacante y una intersticial se pueden recombinar) o se convierte en otra especie diferente. Por tanto, la variación del dopaje efectivo en el silicio no sólo depende de la fluencia total de la irradiación, sino también de su duración, del tiempo transcurrido tras ella y de la temperatura durante todo el proceso.

Las consecuencias en el funcionamiento del detector dependen en gran medida de las características del sustrato de silicio y se analizarán en detalle en los capítulos 4 y 5. En esta sección introduciremos brevemente el efecto en detectores fabricados en silicio *Float Zone* tipo N, de lejos los más utilizados y también los mejor estudiados.

En la figura 2.16 se muestra el comportamiento típico del dopaje efectivo y del voltaje de desertización total en uno de estos detectores irradiados. A fluencias bajas, la tensión de vaciamiento completo disminuye al aumentar la fluencia, lo que se puede interpretar como una eliminación de los donadores originales del sustrato que son compensados por nuevos estados aceptores. A una fluencia aproximada de  $2 \times 10^{12}$  n/cm<sup>2</sup>, el sustrato se invierte y pasa a convertirse en tipo P. A partir de ese momento la unión P-N pasa a estar en el dorso del detector, donde está la implantación N<sup>+</sup> que proporciona el contacto óhmico. Para fluencias mayores a la de inversión, la tensión de vaciamiento completo sigue aumentando, lo que significa que se sigue produciendo una introducción continua de aceptores en el silicio. El ritmo de introducción de carga espacial negativa más allá del punto de inversión es lineal y está caracterizado por el parámetro  $\beta$ , o su equivalente para una irradiación con neutrones de 1 MeV,  $\beta_{eq}$ . Este parámetro se calcula a partir de un ajuste lineal de los puntos de  $|N_{eff}|$  en función de la fluencia.

No obstante, como ya hemos señalado, el incremento del dopaje efectivo respecto a su valor inicial,  $\Delta N_{eff}$ , no depende sólo de la fluencia, sino también del tiempo transcurrido a una determinada temperatura. La evolución temporal de  $\Delta N_{eff}$  en un detector irradiado por encima del punto de

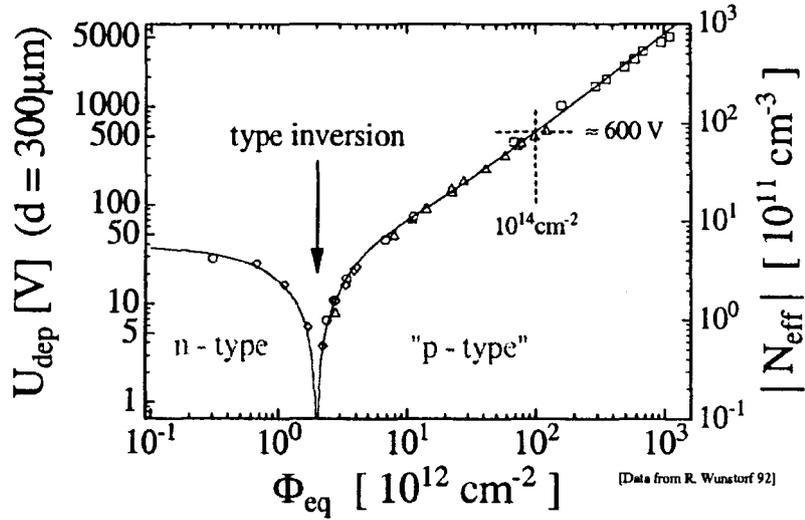


Figura 2.16: Cambio del dopaje efectivo y de la tensión de vaciamiento completo del silicio tipo N con la fluencia de neutrones de 1 MeV [51].

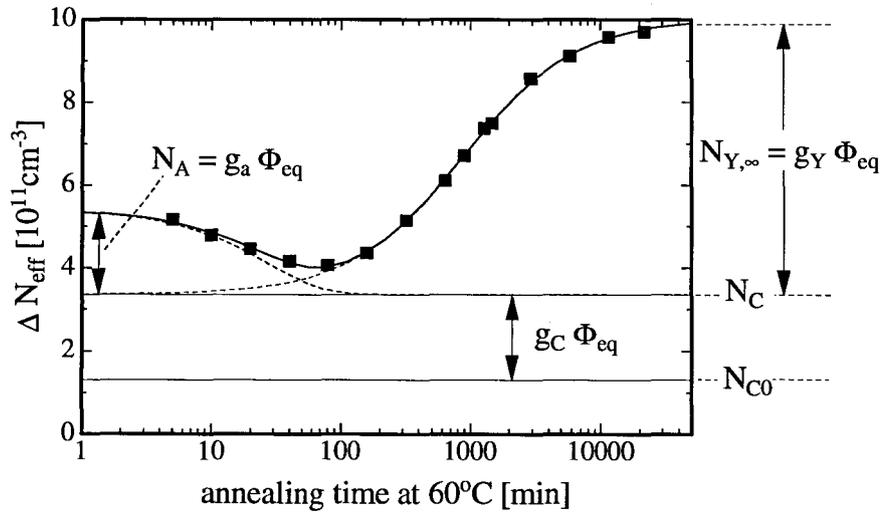


Figura 2.17: Evolución con el tiempo a 60° C del dopaje efectivo de una muestra de silicio N irradiado a una fluencia de neutrones de 1 MeV de  $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  [52].

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

inversión se puede ver en la figura 2.17. Durante un tiempo corto el dopaje efectivo disminuye con el tiempo. Esta primera etapa se conoce como etapa de recocido corto o beneficioso (*short term annealing*<sup>4</sup>). Posteriormente, el dopaje efectivo continua aumentando hasta alcanzar la saturación a un valor muy por encima de su dopaje original, en la fase denominada recocido inverso (*reverse annealing*).

La evolución temporal de  $\Delta N_{eff}$  en función de la fluencia de irradiación y de la temperatura se ha modelado según el llamado *modelo de Hamburgo*. Los detalles de la parametrización se pueden consultar las referencias [21, 22, 52].

El cambio en  $V_{FD}$  supone un factor limitante en el funcionamiento de un detector de radiación, ya que si no puede soportar tensiones tan elevadas como las necesarias para vaciarlo completamente, el detector habrá de ser operado por debajo del vaciamiento completo, disminuyendo la eficiencia de colección de carga y la relación señal/ruido.

### Incremento de la corriente de fugas

Los estados creados por la radiación cerca del centro de la banda de energías prohibidas actúan como centros de generación/recombinación que, en un detector de radiación aumentan la corriente de fugas en inversa. Se ha comprobado que este aumento es directamente proporcional a la fluencia de la irradiación, es decir:

$$\Delta I/V = \alpha \cdot \Phi \quad (2.49)$$

donde  $\Delta I$  es la diferencia entre la corriente de fugas del dispositivo irradiado a una fluencia  $\Phi$  y la del dispositivo sin irradiar, y  $V$  es el volumen activo del detector. Si se normaliza la fluencia a su equivalente para neutrones de 1 MeV, la constante de proporcionalidad se denomina  $\alpha_{eq}$ . Todos los estudios publicados hasta la fecha coinciden en que  $\alpha_{eq}$  es constante a lo largo de muchos órdenes de magnitud de la fluencia, independiente de las características del silicio y de la tecnología de los detectores, y que se encuentra en el rango  $(4-9) \times 10^{-17}$  A/cm, para todo tipo de radiación de hadrones energéticos [21, 22, 41, 46, 47, 52, 53, 54], lo que ha permitido asociar este efecto a la creación de *clusters* en el silicio. En la figura 2.18 se puede ver un ejemplo obtenido de uno de los estudios más exhaustivos que se han llevado a cabo sobre múltiples dispositivos diferentes [52].  $\alpha_{eq}$  tampoco depende de si la irradiación se ha hecho de una sola vez o en varias etapas [5].

La invariancia de  $\alpha$  permite utilizar el aumento de la corriente inversa para comparar la degradación producida por diferentes tipos de radiación y obtener sus factores de resistencia según la hipótesis NIEL [47, 53].

<sup>4</sup>A lo largo de este trabajo se ha traducido el término inglés *annealing* como *recocido*, aunque ésto no implica que el proceso tenga lugar a alta temperatura. De hecho, el *annealing* del silicio, esto es, la eliminación o transformación con el tiempo de los defectos primarios inducidos por la irradiación, se da también de forma espontánea a temperatura ambiente.

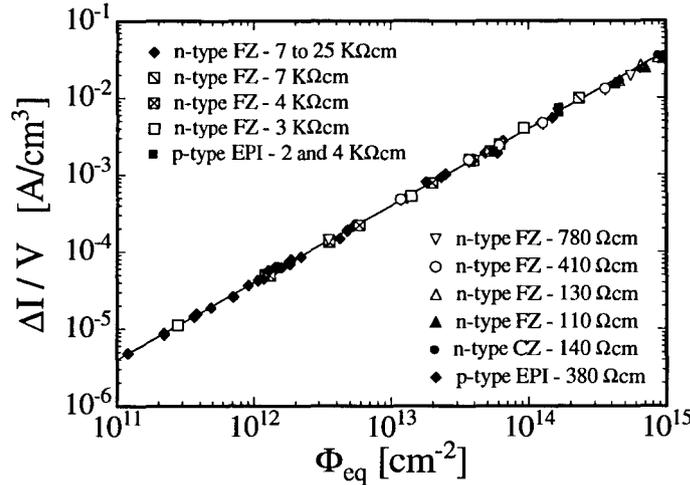


Figura 2.18: Dependencia con la fluencia equivalente a neutrones de 1 MeV de la densidad volumétrica de corriente de detectores de radiación de silicio fabricados en diferentes tipos de sustrato con tecnologías distintas e irradiados con neutrones de 5.2 MeV [52].

Al igual que sucede con el dopaje efectivo, la corriente de fugas de un dispositivo irradiado tampoco es estable, sino que se ha observado que disminuye con el tiempo transcurrido tras la irradiación. La evolución de  $\alpha$  con el tiempo también es independiente del material o de la tecnología [21, 53], como se muestra en la figura 2.19.

En un detector de radiación, el aumento de la corriente de fugas supone:

- un aumento del ruido electrónico, es decir, una disminución de la relación señal/ruido;
- una mayor disipación de potencia, que aumenta el riesgo de inestabilidad térmica, y
- una mayor caída de potencial en las resistencias de polarización.

En la práctica, puesto que la corriente de fugas aumenta exponencialmente con la temperatura según la ecuación 2.42, se puede mantener dentro de unos límites razonables operando los detectores a baja temperatura. En el caso de los detectores de SCT de ATLAS, la temperatura prevista de funcionamiento es de unos  $-7^\circ$  C [1].

## 2.5. Daño por radiación en detectores de silicio

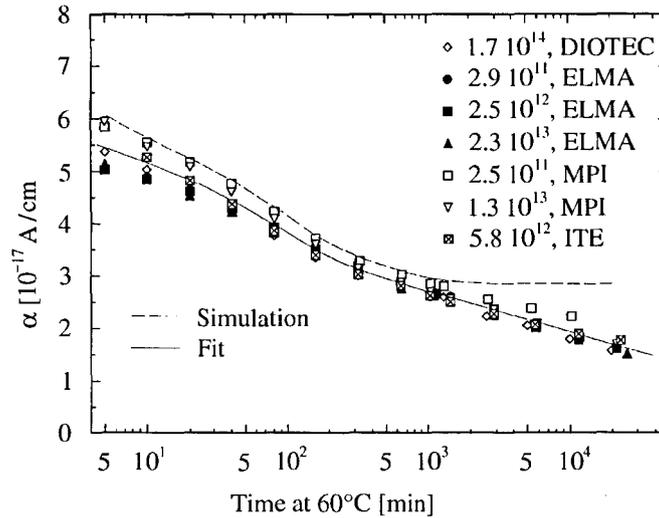


Figura 2.19: Evolución con el tiempo a  $60^\circ\text{C}$  del parámetro  $\alpha$  de detectores radiación de silicio fabricados en diferentes tipos de sustrato con tecnologías distintas. Las fluencias de neutrones de 5.2 MeV se muestran en la leyenda [53].

### Disminución de la eficiencia de colección de carga

El mecanismo principal que causa la degradación de la eficiencia de colección de carga en un detector irradiado es el atrapamiento de las cargas en estados correspondientes a defectos causados por la radiación, es decir, la disminución de la vida media  $\tau$  de los portadores. Si la electrónica de lectura lee la carga colectada en un tiempo inferior al tiempo de reemisión de los portadores en las trampas, esta carga atrapada se pierde, lo que resulta en una disminución de la eficiencia de colección de carga y de la relación señal/ruido respecto a las que tiene un detector sin irradiar. El efecto se puede mitigar en parte aumentando el voltaje de operación del detector, ya que al aumentar el campo eléctrico disminuye el tiempo de colección de las cargas y con él la probabilidad de atrapamiento.

### Cinética de la degradación

La degradación del silicio por la irradiación se produce en paralelo a la del  $\text{SiO}_2$  pero obedece a una cinética muy diferente, ya que se produce más lentamente y no muestra saturación. El daño en el óxido es mucho más rápido y satura a unos pocos kGy. Gracias a esto, es posible distinguir tres fases en el proceso de degradación por la radiación de un detector de silicio en

## Capítulo 2. Detectores de radiación de silicio

---

un experimento tipo LHC [55]. Primero, una etapa inicial en que la que el daño aparente del dispositivo es aún despreciable. Sigue una segunda etapa caracterizada por un rápido aumento de las cargas en el óxido hasta la saturación, pero en la que las características del sustrato apenas han cambiado. Finalmente, la tercera etapa se caracteriza por el dañado del sustrato, que se refleja en un aumento considerable de la corriente de fugas, la disminución de las vidas medias de los portadores, y un cambio en el dopaje que resulta en la inversión del sustrato tipo N, seguido por un aumento continuo de la tensión de vaciamiento completo.

## Capítulo 3

# Métodos y equipos experimentales

En este capítulo se describen los métodos y equipos experimentales utilizados en el presente trabajo. En la primera sección se introducen algunos métodos físico-químicos para la caracterización de los substratos de silicio utilizados en la fabricación de detectores de radiación. Seguidamente, la segunda sección está dedicada a la obtención de las características de intensidad, capacidad y eficiencia de colección de carga en función del voltaje de los detectores fabricados, tanto irradiados como no irradiados, con especial atención en la estandarización de las medidas para poder comparar resultados obtenidos en circunstancias diferentes. En la sección tercera se describen los laboratorios donde se ha llevado a cabo la caracterización de los detectores situados en el IMB-CNM, y los diversos montajes experimentales. Por último, la cuarta sección trata sobre las instalaciones de irradiación en el CIEMAT de Madrid y en el CERN en Ginebra, y en ella se describen los procesos de irradiación y el método seguido para realizar la dosimetría de los dispositivos.

### 3.1. Caracterización de los substratos de silicio

En esta sección se describen varios métodos para la caracterización de los substratos de silicio utilizados para la fabricación de detectores de radiación. Éstos son: la medida de la resistividad con cuatro puntas, la obtención de los perfiles de dopantes a partir de la medida de la resistencia distribuida o mediante la técnica SIMS, y la medida de la vida media de los portadores minoritarios en las obleas.

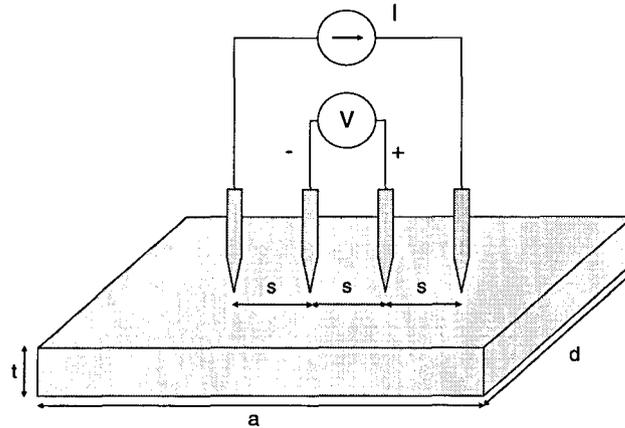


Figura 3.1: Esquema del sistema de medida de la resistividad con cuatro puntas

### 3.1.1. Medidas de la resistividad con cuatro puntas

La resistividad,  $\rho$ , es un parámetro importante de los semiconductores, ya que está directamente relacionada con la concentración de impurezas y tiene una influencia directa en el comportamiento de los dispositivos. Una medida de resistividad puede servir para caracterizar un proceso de dopado, y un mapa de la resistividad de una oblea sirve para determinar su uniformidad.

Una forma simple y no destructiva de obtener  $\rho$  es la medida con cuatro puntas. El sistema, que se representa esquemáticamente en la figura 3.1, consiste en cuatro puntas de tungsteno equiespaciadas que están en contacto con la superficie del semiconductor. Se utilizan cuatro puntas y no dos porque las uniones Schottky formadas por el contacto entre el metal y el semiconductor hacen imposible la determinación de la resistencia usando sólo dos contactos y un ohmímetro. Una corriente conocida se hace circular entre las puntas exteriores, y se mide la caída de tensión entre las dos puntas interiores. De este modo, dado que apenas circula corriente entre las puntas que miden la tensión, se evita el error inducido por los contactos.

En función de las condiciones de contorno dadas por la geometría del sistema, se pueden derivar las diferentes expresiones que relacionan la corriente  $I$  suministrada por las puntas exteriores, la diferencia de potencial  $V$  medida entre las puntas interiores y la resistividad de la muestra. En el caso de una muestra de volumen semi-infinito y puntas equiespaciadas, es fácil demostrar que la resistividad está dada por:

$$\rho = \frac{2\pi sV}{I} \quad (3.1)$$

### 3.1. Caracterización de los substratos de silicio

donde  $s$  es el espaciado entre las puntas, tal como se muestra en la figura 3.1.

Sin embargo, en la práctica las muestras no son semi-infinitas y su resistividad no se ajusta a la ecuación 3.1. La primera derivación de los factores de corrección para diferentes condiciones de contorno fue hecha por Valdes [56], quien demostró que la resistividad se puede calcular mediante la expresión general:

$$\rho = k \frac{2\pi s V}{I} \quad (3.2)$$

donde  $k$  es un factor de corrección que depende de la geometría del sistema y cuyo valor es la unidad si la distancia de una punta al borde más cercano es como mínimo  $5s$ . Es decir, para muestras cuyo espesor es al menos cinco veces el espaciado entre las puntas no es necesaria la corrección. En el caso de las obleas de silicio utilizadas en la fabricación de detectores de radiación, su espesor está comprendido entre los 280 y los 300  $\mu\text{m}$ , y dado que el espaciado entre las puntas de los sistemas de medida es del orden de 1 mm, no es posible ignorar el factor de corrección. Ejemplos de la derivación de  $k$  por diversos métodos se pueden encontrar en las referencias [56, 57].

Las medidas de resistividad con cuatro puntas presentadas en este trabajo se han llevado a cabo en la sala blanca del IMB-CNM mediante el equipo CMT-SR2000N de Chance Min Tech Co. De acuerdo con sus especificaciones, este modelo es capaz de medir la resistividad de una oblea estándar en el rango  $10^{-5}$ – $2 \times 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$  con una precisión del  $\pm 5\%$  a  $23^\circ\text{C}$  [58].

#### 3.1.2. Medidas de *spreading resistance*

Se conoce como resistencia distribuida, o *spreading resistance*, a la resistencia de un semiconductor definida por la distribución de los dopantes en la dirección normal a la superficie. De esta magnitud se deriva la técnica de metrología del mismo nombre, que permite obtener el perfil en profundidad de las especies eléctricamente activas en un semiconductor. Se trata básicamente de una técnica comparativa, ya que el perfil de dopantes de la muestra en estudio se extrae por comparación directa de la resistividad con la medida en muestras calibradas.

La resistencia de una muestra de silicio de resistividad homogénea  $\rho$  colocada entre dos contactos óhmicos, uno circular de radio  $a$  pequeño ( $\approx \mu\text{m}^2$ ) y otro mucho más grande, para pequeñas diferencias de potencial ( $\approx \text{mV}$ ) está dominada por la resistencia distribuida cerca del contacto pequeño y viene dada por:

$$R_{\text{spreading}} = \frac{\rho}{4a} \quad (3.3)$$

En la práctica se usan dos contactos en el mismo lado de la muestra, separados una distancia  $s$ . En estas condiciones la resistencia distribuida es dos veces la correspondiente a un solo contacto más un factor de corrección

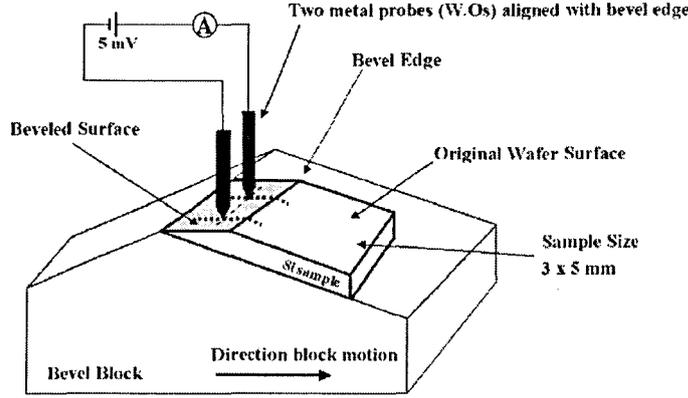


Figura 3.2: Esquema del sistema de medida de *spreading resistance* [59]

debido a la influencia de una punta sobre la otra:

$$R_{spreading} = \frac{\rho}{2a} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \arcsen \left( \frac{a}{s} \right) \right] \quad (3.4)$$

Para una separación de las puntas  $s$  lo suficientemente grande ( $s$  de 20 a 30  $a$ ), se puede despreciar el factor de corrección y 3.4 se convierte en:

$$R_{spreading} = \frac{\rho}{2a} \quad (s \gg a) \quad (3.5)$$

La corrección de la ecuación anterior para el caso de contactos reales y muestras dopadas de forma no homogénea escapa a los objetivos del presente trabajo, pero una discusión extensa sobre el tema se puede encontrar en [59]. No obstante, la expresión 3.5 es válida para ilustrar el principio de operación de esta técnica: la resistencia medida es proporcional a la resistividad de la muestra y por tanto a la concentración de impurezas eléctricamente activas. En consecuencia, si se fijan las condiciones de contorno haciendo medidas previas en un conjunto de muestras de resistividad conocida en el rango de interés, es posible determinar la resistividad de una muestra desconocida.

El montaje experimental necesario para la extracción del perfil de dopaje en una muestra de silicio se puede ver en la figura 3.2. La muestra, un fragmento de unos pocos  $\text{mm}^2$  de área, se pule en forma de cuña en el ángulo apropiado según la resolución espacial requerida y se monta en un soporte. Las puntas de medida, típicamente de una aleación de tungsteno-aluminio, se alinean con el borde de la cuña y se mueven paso a paso a lo largo del borde en bisel partiendo de la superficie original de la muestra hasta la profundidad deseada. En cada paso se mide la resistencia entre las puntas, obteniéndose un perfil unidimensional de la resistencia en función de la posición de las puntas expresada como el número de la medida. La conversión

### 3.1. Caracterización de los substratos de silicio

---

entre la posición lateral y la profundidad en la muestra se hace de forma directa conocido el paso del desplazamiento y el ángulo de la cuña, que se mide con un perfilómetro. Por su parte, la transformación entre la resistencia medida y la resistividad de la muestra, proporcional a la concentración de dopantes eléctricamente activos, está como ya se ha explicado gobernada por una expresión derivada de 3.5. Sin embargo es importante recordar que las condiciones del contacto punta-semiconductor pueden cambiar con el tiempo, por lo que si no se quiere perder precisión en la determinación de  $\rho$  hay que recalibrar el sistema con frecuencia mediante medidas sobre muestras patrón.

Desde su introducción en 1966 [60], la técnica de *spreading resistance* ha demostrado ser capaz de medir con buena precisión concentraciones de dopantes en un rango muy amplio ( $10^{11} - 10^{21}$  portadores/cm<sup>2</sup>) en muestras de hasta 50  $\mu\text{m}$  de profundidad. En la actualidad las mejoras en la preparación de las muestras, que pueden pulirse en ángulos de unos pocos minutos, y la disponibilidad de puntas con radio de contacto menor de 1  $\mu\text{m}$ , permiten obtener una resolución geométrica del orden del nanómetro.

Una información exhaustiva sobre este método de caracterización se puede encontrar en [59] y en las referencias allí citadas.

El aparato utilizado para las medidas de *spreading resistance* presentadas en este trabajo se encuentra en el laboratorio de ambiente controlado del IMB-CNM y es el SSM-130 Spreading Resistance Probe de Solid State Measurements, Inc. En la figura 3.3 se puede ver un ejemplo del resultado de una medida hecha con este equipo en una muestra con una implantación P<sup>+</sup> sobre un substrato de silicio tipo P, donde se observa la relación entre la resistencia distribuida, la resistividad y el dopaje.

#### 3.1.3. Medidas SIMS

La técnica SIMS (*Secondary Ion Mass Spectroscopy*) se usa para obtener los perfiles en profundidad de diferentes especies en muestras sólidas. A diferencia del método de *spreading resistance* explicado en §3.1.2, que sólo permite medir la parte eléctricamente activa del perfil de dopantes a partir de los electrones y huecos móviles, el SIMS es una técnica química que mide la cantidad total de iones fijos de las especies dopantes previamente seleccionadas.

Un esquema de sistema de medida SIMS se muestra en la figura 3.4. El material bajo estudio es bombardeado con un haz de iones primarios que transfieren su momento a los átomos de la superficie, y una fracción de estos átomos es ionizada y arrancada de la muestra. Los iones secundarios emitidos son seleccionados según su polaridad, separados en función de su relación carga/masa en un espectrómetro de masas y analizados. Todo el sistema se encuentra encerrado en una cámara de vacío.

Durante el proceso se va eliminando la superficie del material, de modo

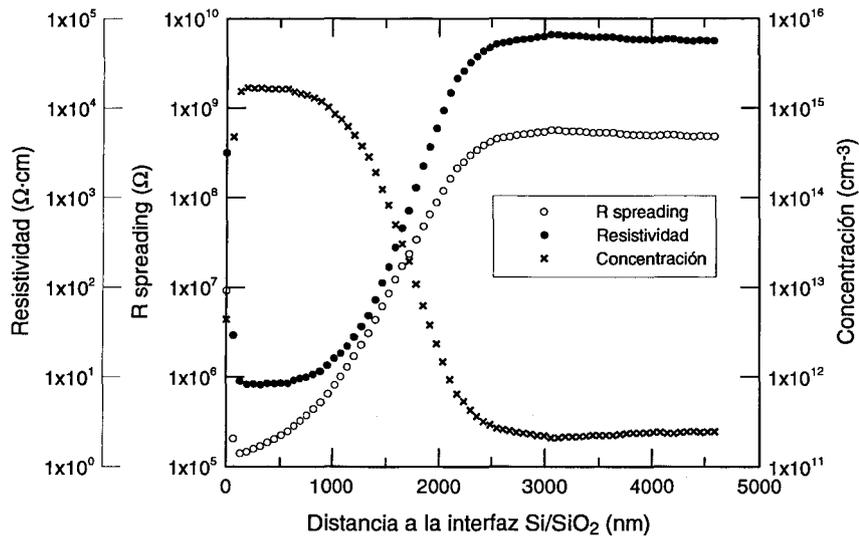


Figura 3.3: Resultado de la medida de *spreading resistance* sobre una muestra de silicio P con una implantación P<sup>+</sup>.

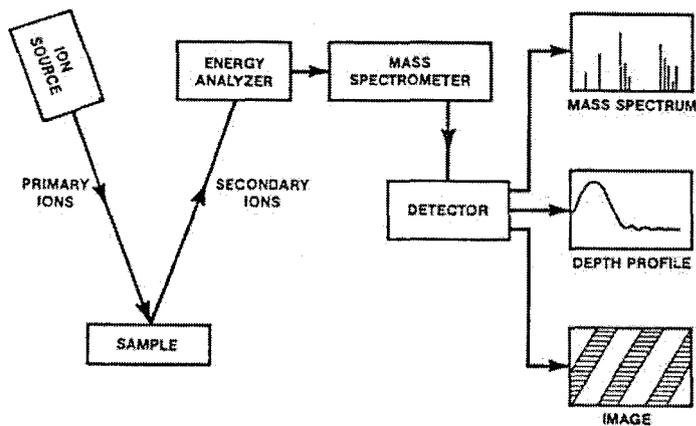


Figura 3.4: Esquema del sistema SIMS [61]

### 3.1. Caracterización de los substratos de silicio

---

que el análisis de la intensidad de iones secundarios en función del tiempo permite obtener el perfil en profundidad de las distintas especies. La conversión entre la escala de tiempo y la de profundidad se hace aplicando un ritmo conocido de eliminación del material o bien midiendo la profundidad final del cráter creado en la muestra. Por su parte, la concentración se determina a partir de factores de conversión obtenidos con el análisis de muestras patrón.

El sistema SIMS también se puede hacer funcionar como microscopio, ya que con él se pueden obtener imágenes bidimensionales de las especies seleccionadas por el espectrómetro de masas en función de su posición en la superficie de la muestra.

El ritmo de eliminación del material y la resolución lateral de esta técnica dependen de varios factores, principalmente del tipo de substrato, de la energía y el área del haz de iones primarios, y de la magnitud de la corriente de iones. Este último factor es especialmente relevante, ya que una mayor corriente dará un ritmo de eliminación de átomos más alto y por tanto una medida más rápida, pero también una menor resolución lateral. Los valores típicos de la corriente de iones primarios están entre 10 nA a 15 pA, con energías comprendidas entre 1 y 20 keV. Dependiendo del modo de operación y de la aplicación, se pueden obtener resoluciones de 50 nm a 2  $\mu\text{m}$  [62].

Los límites de detección del SIMS para la mayoría de los elementos están entre  $10^{12}$  y  $10^{16}$  átomos/cm<sup>3</sup>. El factor que limita este valor, además de la eficiencia de ionización del haz primario de iones, es la resolución del detector usado para medir la corriente de iones secundarios emitidos. Si además durante la medida se introduce el elemento a detectar el nivel de fondo aumenta, lo que limita la sensibilidad del análisis. Este es el caso del oxígeno, que está presente como gas residual en los sistemas de vacío. Otras fuentes de interferencia son los átomos arrancados del espectrómetro por el haz secundario y que rebotan hacia la muestra.

Una información más detallada sobre esta técnica se puede encontrar en las referencias [61, 62, 63].

En este trabajo se ha utilizado la técnica SIMS para obtener los perfiles de profundidad de carbono, oxígeno, boro y fósforo presentes en varias muestras de silicio. Todas las medidas se han llevado a cabo en el ITME (*Institute of Electronic Materials Technology*) de Varsovia, Polonia, con un equipo Cameca IMS 6F [64].

#### 3.1.4. Vida media de los portadores minoritarios

Es fundamental que en los substratos que se utilizan para la fabricación de detectores de radiación la vida media de los portadores minoritarios sea elevada, ya que se necesitan tiempos de generación y recombinación de portadores lo suficientemente largos para conseguir una baja corriente de fugas en inversa y una elevada eficiencia de colección de carga. Además, la radiación introduce niveles de energía cercanos al centro de la banda prohibida del

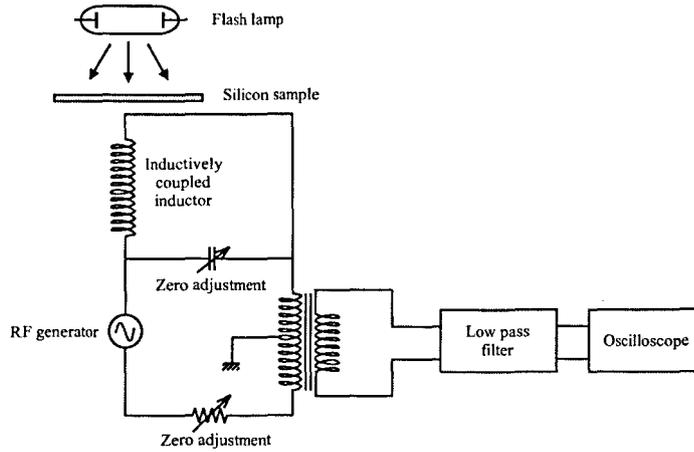


Figura 3.5: Esquema del WCT-100 Photoconductance Tool System, de Sinton Consulting [65], usado para medir la vida media de los portadores minoritarios

silicio que actúan como trampas de portadores, lo que resulta en una disminución efectiva de la vida media y en una degradación de las características del detector.

A lo largo de este trabajo se presentan varias medidas de este parámetro en diferentes muestras de silicio. Todas ellas se hicieron en el Departamento de Ingeniería Electrónica de la Universitat Politècnica de Catalunya, mediante al sistema WCT-100 Photoconductance Tool System de Sinton Consulting [65].

La medida se basa en una técnica sin contacto desarrollada por Sinton y Cuevas [66, 67] y cuyo principio de funcionamiento es la medida de la fotoconductancia en modo cuasiestacionario. Se trata de una técnica simple pero precisa con la que se obtiene el tiempo de vida efectivo de los portadores minoritarios  $\tau_{eff}$  en función de la densidad de portadores minoritarios.  $\tau_{eff}$  es el resultado de la combinación de los efectos de procesos de recombinación en la superficie de la muestra y en el substrato. Para evitar una influencia excesiva de los estados superficiales en el resultado, la superficie de las muestras de silicio a analizar se pasivó con una capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  depositada por PECVD (*Plasma-enhanced Chemical Vapor Deposition*) a baja temperatura.

Un esquema del sistema de medida se puede ver en la figura 3.5. Una lámpara de flash ilumina la muestra, y la intensidad de la luz se mide con un fotodiodo o una célula solar de referencia. Por otro lado, la conductancia del silicio se mide gracias a un circuito oscilante acoplado inductivamente a la muestra y que transmite la señal a un osciloscopio. El tiempo de vida efectivo

### 3.2. Caracterización de detectores de radiación

---

de los portadores minoritarios se puede determinar gracias a la expresión [66, 67]:

$$\tau_{eff} = \sigma_L / [J_{ph}(\mu_n + \mu_p)] \quad (3.6)$$

donde  $J_{ph}$  es el ritmo de fotogeneración, que depende de la intensidad de la luz, y  $\sigma_L$  la fotoconductancia, que es función del exceso de portadores generado.  $\mu_n$  y  $\mu_p$  son las movilidades de electrones y de huecos, respectivamente, cuya dependencia con el dopaje del silicio y el nivel de inyección son conocidos y se encuentran tabulados en la literatura.

Este sistema permite determinar el tiempo de vida media de los portadores minoritarios con un error máximo del 10 % [67]. Más información sobre esta técnica, así como una compilación de artículos relacionados con la misma se puede encontrar en [68].

### 3.2. Caracterización de detectores de radiación

Esta sección está dedicada a la obtención de los parámetros eléctricos que sirven para caracterizar los detectores, antes y después de la irradiación. Estos parámetros son: la corriente de fugas en inversa, la tensión de vaciamiento completo y la eficiencia de colección de carga.

Los resultados de la caracterización dependen fuertemente de las condiciones de medida, por lo que en esta sección también se detallan las recomendaciones de la comunidad científica para la estandarización de dichas medidas. Sólo así se puede hacer una comparación fiable entre los resultados obtenidos y los que se encuentran en la literatura.

#### 3.2.1. Medidas corriente-tensión

La corriente de fugas de un diodo en inversa está dominada por procesos de generación en el sustrato, y en consecuencia es directamente proporcional a la concentración de centros de generación-recombinación y al volumen vaciado del dispositivo. Una medida de la corriente en inversa en condiciones de vaciamiento completo es por tanto una de las formas más simples de evaluar el efecto de la radiación en el dispositivo, ya que su valor será proporcional a la densidad de defectos inducidos por la radiación.

Para asegurarse de que la corriente medida corresponde únicamente a la generada en el área activa del detector es aconsejable el uso de anillos de guarda. Un anillo de guarda consiste en una implantación del mismo signo que la del diodo, que rodea el área activa, y que se polariza al mismo voltaje a través de un circuito independiente. Su misión es dar forma al campo eléctrico en los bordes del detector y aislar el volumen activo de la región de corte, que tiene una elevada densidad de defectos. De este modo, las corrientes de fugas externas del dispositivo son evacuadas por el anillo de guarda y el volumen sensible queda perfectamente delimitado bajo el área de la unión P-N.

### Capítulo 3. Métodos y equipos experimentales

---

Para comparar la magnitud de la corriente de fugas de dispositivos diferentes, lo usual es citar su valor a una tensión de referencia por encima de la de vaciamiento completo, habitualmente  $V_{FD} + 50V$ . Por otro lado, la corriente en inversa de un detector depende exponencialmente de la temperatura según la ecuación (2.42), por lo que la colaboración RD50 recomienda normalizar siempre a  $20^\circ C$  los valores medidos de corriente [69]. Para ello se utiliza la expresión siguiente, derivada de (2.42):

$$\frac{I_{20}}{I_T} = \left( \frac{293.2}{273.2 + T} \right)^2 \cdot \exp \left[ \frac{E_0}{2k_B} \left( \frac{1}{273.2 + T} - \frac{1}{293.2} \right) \right] \quad (3.7)$$

siendo  $I_T$  la corriente medida a la temperatura  $T$  e  $I_{20}$  la corriente a  $20^\circ C$ .

Todas las características eléctricas que se presentan en este trabajo se han obtenido polarizando simultáneamente el diodo central y el anillo de guarda de los dispositivos. La rampa de tensión, de 0 a  $\pm V$  voltios según la estructura del detector, se ha aplicado en el diodo central y en el anillo, situando la referencia de tensiones en el sustrato. Siempre que ha sido posible las características I-V se han normalizado a la temperatura de referencia de  $20^\circ C$ .

#### 3.2.2. Medidas capacidad-tensión

La curva capacidad-tensión en inversa de un detector de radiación se utiliza habitualmente para calcular el voltaje de vaciamiento completo del dispositivo,  $V_{FD}$ , un parámetro importante ya que condiciona la tensión de trabajo del detector y que además sirve para evaluar el efecto de la irradiación en el dopaje efectivo del silicio.

El método de extracción de  $V_{FD}$  consiste en ajustar dos líneas rectas en la gráfica  $\log(C)$ - $\log(V)$ , una en la región de voltajes bajos donde la capacidad crece con la tensión, y la otra para voltajes altos donde  $C$  es constante e igual a su valor geométrico. La intersección de ambas rectas da el valor de  $V_{FD}$ . Un ejemplo del cálculo se puede ver en la figura 3.6. Este método es el recomendado por la colaboración RD50 para estandarizar las medidas hechas por diferentes grupos [69], y es el que se ha utilizado a lo largo de este trabajo. Se obtienen valores de  $V_{FD}$  similares si lo que se ajusta es la curva  $1/C^2$ - $V$ <sup>1</sup>.

Conocido  $V_{FD}$ , el dopaje efectivo de las obleas  $|N_{eff}|$  se puede calcular a partir de la ecuación siguiente, derivada de 2.36:

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{qd^2} \cdot V_{FD} \quad (3.8)$$

---

<sup>1</sup>También se puede estimar  $V_{FD}$  a partir de la característica CCE-V o de la I-V. Sin embargo, es importante ceñirse siempre a un solo método y citar cuál se ha utilizado, ya que los resultados obtenidos por uno u otro procedimiento pueden ser muy diferentes, especialmente en el caso de dispositivos irradiados [54, 70].

### 3.2. Caracterización de detectores de radiación

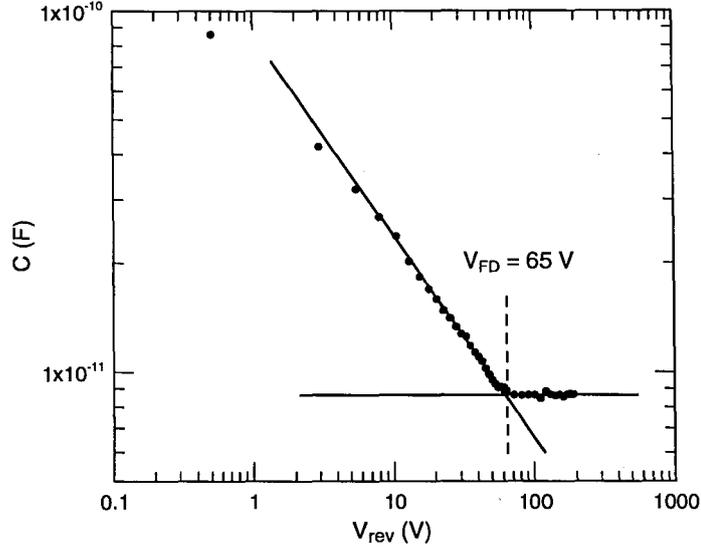


Figura 3.6: Ejemplo de la extracción de la tensión de vaciamiento completo de un detector sin irradiar de  $280 \mu\text{m}$  de espesor a partir de su característica C-V

donde  $d$  es el espesor de la oblea,  $q$  la carga elemental,  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío y  $\epsilon_{Si}$  la del silicio.

Por su parte, la conversión entre  $N_{eff}$  y la resistividad del material se hace mediante las curvas empíricas conocidas como curvas de Thurber [71].

Otro modo de calcular  $N_{eff}$ , que es especialmente útil en el caso de que los dispositivos sufran ruptura antes de llegar a vaciamiento completo, es a partir de la pendiente de curva C-V. En efecto, para voltajes inferiores a  $V_{FD}$  un incremento en la tensión inversa aplicada  $dV$  induce una corriente en el diodo, cuya integral es igual a la carga total de la carga contenida en el volumen  $A \cdot dx$  que se vacía, siendo  $A$  el área del dispositivo. La capacidad del diodo se calcula como:

$$C = \frac{1}{dV} \int_0^{\infty} i(t) dt \Big|_{V_0} = qn(x)A \frac{dx}{dV} \Big|_{V_0} \quad (3.9)$$

donde  $V_0$  es la tensión inversa aplicada y  $n(x)$  la densidad de portadores libres. Si suponemos que la zona de carga espacial está vaciada por completo de portadores mayoritarios y despreciamos la concentración de portadores minoritarios, y suponiendo neutralidad de carga en la zona no vaciada, podemos aproximar  $n(x) \approx N_{eff}(x)$ . Por otro lado, la capacidad del dispositivo

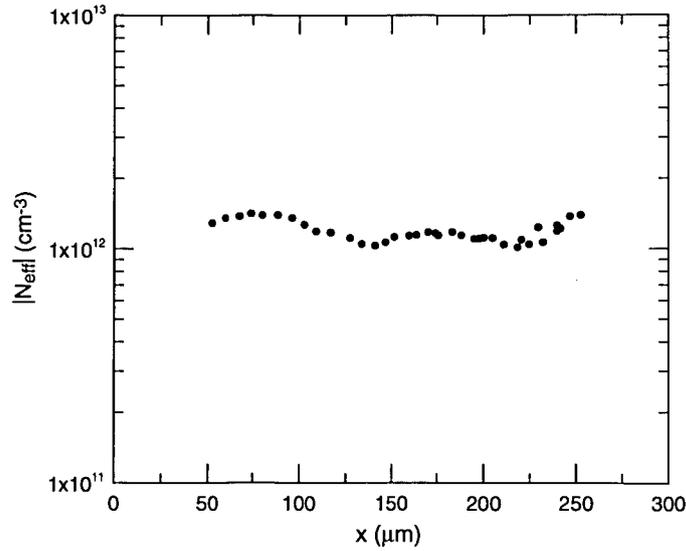


Figura 3.7: Perfil de  $N_{eff}$  en un detector sin irradiar de 280  $\mu\text{m}$  de espesor a partir de su característica C-V.

se puede expresar como la de un condensador de placas paralelas:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_{Si} A/x \quad (3.10)$$

Diferenciando 3.10 y sustituyendo en 3.9, resulta:

$$N_{eff}(x) = -\frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_{Si}A^2} \left( \frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (3.11)$$

Esta técnica permite obtener el perfil de  $N_{eff}$  en función de la profundidad. En la figura 3.7 se muestra el resultado que se obtiene a partir de la característica mostrada en la figura 3.6. El dopaje efectivo se mantiene constante sobre todo el espesor de la oblea y su valor coincide con el que se obtiene con 3.8 a partir de  $V_{FD} = 65 \text{ V}$ ,  $N_{eff} = 1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Por desgracia este método de la capacidad diferencial no se puede aplicar para calcular  $N_{eff}$  en detectores irradiados ya que en estos dispositivos las curvas C-V muestran una tendencia no lineal antes del vaciamiento completo. Este comportamiento no parece ser debido a una hipotética distribución inhomogénea de  $N_{eff}$ , sino más bien a que la aproximación a un condensador de placas paralelas es demasiado simple para modelizar el comportamiento de un diodo en inversa irradiado [38, 52]. No obstante, en este caso aún es posible estimar  $V_{FD}$  a partir del ajuste de dos rectas en la característica

### 3.2. Caracterización de detectores de radiación

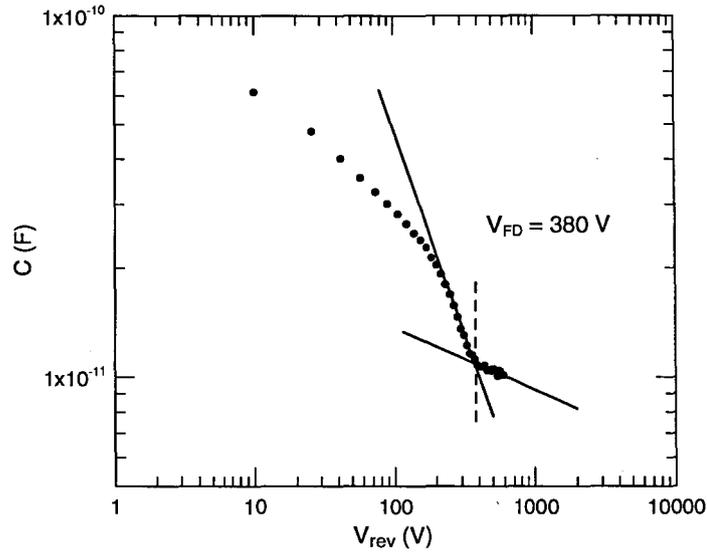


Figura 3.8: Ejemplo de la extracción de la tensión de vaciamiento completo de un detector de  $280 \mu\text{m}$  de espesor irradiado con  $3 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$  a partir de su característica C-V

C-V, con resultados consistentes con los obtenidos a partir de medidas de eficiencia de colección de carga [38]. La figura 3.8 muestra un ejemplo del cálculo para un detector de las mismas características que el de las figuras 3.6 y 3.7, irradiado con  $3 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$ .

En diodos irradiados a fluencias equivalentes de neutrones de 1 MeV superiores a  $10^{13} \text{ n/cm}^2$  se ha observado que el valor de  $V_{FD}$  calculado a partir de la característica C-V depende de la temperatura y frecuencia de la medida. Concretamente,  $V_{FD}$  disminuye de forma logarítmica con la frecuencia, y es independiente de la temperatura por debajo de los  $0^\circ\text{C}$  y aumenta para temperaturas mayores, sin que hasta la fecha se haya podido encontrar una explicación teórica satisfactoria para este comportamiento [72, 73, 74]. La corrección del valor de  $V_{FD}$  calculado a partir de medidas C-V a las condiciones de referencia habituales,  $20^\circ\text{C}$  y  $10 \text{ kHz}$ , se hace mediante la fórmula empírica:

$$V_{FD}(20^\circ\text{C}, 10\text{kHz}) = V_{FD}(f, T) \cdot \frac{1 + Ae^{E_a/0.345\text{eV}}}{1 + Ae^{(E_a/0.02354\text{eV})((T-273.15\text{K})/T)}} \cdot \frac{1 + \delta}{1 + \delta \log_{10}(f/1\text{kHz})} \quad (3.12)$$

### Capítulo 3. Métodos y equipos experimentales

---

Los valores de los parámetros son:  $\delta = -0.114 \pm 0.024$ ,  $A = 0.0086 \pm 0.0016$ ,  $E_a = (0.635 \pm 0.050)eV$  [73, 74].

A no ser que se indique lo contrario en el texto, las medidas de capacidad de los detectores que se presentan en este trabajo se han hecho con el capacitómetro configurado en modo paralelo, con una señal alterna superpuesta al nivel de continua de frecuencia 10 kHz y con un nivel de oscilación de 500 mV.

#### 3.2.3. Medidas de eficiencia de colección de carga

Cuando una partícula de mínima ionización (MIP) atraviesa un detector de radiación de silicio pierde parte de su energía en la creación de pares electrón-hueco. La producción de pares y el depósito de energía son uniformes a lo largo del recorrido de la MIP, que atraviesa completamente el detector habiendo perdido sólo una pequeña fracción de su energía total. La energía depositada es proporcional a la distancia que ha recorrido la partícula, y por tanto al espesor del detector, siempre que las partículas estén colimadas en la dirección perpendicular a su superficie. Sólo la carga depositada en la zona vaciada del detector es arrastrada por el campo eléctrico y se recoge en los electrodos correspondientes; el resto, la generada en las regiones cuasi-neutras, se recombina inmediatamente después de su creación. La anchura de la zona de carga espacial,  $W$ , es directamente proporcional a  $\sqrt{V}$  según la ecuación (2.35), y la expresión matemática de la colección de carga en un detector de silicio ideal es:

$$\begin{aligned} CC &= Q_0, \text{ para } V \geq V_{FD} \\ CC &= W \cdot \rho = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q|N_{eff}|}} \cdot \sqrt{V} \cdot \rho, \text{ para } V < V_{FD} \end{aligned} \quad (3.13)$$

donde  $Q_0$  es la carga total generada por el paso de la partícula y  $\rho$  la carga creada por unidad de longitud.

Para obtener la curva de colección de carga de un detector hay que conocer el valor de la carga colectada en función de cada tensión de polarización aplicada en el dispositivo. Dado que la pérdida de energía de las partículas en la materia está gobernada por procesos estocásticos, para obtener el valor de la carga es necesario recoger un elevado número de señales y ajustar el espectro obtenido a la distribución estadística correspondiente, que es la distribución de Landau (§2.4).

Sin embargo, para poder ajustar a una distribución de Landau la carga recogida en el detector y extraer el valor más probable es necesario un elevado número de señales ( $> 6000$ ). Además, hay que repetir el proceso para varias tensiones de polarización en la curva de CCE, lo que requiere un elevado tiempo de medida, especialmente si la fuente radiactiva que produce las MIPs es de baja actividad. A pesar de este inconveniente, es este método el que se

### 3.3. Laboratorios de caracterización

---

ha seguido para obtener las curvas de CCE presentadas en este trabajo. El tiempo de integración utilizado es 500 ns, más que suficiente para evitar el déficit balístico.

Una solución alternativa al ajuste a la distribución de Landau, que lleva algo menos de tiempo, es conformarse con el valor promedio del espectro de carga, para cuya determinación es suficiente con unas 1000 señales. En este caso hay que recordar que este valor medio es aproximadamente un 70 % mayor que el valor más probable, y que por tanto se está sobreestimando el valor de la colección de carga.

#### 3.2.4. *CERN-scenario* para la caracterización de los detectores irradiados

El daño por radiación supone una variación instantánea del dopaje efectivo del silicio, pero además este dopaje efectivo no es estable con el tiempo: como se vio en §2.5.2, tras la irradiación tiene lugar primero un recocido<sup>2</sup> corto beneficioso que supone una disminución de la corriente de fugas y de  $V_{FD}$  en detectores invertidos, seguido por una etapa de recocido inverso en el que  $V_{FD}$  aumenta con una escala de tiempo más larga. Así, las medidas hechas inmediatamente tras la irradiación pueden dar lugar a conclusiones erróneas ya que durante el tiempo que dura la irradiación la variación en el dopaje efectivo se puede ver afectada por el término de recocido corto, especialmente si, como en el caso de las irradiaciones hechas en el CERN-PS, el proceso tiene lugar a temperatura ambiente. Por lo tanto, los resultados de la caracterización de los dispositivos dependen no solo de la fluencia sino también de la duración y temperatura de las irradiaciones.

El método propuesto por la colaboración RD48-ROSE [20] y ampliamente aceptado por la comunidad científica consiste en someter a los detectores a un recocido de cuatro minutos a 80°C tras la irradiación y antes de la caracterización. Tras este proceso térmico el cambio en el dopaje efectivo  $\Delta N_{eff}$  alcanza su valor mínimo, de esta forma se asegura que el término de recocido corto no afecta a los resultados obtenidos y se puede comparar entre dispositivos procedentes de diferentes irradiaciones. Además este recocido equivale, en lo que respecta al dopaje efectivo y a la corriente en inversa, a unas dos semanas a temperatura ambiente [52], que es el periodo anual de mantenimiento previsto en ATLAS-SCT, por lo que simula las condiciones reales de funcionamiento de los detectores en este experimento.

### 3.3. Laboratorios de caracterización

La mayor parte de las medidas eléctricas presentadas en este trabajo se han llevado a cabo en el laboratorio de caracterización del IMB-CNM, tanto

---

<sup>2</sup>Véase la nota 4 en la página 43.

## Capítulo 3. Métodos y equipos experimentales

---

las medidas corriente-tensión y capacidad-tensión como las de eficiencia de colección de carga. En esta sección se describen los montajes experimentales utilizados.

### 3.3.1. Caracterización eléctrica

El IMB-CNM dispone de un completo laboratorio de caracterización eléctrica que permite medir las características capacidad-tensión y corriente-tensión de los detectores de radiación sobre oblea con muy bajo ruido. El único inconveniente de estas instalaciones es que las condiciones ambientales no están controladas, por lo que las medidas han de hacerse a humedad y temperatura ambiente, esta última habitualmente en torno a los 22°C.

Para la caracterización eléctrica se utiliza una mesa de puntas que sirve de soporte de la oblea y permite realizar los contactos eléctricos con el dispositivo por medio de unas puntas que se conectan con las fuentes y unidades de medida. La mesa está encerrada en una caja de Faraday conectada a tierra que la aísla de señales electromagnéticas externas y que además permite hacer las medidas en la oscuridad. El modelo que se ha utilizado en este trabajo es una KarlSuss PA200. Mediante una punta se realiza el contacto con el diodo a caracterizar, y con otra se polariza el anillo de guarda. El contacto con el substrato se hace a través del soporte de la oblea, llamado también *chuck*.

El equipo que se ha utilizado para medir la capacidad es el modelo de Hewlett-Packard HP4192A LF Impedance Analyzer. Este aparato dispone de una fuente interna capaz de suministrar hasta 35 V, que no es suficiente para polarizar los dispositivos, por lo que han sido necesarias dos fuentes externas de tensión, una para el diodo central y otra para el anillo de guarda. Las fuentes utilizadas son del modelo K2410 de Keithley. Una caja de acoplamiento diseñada y fabricada en el CERN permite acoplar los distintos equipos, de forma que la señal sinusoidal proviene del HP4192, que se encarga de medir la capacidad, y la tensión de polarización es suministrada por los K2410, que también miden la corriente que circula por el diodo y el anillo. De este modo se puede obtener la característica corriente-tensión (I-V) de forma simultánea a la característica capacidad-tensión (C-V). La temperatura de las medidas se registra gracias a un termómetro digital acoplado a la mesa de puntas. Finalmente, un programa realizado en el lenguaje de programación TCL controla desde un PC las fuentes de tensión y el capacitómetro por medio de buses GPIB para llevar a cabo las mediciones y el almacenamiento de los datos de forma automática.

En la figura 3.9 se puede ver una fotografía del montaje utilizado para la caracterización eléctrica en las instalaciones del IMB-CNM. Los equipos utilizados están identificados en la figura 3.10. La fotografía del interior de la caja de acoplo para la medida I-V y C-V se puede ver en la figura 3.11, y su esquema eléctrico en la figura 3.12.

### 3.3. Laboratorios de caracterización



Figura 3.9: Fotografía del montaje para la caracterización eléctrica en el CNM

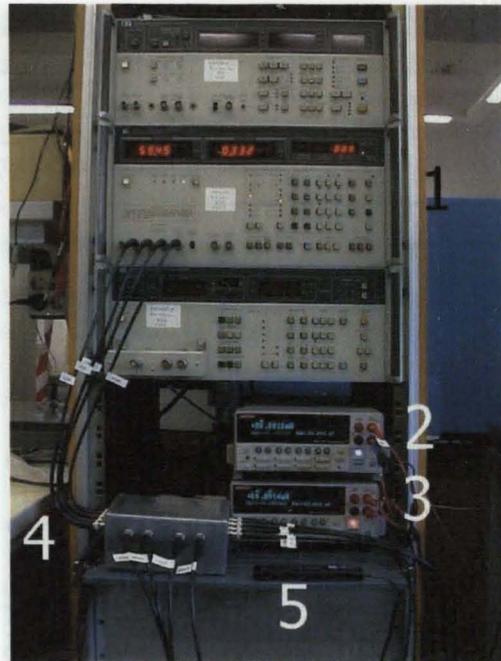


Figura 3.10: Aparatos utilizados para la caracterización eléctrica de los detectores en el CNM. 1: HP4192. 2 y 3: K2410. 4: Caja de acoplo. 5: Termómetro

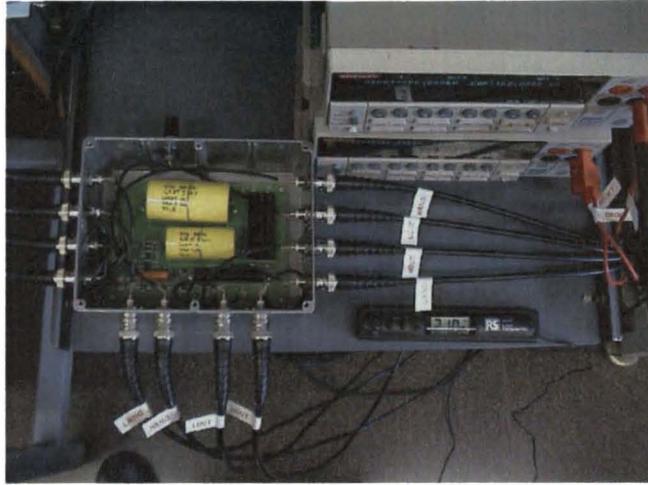


Figura 3.11: Detalle de la caja de acoplo para la medida simultánea de las características I-V y C-V

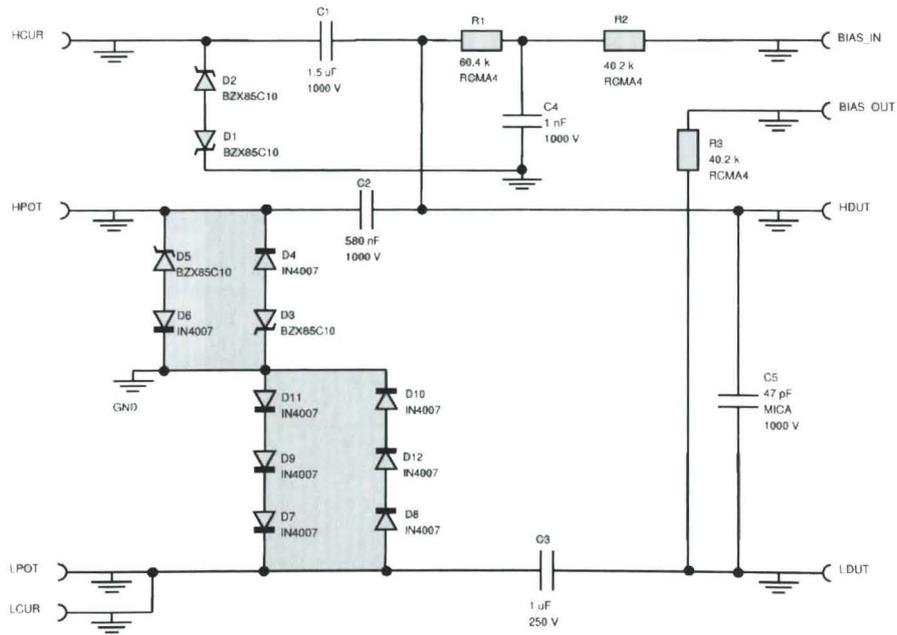


Figura 3.12: Esquema eléctrico de la caja de acoplo para la medida simultánea de las características I-V y C-V

### 3.3. Laboratorios de caracterización

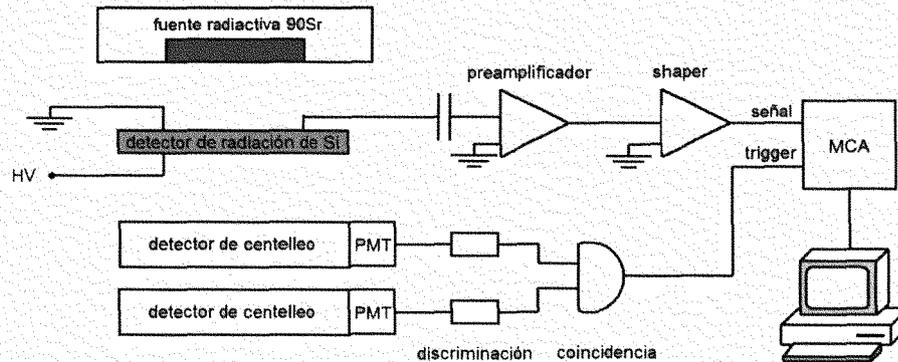


Figura 3.13: Esquema del montaje experimental utilizado para las medidas de eficiencia de colección de carga en el IMB-CNM

También se han llevado a cabo medidas de la resistencia entre pistas de los detectores, para las que se ha utilizado un HP4155B Semiconductor Parameter Analyzer. Este aparato dispone de cuatro SMUs (*Source and Measurement Units*) capaces de suministrar una tensión máxima de 100 V, aunque en estas medidas sólo se utilizan dos de ellos, uno para cada micropista. Las salidas triaxiales de los SMUs se encuentran en la parte trasera del HP4155B. La utilización de cables triaxiales y una mesa de puntas apantallada permite que el nivel de ruido sea tan bajo como  $10^{-14}$  A.

#### 3.3.2. Eficiencia de colección de carga

Recientemente se ha puesto a punto en el laboratorio de caracterización del IMB-CNM un sistema para la medida de eficiencia de colección de carga de los detectores de radiación. La figura 3.13 muestra un esquema del sistema completo, que consta del siguiente equipamiento:

- Fuente de alimentación K2410 de Keithley
- Dos detectores de centelleo Bicron BC-408
- Dos fotomultiplicadores R7600U de Hamamatsu
- Preamplificador: charge sensitive amplifier Amp-Tek 250
- Shaper: linear shaping amplifier Amp-Tek 270
- Analizador multicanal PCI Trump MCB25 y software Maestro A65-B32 versión 6.04 de Ortec

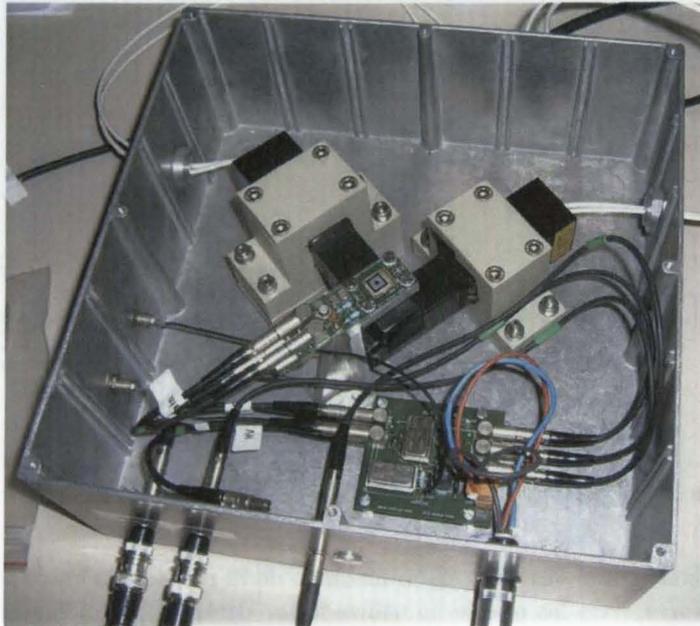


Figura 3.14: Imagen del montaje experimental utilizado para la medida de la eficiencia de colección de carga. Debajo del detector, tipo *pad*, se pueden ver los detectores de centelleo, cada uno acoplado a un fotomultiplicador.

Como se puede ver en la figura 3.14, el detector de radiación está pegado por el dorso a una placa de circuito impreso con un pegamento conductor que permite aplicar la tensión de polarización en el dorso. El diodo central y el anillo de guarda están conectados a las pistas correspondientes del circuito de polarización mediante wire bonding. Los componentes amplificadores de la señal y el circuito de coincidencia están en una placa diferente, lo que simplifica el intercambio de los dispositivos a caracterizar. Ambas placas se encuentran dentro de una caja metálica que tiene conectores para los diferentes equipos que componen el montaje y que además sirve para mantener el dispositivo de test en la oscuridad y aislado de interferencias externas.

La fuente radiactiva se coloca sobre el detector de silicio, y los detectores de centelleo, cada uno acoplado a un fotomultiplicador, al otro lado del dispositivo. La presencia de señal en ambos centelleadores indica que una partícula de mínima ionización ha atravesado el detector de semiconductor y dispara la señal de *trigger*. Sólo en este caso la señal procedente del detector de silicio, convenientemente amplificada, es recogida y procesada por el analizador multicanal.

### 3.4. Instalaciones de irradiación

El IMB-CNM dispone de dos fuentes radiactivas, ambas de Isotope Products Laboratories [75]. La fuente utilizada para las medidas de CCE es una fuente  $\beta^-$  de  $^{90}\text{Sr}$  con una actividad de 10 kBq. La vida media de este isótopo es  $\tau = 28.5$  años, y emite electrones con una energía máxima de 546.0 keV, y una energía promedio de 196.4 keV [76]<sup>3</sup>.

La otra fuente es de tipo  $\alpha$  y se usa para la calibración en energía del analizador multicanal. Está compuesta por tres isótopos, cada uno con una energía característica:  $^{239}\text{Pu}$  ( $E_\alpha = 5244.50$  keV,  $\tau = 24110$  años),  $^{241}\text{Am}$  ( $E_\alpha = 5637.81$  keV,  $\tau = 432.2$  años) y  $^{244}\text{Cm}$  ( $E_\alpha = 5901.61$  keV,  $\tau = 18.10$  años [76]). La actividad de cada uno de los tres isótopos es 370 Bq (0.01  $\mu\text{Ci}$ ).

El sistema de medida de eficiencia de colección de carga está situado en el laboratorio de caracterización del IMB-CNM y por el momento no dispone de control de temperatura y humedad, así que todas las medidas de CCE presentadas en este trabajo se obtuvieron a temperatura y humedad ambiente.

### 3.4. Instalaciones de irradiación

Los estudios de los efectos de la radiación sobre los diferentes materiales y estructuras presentados en este trabajo se han llevado a cabo con protones de alta energía en el CERN-PS en Ginebra y con gammas del  $^{60}\text{Co}$  en el CIEMAT, Madrid.

#### 3.4.1. Irradiación con protones de alta energía

Las irradiaciones con protones de alta energía se han llevado a cabo con protones procedentes del acelerador PS (*Proton Synchrotron*) en el laboratorio IRRAD1 del CERN-PS East Hall, en las instalaciones del CERN (*Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*) en Ginebra.

Los protones suministrados por el acelerador CERN-PS tienen un momento de 24 GeV/c, con dispersión despreciable. El haz de protones es uniforme ( $\pm 10\%$ ) sobre una superficie de  $1 \times 1$  cm<sup>2</sup>, siendo esta área la que limita el tamaño de los fragmentos a irradiar. La intensidad del haz de protones depende de su utilización en otros experimentos en el momento de la irradiación, siendo su valor máximo de  $2 \times 10^{11}$  protones por pulso. Se extraen uno, dos, o hasta tres pulsos de protones en cada superciclo del CERN-PS, que toma 14.4 s. La duración de cada pulso es 400 ms [77].

Las muestras que van a ser irradiadas se colocan en soportes de cartón para facilitar su manejo, y son enviadas por control remoto a la posición de

<sup>3</sup>En una fuente de  $^{90}\text{Sr}$  este isótopo está en equilibrio con el  $^{90}\text{Y}$ , su hijo procedente de la desintegración  $\beta$ . El  $^{90}\text{Y}$  también es un emisor  $\beta^-$ , con una energía máxima de 2280.1 keV y una energía promedio de 935.3 keV [76]. En consecuencia, una fuente de 10 kBq de  $^{90}\text{Sr}$  también contiene 10 kBq de  $^{90}\text{Y}$ .

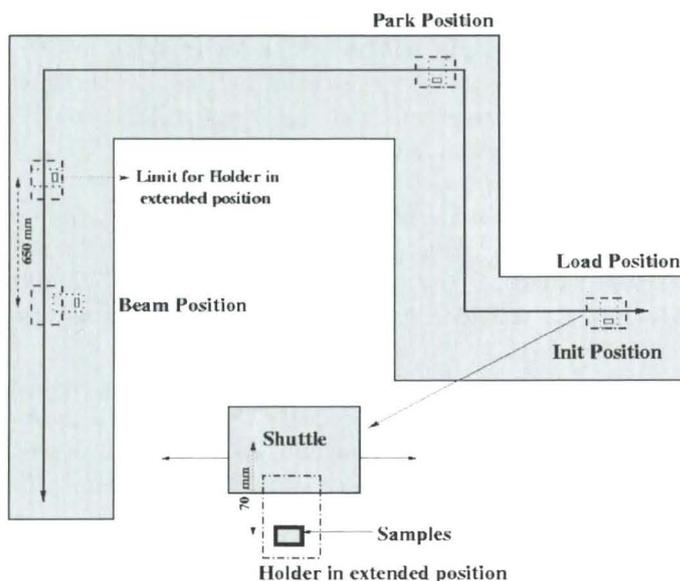


Figura 3.15: Esquema del recorrido que siguen las muestras desde que se cargan en la lanzadera (*load position*) hasta la posición de irradiación (*beam position*)

irradiación mediante una lanzadera móvil, ya que a esta zona no se puede acceder directamente. Las muestras se colocan en posición perpendicular a la dirección del haz de protones, centradas respecto a él de forma que la fluencia que reciban sea lo más uniforme posible. Un esquema del recorrido de la lanzadera con las muestras y de su posición final se presenta en la figura 3.15 [78]. La posición de la lanzadera se controla mediante una cámara CCD que permite ver en cada momento el perfil del haz de protones y el área donde inciden. Asimismo, el control de la dosis se lleva a cabo en tiempo real mediante una cámara de emisión secundaria (SEC) que monitoriza la intensidad del haz. La SEC es recalibrada de forma constante a partir de la dosimetría de muestras irradiadas anteriormente, de forma que se pueda mantener un buen control sobre la dosis recibida por las muestras que en ese momento están en el haz.

La irradiación tiene lugar a temperatura ambiente. Inmediatamente después, los dispositivos irradiados se guardan a  $-18^{\circ}\text{C}$  para evitar posibles efectos de *annealing*.

Las Figuras 3.16 y 3.17 muestran fotografías de las instalaciones de irradiación en el East Hall del CERN.

El cálculo de la dosis lo lleva a cabo personal del CERN mediante el

### 3.4. Instalaciones de irradiación



Figura 3.16: Fotografía de las instalaciones de irradiación IRRAD1 en el PS East Hall

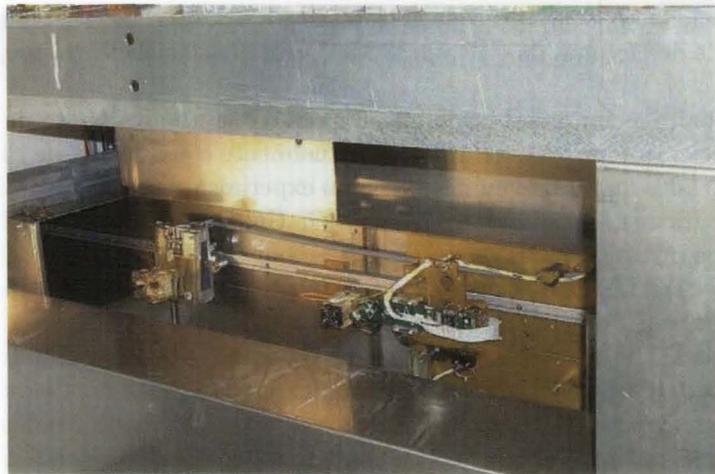
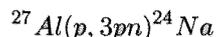


Figura 3.17: Imagen de la lanzadera en la posición de carga [78]

### Capítulo 3. Métodos y equipos experimentales

---

análisis de la activación de una lámina de aluminio del mismo tamaño que las muestras que se irradia junto a ellas. Durante la irradiación con protones se produce la activación del Al mediante la reacción



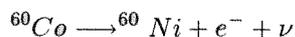
Un espectrómetro mide el pulso de fotones de energía  $E_\gamma = 1368.53$  keV, que son emitidos en la desexcitación del  ${}^{24}\text{Na}$ , lo que permite calcular la fluencia de protones con una precisión del  $\pm 6\%$  [77].

El factor de conversión que relaciona la fluencia de partículas y la dosis total absorbida depende del tipo de radiación, de su energía y del material irradiado. Los protones del CERN-PS, de momento 24 GeV/c, según la ecuación de Bethe-Bloch son partículas de mínima ionización, y depositan su energía a un ritmo constante de  $2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$  a su paso por un material. En estas condiciones, la dosis ionizante absorbida por el Si y el  $\text{SiO}_2$  por unidad de fluencia es  $\text{DUF} = 0.27 \text{ nGy}\cdot\text{protones}/\text{cm}^2$  [79].

Por otro lado, y según la hipótesis NIEL, el efecto sobre el silicio de una fluencia de protones de 24 GeV/c se puede normalizar al de neutrones de 1 MeV mediante el factor  $k = 0.62$  [44].

#### 3.4.2. Irradiación con gammas del ${}^{60}\text{Co}$

El  ${}^{60}\text{Co}$  es un emisor  $\beta^-$  de baja energía que tiene una vida media de 5.27 años [76] y se desintegra según la reacción:



El núcleo hijo es el  ${}^{60}\text{Ni}$ , que se desexcita hasta un estado estable por la emisión de dos fotones de 1.17 y 1.33 MeV, con una eficiencia del 100% para ambos.

El cobalto es un metal insoluble en agua y con un alto punto de fusión, por lo que el isótopo  ${}^{60}\text{Co}$  se utiliza habitualmente como fuente de radiación gamma de alta intensidad en instalaciones experimentales e industriales. Las irradiaciones de este trabajo se hicieron en la Unidad NAYADE del CIEMAT (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas) de Madrid. NAYADE es una instalación de irradiación con  ${}^{60}\text{Co}$  de tipo piscina ("water well") de aproximadamente  $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$  de superficie y 4 m de profundidad. Las fuentes de  ${}^{60}\text{Co}$  están contenidas en tubos cilíndricos de acero inoxidable de 10 cm de longitud y aproximadamente 1 cm de radio, que pueden ser dispuestos de tal forma que conformen zonas de irradiación de configuración plana o cilíndrica. La configuración utilizada en nuestro caso es cilíndrica, con las fuentes contenidas en doce tubos que dejan un espacio para las muestras de unos 5 cm de diámetro, lo que consigue una irradiación isotrópica. Las muestras se colocan en un recipiente hermético de acero inoxidable, que se protege por un blindaje de 2 mm de aluminio rodeado por otra

### 3.4. Instalaciones de irradiación



Figura 3.18: Fotografía de la unidad de irradiación NAYADE, donde se puede ver el contenedor de las muestras y las fuentes de  $^{60}\text{Co}$  en configuración cilíndrica

capa de 2 mm de plomo para evitar la radiación secundaria de baja energía. En estas condiciones se obtienen ritmos de irradiación de 1.23 Mrad(Si)/h ó 3.42 Gy(Si)/s. La dosimetría se realiza mediante el sistema Fricke de dosimetría estándar [80].

En la figura 3.18 se puede ver una imagen del fondo de la piscina donde se realiza la irradiación, en la que se distingue el contenedor de las muestras rodeado por las fuentes de cobalto en configuración cilíndrica.



## Capítulo 4

# Substratos de silicio para detectores de radiación

En este capítulo se analiza la idoneidad de diferentes substratos de silicio para la fabricación de detectores de radiación, y especialmente el comportamiento de los mismos frente a dosis de radiación elevadas. El objetivo principal del trabajo es comprobar el efecto benéfico que, según múltiples estudios [22, 45, 81, 82, 83], tiene una elevada concentración de oxígeno en el silicio en su resistencia al daño por radiación de hadrones cargados. Este comportamiento se ha atribuido a que la presencia en concentraciones altas de oxígeno intersticial en la red cristalina inhibe la formación de complejos divacante-oxígeno ( $V_2O$ ), que son aceptores profundos, en favor de complejos vacante-oxígeno (VO), eléctricamente inactivos [22, 84].

Los substratos que se han estudiado son: el silicio crecido mediante la técnica de la Zona Flotante o *Float Zone* (FZ), el silicio *Float Zone* oxigenado (DOFZ), y el silicio Czochralski magnético de alta resistividad (MCZ). Los diferentes métodos de crecimiento del silicio cristalino se detallan en §4.1.

El estudio se ha llevado a cabo con diodos detectores de estructura sencilla, tipo *pad* P-sobre-N, fabricados en el IMB-CNM. La fuente de irradiación son protones de 24 GeV/c procedentes del acelerador PS del CERN.

Este análisis completa el trabajo anterior llevado a cabo en el IMB-CNM sobre substratos FZ y DOFZ irradiados hasta la fluencia máxima de  $3 \times 10^{14}$  protones/cm<sup>2</sup>, cuyos resultados se encuentran en [5], y que demostró la clara superioridad del material oxigenado frente al silicio estándar. El presente estudio aumenta la fluencia de irradiación hasta los  $10^{16}$  p/cm<sup>2</sup>, que equivale al total previsto durante 10 años de funcionamiento del sLHC a unos 10 cm del punto de colisión [13], e incluye un nuevo tipo de material muy prometedor por su elevado contenido en oxígeno intersticial pero no disponible hasta hace poco y por tanto poco estudiado, el silicio MCZ.

En la primera sección del capítulo se introduce el método de obtención de las obleas de silicio cristalino que se utiliza para la fabricación de detectores

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

---

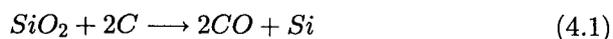
de radiación. Se describen los métodos *Float Zone* y Czochralski de crecimiento de monocristales de silicio y la tecnología de oxigenación desarrollada en el IMB-CNM. La segunda sección del capítulo presenta la descripción de los tres tipos de obleas de silicio que se han utilizado en el estudio, y su caracterización por varios métodos físicos. Seguidamente se describen las características de los detectores *pad* P-sobre-N y se detalla el proceso de fabricación. En cuarto lugar se muestra la caracterización eléctrica de los detectores antes de la irradiación, con especial atención al comportamiento del nuevo material, el silicio MCZ. Finalmente se presentan los resultados de la caracterización de los dispositivos después de la irradiación.

### 4.1. Obtención de obleas de silicio cristalino

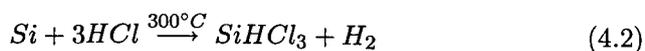
A continuación describiremos cómo se obtienen las obleas de silicio monocristalino que constituyen el sustrato sobre el que se fabrican los detectores de radiación. La información utilizada para escribir esta sección se ha extraído principalmente de las referencias [30, 52].

#### 4.1.1. Obtención del silicio

El material de partida para la obtención del silicio es la sílice ( $\text{SiO}_2$  amorfo), que es el componente mayoritario de las arenas. El  $\text{SiO}_2$  se reduce con carbono en un horno a  $3000^\circ\text{C}$  según la reacción:



El material resultante se conoce como silicio de grado metalúrgico y tiene una pureza del 98 %. Todavía no puede ser usado en electrónica debido a su contenido en contaminantes, principalmente hierro y aluminio, que degradan la movilidad de los portadores. Por tanto se somete a un proceso de purificación química. El silicio se pulveriza y se trata con ácido clorhídrico ( $\text{HCl}$ ) para formar triclorosilano ( $\text{SiHCl}_3$ ):



El  $\text{SiHCl}_3$  es líquido a temperatura ambiente (punto de ebullición  $32^\circ\text{C}$ ). Se le somete a una destilación fraccionada para eliminar las posibles impurezas. Finalmente, el  $\text{SiHCl}_3$  purificado se reduce con hidrógeno:



El material resultante es el silicio de pureza electrónica, un polvo policristalino con una concentración de impurezas de aproximadamente una parte por billón. La reacción 4.3 tiene lugar en un reactor que contiene una barra de silicio calentado a  $1100^\circ\text{C}$ , que sirve como núcleo para el depósito del

## 4.1. Obtención de obleas de silicio cristalino

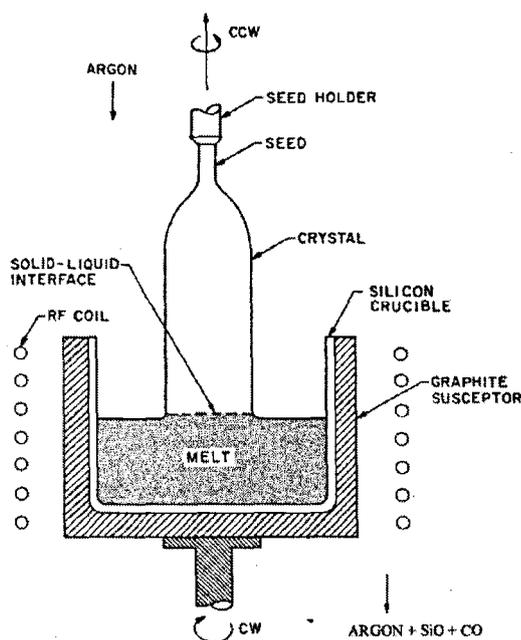


Figura 4.1: Método Czochralski para el crecimiento de un monocristal de silicio [30].

polvo de silicio resultante de la reacción. El producto final son bloques de silicio policristalino de altísima pureza, que es el material de partida para fabricar el silicio cristalino utilizado en electrónica.

### 4.1.2. Crecimiento de monocristales de silicio

Dos de los métodos más extendidos para el crecimiento de monocristales de silicio para su utilización en microelectrónica, y de especial interés para la fabricación de detectores de radiación, son el método Czochralski y el de la zona flotante.

#### Método Czochralski

En el método Czochralski, trozos de silicio policristalino de pureza electrónica se funden en un crisol de sílice que a su vez está contenido dentro de un crisol de grafito (figura 4.1). Junto con el silicio se introducen directamente los elementos dopantes en una concentración que estará en función de la resistividad que se quiera obtener. El conjunto se calienta por inducción a radiofrecuencia o con elementos calefactores, y se hace fluir continuamente

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

---

una corriente de gas argón en la superficie del baño.

Para comenzar la cristalización, una semilla de silicio convenientemente orientada se pone en contacto con la superficie de la mezcla y se va moviendo lentamente hacia arriba, de manera que el silicio solidifica bajo ella manteniendo su misma orientación cristalográfica. La velocidad de ascensión de la semilla se elige en función del diámetro que se le quiera dar al lingote. Para conseguir una buena homogeneidad de temperaturas y del crecimiento del cristal se hace girar al baño en un sentido y al extractor del lingote en el otro.

Durante el crecimiento del cristal el crisol de  $\text{SiO}_2$  se va disolviendo en el silicio e introduce oxígeno en la mezcla. La mayor parte de este oxígeno se disuelve en forma de gas  $\text{SiO}$  y es arrastrado fuera de la cámara de crecimiento por el flujo de argón, pero una concentración apreciable ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) se incorpora en el cristal como oxígeno intersticial. El crisol también introduce cantidades significativas de carbono, boro y otras impurezas metálicas, lo que supone una limitación importante a la magnitud de la resistividad que se puede obtener.

El método Czochralski magnético es una variante del método Czochralski tradicional que se ha introducido recientemente en la industria, y que usa un campo magnético externo para estabilizar el silicio fundido y controlar sus propiedades. El campo magnético aplicado crea una distribución de corriente eléctrica y un campo magnético inducido en el silicio fundido, que es un líquido conductor. Esto produce una fuerza de Lorentz que modifica el flujo y reduce efectivamente las fluctuaciones de la mezcla [85]. El campo magnético también se puede usar para controlar el transporte de oxígeno y otras impurezas durante el crecimiento del cristal [86], de manera que se puede obtener un silicio con la suficiente resistividad y con la concentración deseada de oxígeno.

### Método de la zona flotante

El silicio crecido mediante el método de la zona flotante o *Float Zone* es el que tradicionalmente se ha utilizado para la fabricación de detectores de radiación gracias a su elevada resistividad que permite obtener tensiones de vaciamiento completo bajas.

En la figura 4.2 se puede ver un esquema del método y una fotografía de un lingote en crecimiento. Una barra de silicio policristalino de las mismas dimensiones que el lingote final se suspende de uno de sus extremos en una cámara de vacío o en una atmósfera inerte. La parte inferior se funde con un anillo de radiofrecuencia y se pone en contacto con una semilla de silicio orientada en la dirección deseada. El anillo se va moviendo lentamente hacia arriba de manera que la zona fundida se desplaza a lo largo del lingote y el silicio va recristalizando en forma de monocristal. El dopado del silicio se consigue introduciendo los dopantes en forma gaseosa en la cámara ( $\text{PH}_3$

#### 4.1. Obtención de obleas de silicio cristalino

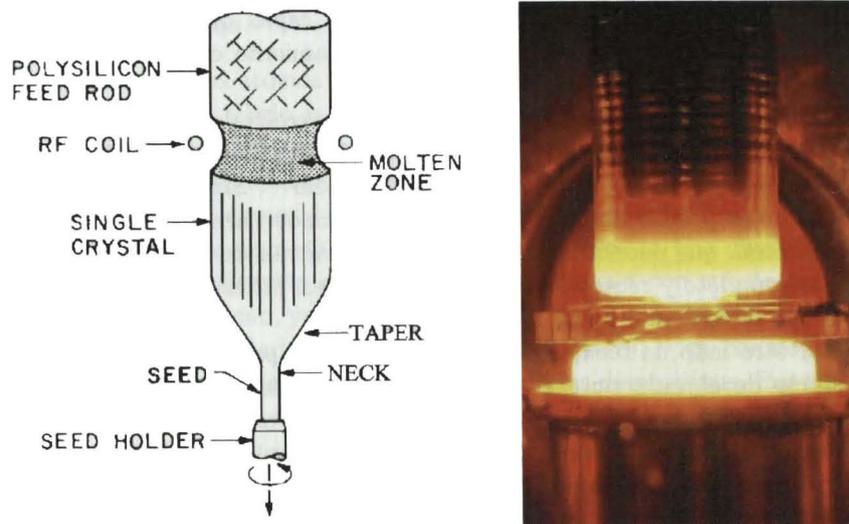


Figura 4.2: Método de la zona flotante para el crecimiento de un monocristal de silicio [30] y fotografía del sistema [87].

para el silicio N y  $B_2H_6$  para el P), o bien partiendo de polisilicio previamente dopado.

Con este método el silicio no entra en contacto en ningún momento con ninguna sustancia que no sean los gases del ambiente, por lo que se obtienen niveles de pureza y resistividad mucho más elevados que con el método Czochralski.

#### 4.1.3. Fabricación de las obleas

El lingote de silicio cristalino se acondiciona: se eliminan los extremos y se pule para obtener un diámetro estándar. A continuación, se definen sobre el lingote las regiones planas (*flats*) que proporcionarán información sobre la orientación cristalina y el tipo de dopaje de la oblea. El lingote se corta en obleas con una sierra de diamante según una dirección cristalina determinada. Finalmente se pulen las obleas con una mezcla de polvo de alúmina ( $Al_2O_3$ ) y glicerina, y se eliminan las grietas producidas por la abrasión mediante un grabado químico. Un pulido mecánico final consigue que las obleas tengan una superficie especular.

#### 4.1.4. Tecnología de oxigenación

Uno de los resultados más importantes de la colaboración RD48-ROSE del CERN fue comprobar que una concentración elevada ( $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

#### Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

---

de oxígeno intersticial en la red del silicio es capaz de mejorar de forma significativa su resistencia al daño por desplazamiento creado por hadrones cargados [22].

Gracias a las particularidades del proceso de crecimiento del cristal, el silicio Czochralski presenta concentraciones de átomos de oxígeno intersticiales naturalmente elevadas, en el rango  $10^{17}$ – $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ . Sin embargo, con esta técnica no es posible obtener un material adecuado para fabricar detectores de radiación, que necesitan ser operados por encima de la tensión de vaciamiento completo y requieren un material de gran pureza, con resistividades del orden de  $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ .

Por otro lado, la técnica de la zona flotante sí permite obtener cristales de silicio de elevada pureza, adecuados para la fabricación de detectores de radiación. Por desgracia, su concentración de oxígeno es del orden de  $10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ , demasiado baja para ejercer un efecto apreciable en la tolerancia de los detectores al daño por radiación.

Existen diversos métodos para conseguir obleas de silicio de alta resistividad con concentraciones de átomos de oxígeno superiores a los  $10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$ . Por ejemplo, la técnica de inyección de átomos de oxígeno durante el crecimiento del cristal FZ desarrollada por el ITME en Varsovia permite obtener concentraciones de hasta  $3 \times 10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$  [22]. Otro método de oxigenación, más sencillo y rentable económicamente, fue inventado en el BNL (Brookhaven National Laboratory) y consiste en la difusión de oxígeno en las obleas FZ a partir de un óxido térmico grueso crecido previamente en ambas caras de la oblea.

La tecnología de oxigenación mediante la difusión de oxígeno en las obleas fue optimizada en la sala blanca del IMB-CNM para obtener un material adecuado para la fabricación de detectores de radiación. El estudio se complementó con experimentos adicionales llevados a cabo en SINTEF Electronics and Cybernetics (Noruega) en el marco de la colaboración RD48. Se comprobó que el proceso óptimo de oxigenación del silicio consiste en una etapa de 12 horas de oxidación en  $\text{O}_2$  a  $1150^\circ\text{C}$  seguida por un proceso térmico durante 48 horas a la misma temperatura en ambiente de  $\text{N}_2$ . Con esta técnica se consigue una concentración muy uniforme de  $^{16}\text{O}$  por encima de  $10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$  en obleas de  $300\ \mu\text{m}$  tanto de orientación  $\langle 100 \rangle$  como  $\langle 111 \rangle$ . También se demostró que conviene evitar el uso de TCA u otros compuestos carbono-clorados, que sirven para aumentar el ritmo de oxidación del silicio y mejorar las características del óxido pero que introducen átomos de  $^{12}\text{C}$  en el silicio, perjudiciales para la tolerancia de los detectores a la radiación de hadrones de alta energía. Finalmente, se comprobó que llevar a cabo la oxigenación en hornos de SiC, que soportan mejor los procesos largos de alta temperatura que los de sílice, no supone una introducción significativa de átomos de carbono en las obleas de silicio.

Los detalles del desarrollo de la tecnología de oxigenación en el IMB-CNM se pueden consultar en la referencia [88].

## 4.2. Caracterización de los substratos utilizados en la fabricación de los detectores

---

### Donadores térmicos

Habitualmente los átomos de oxígeno ocupan posiciones intersticiales en la red cristalina del silicio y no son eléctricamente activos. Sin embargo, procesos térmicos en determinados rangos de temperatura son capaces de activar eléctricamente estos átomos haciendo que actúen como donadores. Son lo que se conoce como “donadores térmicos”

La posibilidad de formación de donadores térmicos es una cuestión importante para la fabricación de detectores de radiación con substratos con alto contenido en oxígeno, ya que pueden alterar el dopaje efectivo (en substratos de alta resistividad, es del orden de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), y en consecuencia modificar la tensión de vaciamiento completo de los dispositivos. Por tanto, es necesario evitar en la medida de lo posible todas aquellas etapas térmicas del procesado de los detectores en los rangos de temperatura donde se forman estas especies.

Existen tres familias de donadores térmicos con niveles de energía diferentes. Los detalles microscópicos de la formación y estructura de estas especies quedan fuera del ámbito de este trabajo de investigación y se pueden consultar en [52] y en las referencias allí citadas. En lo que respecta al procesado de detectores de radiación, es importante tener en cuenta que el ritmo de formación y la concentración de los donadores térmicos más abundantes alcanzan su valor máximo a una temperatura de unos  $450^\circ \text{ C}$ , y que estas mismas especies se aniquilan por encima de los  $550^\circ \text{ C}$ . Por tanto, habrá que tener especial cuidado en la última etapa térmica del proceso de fabricación, el recocido del metal. En el caso concreto de los detectores de radiación fabricados en la sala blanca del IMB-CNM en silicio oxigenado o Czochralski, la metalización se hace con Al/Cu, que requiere una temperatura de recocido de  $350^\circ \text{ C}$ , en lugar de con Al/Si/Cu, cuya temperatura de recocido es  $450^\circ \text{ C}$ . Además, las rampas de temperatura de todo el proceso de fabricación están programadas para pasar lo más rápidamente posible por las franjas en que se forman los donadores térmicos.

## 4.2. Caracterización de los substratos utilizados en la fabricación de los detectores

Para la fabricación de los detectores *pad* P-sobre-N se procesaron tres tipos diferentes de obleas. Las de tipo FZ, fabricadas por Topsil, son obleas de espesor  $280 \pm 15 \mu\text{m}$  pulidas por una sola cara y con una resistividad nominal en el rango  $1 - 5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ . El material oxigenado DOFZ se obtuvo a partir de este mismo tipo de obleas FZ, sometiéndolas al proceso de difusión de oxígeno a alta temperatura descrito en §4.1.4. Por su parte, las obleas MCZ fueron suministradas por Siltronic y su resistividad nominal es  $1 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ , están pulidas por las dos caras y tienen un espesor de  $300 \pm 25 \mu\text{m}$ .

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

	FZ	DOFZ	MCZ
<b>Proveedor</b>	Topsil	Topsil	Siltronic
<b>Crecimiento</b>	FZ	FZ	MCZ
<b>Oxigenación</b>	No	Si	No
<b>Orientación</b>	<100>	<100>	<100>
<b>Dopante</b>	P	P	P
<b>Pulido</b>	1 cara	1 cara	2 caras
$\rho$ (k $\Omega$ ·cm)	1-5	1-5	1
<b>Espesor (<math>\mu</math>m)</b>	280 $\pm$ 15	280 $\pm$ 15	300 $\pm$ 25

Tabla 4.1: Especificaciones de las obleas utilizadas en la fabricación de los detectores *pad* P-sobre-N

En todos los casos se trata de obleas dopadas tipo N con fósforo, de orientación <100> y 10 cm (aproximadamente 4 pulgadas) de diámetro. Todas estas especificaciones se encuentran resumidas en la tabla 4.1. En total se procesaron dos obleas FZ, dos DOFZ y tres MCZ.

Antes del procesado de los dispositivos se hizo una caracterización física de los distintos tipos de substratos para obtener varios parámetros importantes en la fabricación de detectores de radiación: la concentración de oxígeno y carbono, la distribución de la resistividad en toda el área de las obleas y el tiempo de vida media de los portadores minoritarios.

### 4.2.1. Concentración de carbono y oxígeno

La concentración de carbono, [C], y de oxígeno, [O], en las obleas se obtuvo mediante el análisis de las obleas con la técnica SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy, que se describe en §3.1.3), llevado a cabo en el Institute of Electronic Materials Technology (ITME) en Varsovia.

La figura 4.3 muestra los perfiles de oxígeno obtenidos. Como era de esperar, el silicio FZ y el MCZ presentan concentraciones uniformes. En el caso de las obleas FZ la concentración obtenida es  $[O] = 8.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , que está cerca del límite de detección del oxígeno mediante esta técnica,  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  [63]. Para el silicio MCZ, este valor es casi dos órdenes de magnitud mayor,  $[O] = 4.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , lo que se debe como es sabido a la disolución del crisol de sílice durante el crecimiento del monocristal de silicio con la técnica Czochralski. Por su parte, el silicio DOFZ muestra el perfil de difusión habitual de las obleas oxigenadas [88], con una concentración promedio de oxígeno de  $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , e inferior en todo caso a la del substrato MCZ.

La concentración de carbono medida, [C], es constante en todo el espesor de las obleas para los tres substratos y está por encima del límite de detección

## 4.2. Caracterización de los substratos utilizados en la fabricación de los detectores

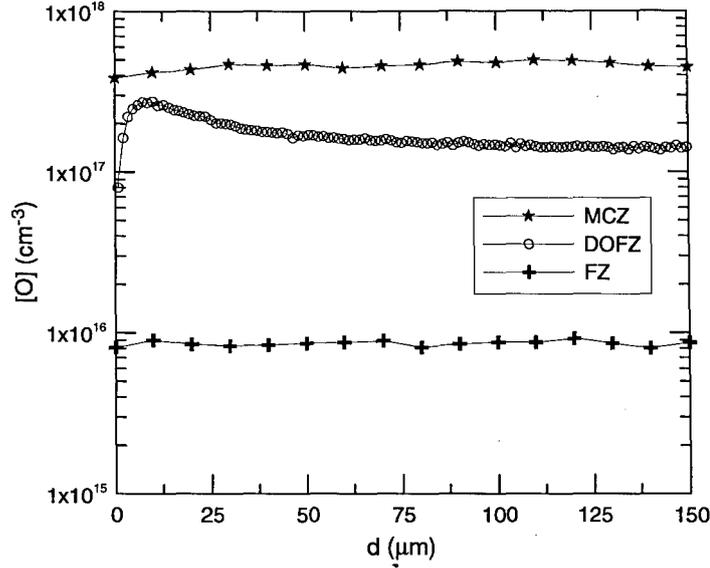


Figura 4.3: Perfiles SIMS de la concentración de oxígeno en los substratos

Substrato	[O] ( $\text{cm}^{-3}$ )	[C] ( $\text{cm}^{-3}$ )
FZ	$(8.6 \pm 0.3) \times 10^{15}$	$(5.4 \pm 0.4) \times 10^{15}$
DOFZ	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{17}$	$(5.7 \pm 0.3) \times 10^{15}$
MCZ	$(4.6 \pm 0.2) \times 10^{17}$	$(9 \pm 1) \times 10^{15}$

Tabla 4.2: Valores medios de la concentración de oxígeno y carbono en los substratos

del equipo SIMS,  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Su valor es del orden de  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para los substratos FZ estándar y oxigenado, y casi el doble,  $9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , en el caso del silicio MCZ, debido, como en el caso del oxígeno, a las particularidades del proceso de crecimiento del silicio por el método Czochralski. Aunque se ha demostrado que una concentración elevada de carbono en las obleas empeora de forma considerable su resistencia a la radiación, incrementando  $\beta$  hasta en un factor tres [20, 21], los valores medidos en las obleas son demasiado bajos para tener ningún efecto en el comportamiento de los dispositivos, ni siquiera en el silicio MCZ.

Los valores promedios de las concentraciones [O] y [C] obtenidas mediante el método SIMS para los distintos materiales se resumen en la tabla 4.2.

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

Substrato	$\rho$ (k $\Omega$ ·cm)	$N_{eff}$ ( $10^{12}$ cm $^{-3}$ )	Homogeneidad
FZ	4.5 $\pm$ 0.6	0.9 $\pm$ 0.1	13 %
DOFZ	2.5 $\pm$ 0.1	1.64 $\pm$ 0.07	4 %
MCZ	1.05 $\pm$ 0.09	3.9 $\pm$ 0.4	8 %

Tabla 4.3: Promedio de la resistividad medida por la técnica de cuatro puntas y valores de  $N_{eff}$  correspondientes

### 4.2.2. Resistividad

Durante el crecimiento de un monocristal de silicio mediante la técnica FZ se producen variaciones de dopaje a lo largo de su radio debido a la inhomogeneidad radial de la distribución de la temperatura que hacen que la velocidad de crecimiento del cristal y la concentración de dopantes sean diferentes. El efecto neto sobre el plano de la oblea es una variación en espiral del dopaje que da lugar a diferencias de resistividad que pueden llegar hasta el 50 %, lo que afecta a la homogeneidad de los dispositivos fabricados.

En el caso del silicio crecido por el método MCZ la variación radial de la resistividad es menor gracias en primer lugar a la mayor masa térmica del silicio fundido, y en segundo lugar al campo magnético que controla la distribución de dopantes en el crisol [85]. En cuanto al material DOFZ, el proceso de oxigenación del silicio FZ ayuda a homogeneizar la concentración de impurezas en la oblea, lo que da lugar a una menor variación de la resistividad [88].

La tabla 4.3 muestra los valores promedio de la resistividad, medida mediante el método de cuatro puntas (ver §3.1.1), para los tres tipos de obleas procesadas. El proceso de oxigenación mejora efectivamente la homogeneidad de las obleas, y que las diferencias en resistividad pasan del 13 % en el silicio FZ a tan solo el 4 % en el silicio DOFZ. No obstante, la resistividad promedio del substrato DOFZ es más baja que la del substrato FZ, lo que podría deberse a que el proceso de difusión de oxígeno a alta temperatura utilizado para la oxigenación del substrato hubiera inducido la formación de donadores térmicos, aunque esta resistividad todavía es lo suficientemente elevada para fabricar detectores de radiación. En la tabla también se muestran los dopajes de cada uno de los substratos calculados a partir de las curvas de Thurber [71]. Estos valores están de acuerdo con las especificaciones suministradas por los fabricantes de las obleas, que se encuentran en la tabla 4.1.

Los mapas de la resistividad de las obleas DOFZ y MCZ se muestran en las figuras 4.4 y 4.5, respectivamente. Como se puede ver, el silicio MCZ en la fig. 4.5 muestra la variación radial de la resistividad que es característica del proceso de crecimiento del lingote.

4.2. Caracterización de los sustratos utilizados en la fabricación de los detectores

---

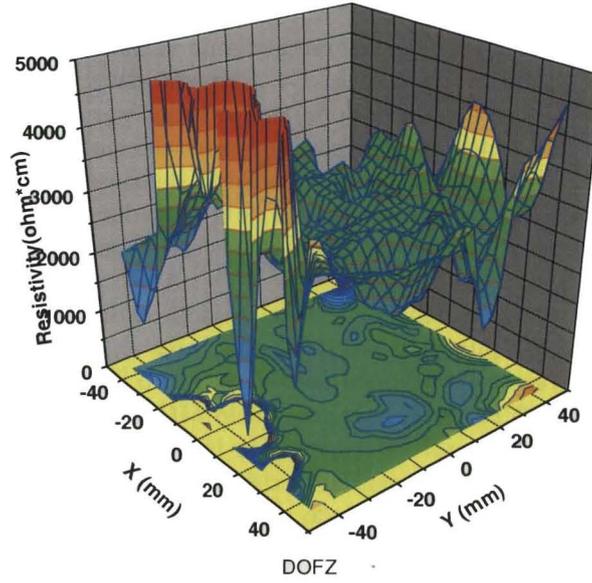


Figura 4.4: Mapa de la resistividad de una oblea DOFZ

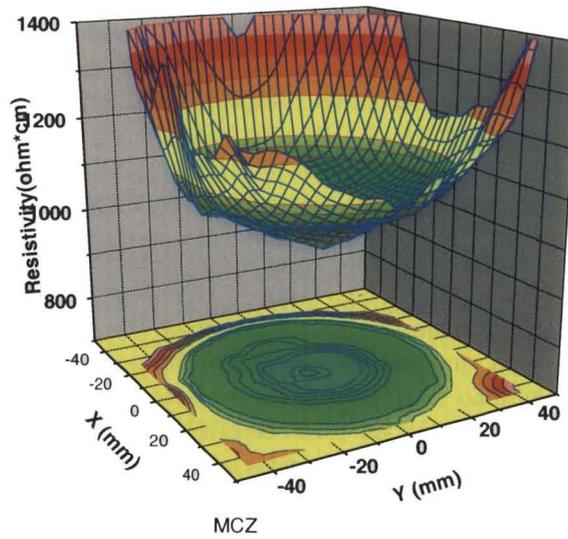


Figura 4.5: Mapa de la resistividad de una oblea MCZ

### 4.2.3. Tiempo de vida de los portadores minoritarios

Las medidas de vida media se hicieron mediante al sistema WCT-100 de Sinton Consulting que se presenta en §3.1.4. Con este sistema se obtiene el tiempo de vida efectivo de los portadores minoritarios  $\tau_{eff}$ , que resulta de la combinación de los efectos de procesos de recombinación en la superficie de la muestra y en el substrato, en función de la densidad de portadores minoritarios. Para evitar que la contribución de los estados superficiales dominase en  $\tau_{eff}$ , la superficie de las muestras se pasivó con una capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  depositada por PECVD.

La figura 4.6 muestra la dependencia de la vida media con la concentración de los portadores minoritarios en los substratos antes del procesado. Los valores máximos son  $\tau_{eff} = 114 \pm 4 \mu\text{s}$  para el silicio FZ,  $127 \pm 7 \mu\text{s}$  para el silicio DOFZ y  $72 \pm 2 \mu\text{s}$  en el caso del silicio MCZ. El recocido a alta temperatura asociado al proceso de oxigenación ha supuesto un incremento de la vida media respecto al material sin oxigenar, como ya se había comprobado anteriormente [89]. Por otro lado, aunque  $\tau_{eff}$  en el silicio MCZ es 0.6 veces menor que en los substratos FZ estándar y oxigenado, todavía es adecuado para la fabricación de detectores de radiación. Este valor se podría mejorar mediante un tratamiento de *gettering* de las obleas previo a la fabricación. Finalmente, hay que señalar que la fabricación de los dispositivos puede resultar en una degradación de las vida medias medidas en el material de partida debido a la contaminación de las obleas o a la activación de defectos, aunque en el caso concreto de la fabricación de detectores de radiación este extremo todavía está por estudiar.

## 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

### 4.3.1. Descripción de los dispositivos

Los dispositivos utilizados en este estudio son detectores de tipo *pad* y estructura P-sobre-N. Fueron diseñados por la colaboración RD48 (ROSE) del CERN [19, 20, 21] y son muy utilizados dentro de ella gracias a la sencillez de su diseño y tecnología, que permite estudiar el comportamiento del diodo y el material con el mínimo de interferencias de factores externos.

El detector está formado por un diodo central de 5 mm de lado definido por la implantación  $\text{P}^+$  que constituye el área activa. Este diodo central está rodeado por un anillo de guarda de  $200 \mu\text{m}$  de ancho y que está separado del área sensible una distancia de  $100 \mu\text{m}$ . El objetivo del anillo de guarda es dar forma al campo eléctrico en los bordes del diodo central para delimitar el volumen sensible del detector, además de evacuar las corrientes de fugas exteriores. Tanto el diodo como el anillo de guarda tienen las esquinas redondeadas para evitar la presencia de campos eléctricos elevados. Una apertura

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

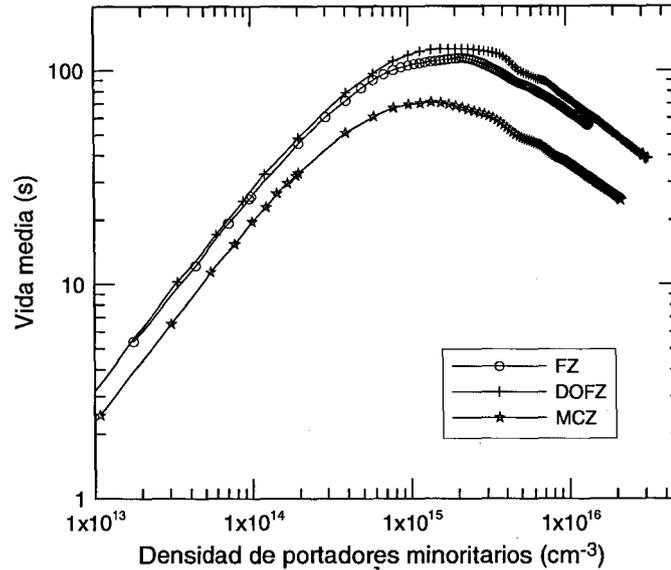


Figura 4.6: Vida media en función de la concentración de los portadores minoritarios en los sustratos

circular de 2 mm de diámetro en el metal permite la inyección de luz para experimentos con láser. El área total del dispositivo es  $7.1 \times 7.1 \text{ mm}^2$ .

Para fabricar estos dispositivos se utiliza el juego de máscaras ROSE. El primer nivel, CROSE1-FLM3ADIF, define la implantación del área activa y el anillo de guardia. El nivel CROSE1-FLM3ACON sirve para definir los contactos del metal, cuadrados y de dimensiones  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ . El tercer nivel, CROSE1-FLM3AMET, es el del metal, que se encuentra desplazado  $10 \mu\text{m}$  hacia dentro con respecto a la difusión. La figura 4.7 muestra la superposición de las máscaras, y la figura 4.8 un detalle de las dimensiones del detector.

La figura 4.9 muestra la fotografía de una de las obleas procesadas. Cada oblea de 10 centímetros de diámetro contiene 118 dispositivos.

#### 4.3.2. Proceso de fabricación

Los detectores *pad* P-sobre-N se fabricaron en la sala blanca del IMB-CNM. El proceso de fabricación se diseñó para evitar la creación de donadores térmicos en las obleas con alto contenido en oxígeno, evitando en lo posible las temperaturas correspondientes a los picos de creación de dichos donadores. En concreto, se programaron las rampas de temperatura para pasar lo más rápidamente posible por los  $450$  y  $650^\circ \text{C}$ . La metalización se hizo con Al/Cu, que requiere una temperatura de recocido de  $350^\circ \text{C}$ , en

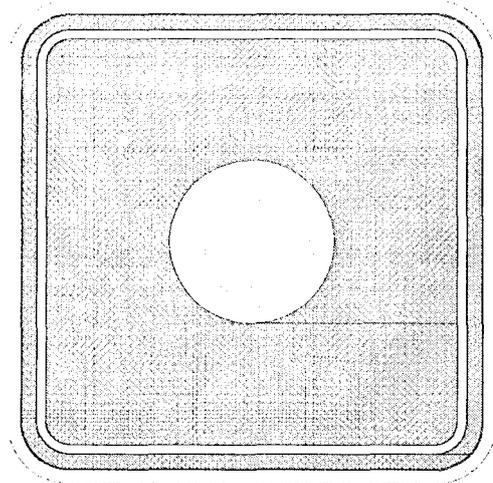


Figura 4.7: Diseño de un detector *pad* ROSE

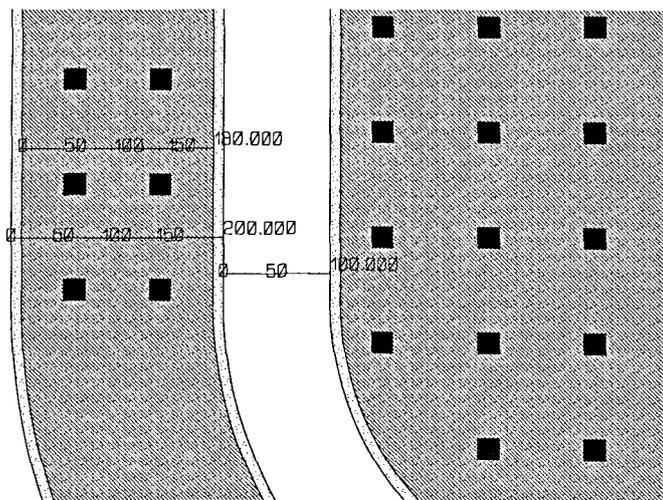


Figura 4.8: Detalle de las dimensiones de un detector *pad* ROSE

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

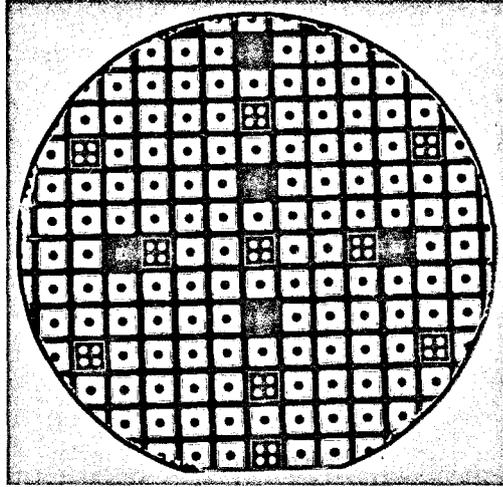


Figura 4.9: Fotografía de una de las obleas fabricadas a partir del juego de máscaras CROSE1

lugar de con Al/Si/Cu, cuya temperatura de recocido es 450° C.

En las páginas siguientes se detalla la secuencia de pasos del proceso de fabricación.

#### 1. Inicio del run.

#### 2. Limpieza general simple.

Antes de cualquier etapa térmica hay que someter a las obleas a una limpieza para eliminar restos orgánicos o metálicos que puedan contaminar los hornos.

En esta etapa la limpieza se hace con una mezcla de  $H_2SO_4$  (95-97 %) y  $H_2O_2$  (30 %) en proporción 2:1.



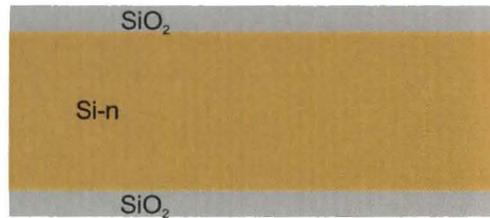
#### 3. Oxidación de 200 nm a 1100° C.

Esta oxidación sirve para mejorar las características de la oblea antes del procesado, ya que en ella se consume la capa superficial del silicio, que podría contener defectos o impurezas.

El objetivo es eliminar los primeros 100 nm de silicio de la oblea y, dado

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

que la relación entre el espesor de óxido crecido y el silicio consumido en la oxidación es 0.44 [30], es necesario crecer unos 200 nm de  $\text{SiO}_2$ .



### 4. Decapado del óxido.

El óxido se decapa por completo en Sioetch<sup>®</sup>, una solución tamponada de  $\text{NH}_4\text{F}$  (25 %) y  $\text{HF}$  (6 %), de Merck KGaA. Este producto es el utilizado en todas las etapas de grabado húmedo del óxido.

### 5. Limpieza general.

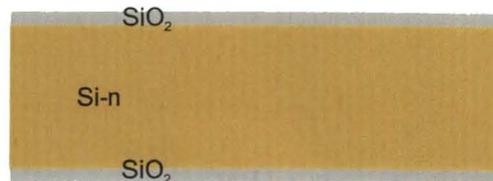
En esta etapa, además de los restos orgánicos o metálicos, se elimina también la capa de óxido nativo que pudiera haber crecido en la superficie de la oblea. En este caso la composición de la mezcla es  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (95–97 %),  $\text{H}_2\text{O}_2$  (30 %) y  $\text{HF}$  (5 %).

Tras estas etapas previas el estado de la superficie de la oblea es el adecuado para comenzar la fabricación de los dispositivos



### 6. Oxidación húmeda de 1 $\mu\text{m}$ a 1100° C.

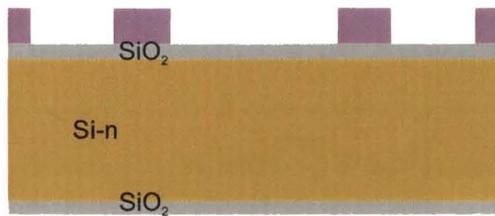
Esta capa gruesa de óxido constituye el óxido de campo de los detectores, y además sirve de máscara para las implantaciones iónicas que se realizarán a continuación.



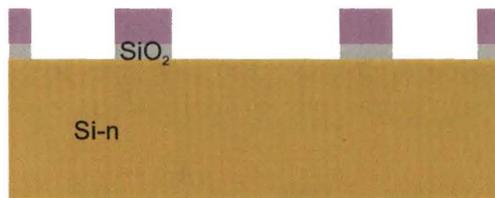
### 7. Fotolito estándar. Máscara CROSE1-FLM3ADIF.

Definición de las zonas  $\text{P}^+$  de las obleas: diodo central y anillo de guarda.

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación



#### 8. Grabado húmedo del óxido.



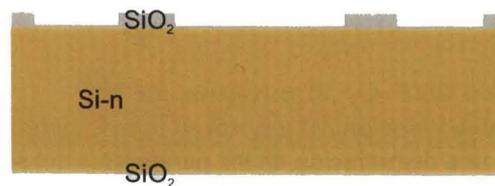
#### 9. Decapado de la fotorresina en ácido.

#### 10. Limpieza general.



#### 11. Oxidación seca de 36.5 nm a 950° C.

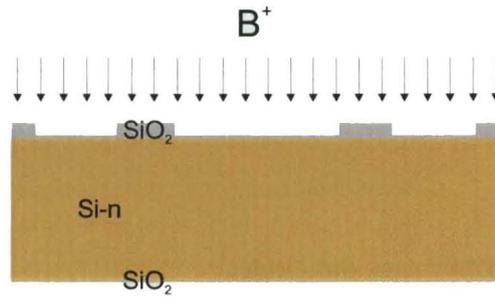
Este óxido delgado sirve para optimizar las implantaciones iónicas que seguirán: realizar la implantación a través de un óxido delgado resulta en un perfil más homogéneo, ya que el SiO<sub>2</sub>, al tratarse de un material amorfo, disminuye la probabilidad de canalización de los iones en la red cristalina del silicio al dispersarlos en direcciones aleatorias.



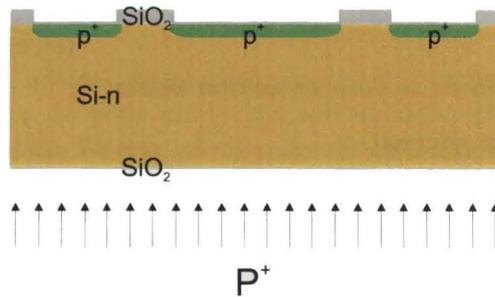
#### 12. Implantación de boro, 50 keV, 10<sup>15</sup> cm<sup>-2</sup>.

Define el área activa del detector y el anillo de guarda. El ángulo del haz de iones en las implantaciones es 7°.

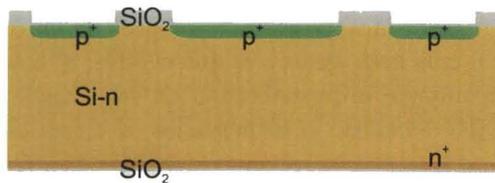
#### Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación



13. **Implantación de fósforo. 100 keV,  $4.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .**  
Para conseguir el contacto óhmico del silicio con el metal del dorso.

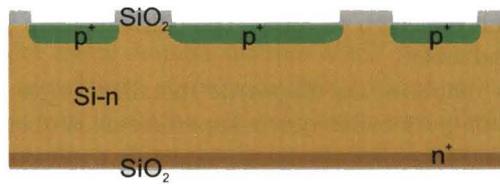


14. **Limpieza general simple.**



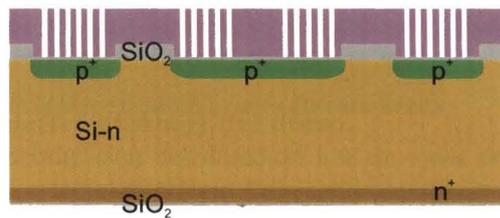
15. **Recocido a 950° C, 30 minutos, en  $\text{N}_2$ .**  
Las implantaciones iónicas amorfizan la red cristalina del silicio, lo que resulta en una degradación de los parámetros del semiconductor, como la vida media de los portadores o la movilidad. Además, parte de los iones implantados no ocupa posiciones sustitucionales. El recocido sirve para recrystalizar la red del silicio y activar los iones haciendo que pasen a ocupar posiciones sustitucionales y a actuar como aceptores o donadores.

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación



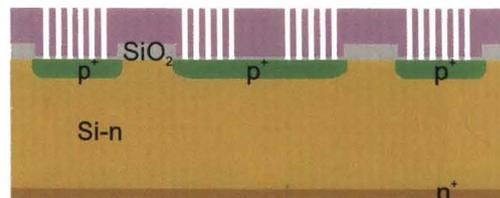
#### 16. Fotolito estándar. Máscara CROSE1-FLM3ACON.

Define los contactos con el metal en el diodo central y en el anillo de guarda.

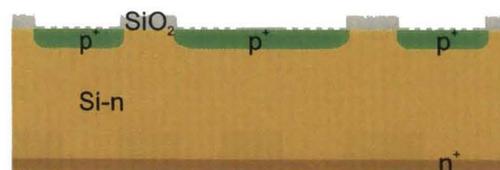


#### 17. Grabado húmedo del óxido.

Se abren los contactos en el anverso de la oblea, y se decapa el óxido del dorso.



#### 18. Decapado de la fotorresina en ácido.



#### 19. Limpieza previa a la metalización.

Este paso se realiza justo antes de la metalización para limpiar la superficie de la oblea de la capa de óxido nativo que puede haber crecido desde la última etapa y que anularía el contacto con el metal. El agente

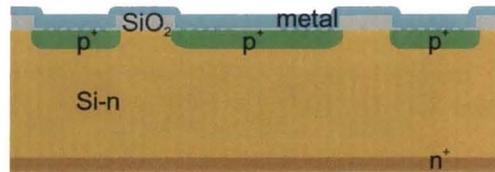
## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

químico en este caso es Super Q<sup>®</sup>, desarrollado por Olin Hunt Specialty Products.

Tras esta limpieza, las etapas de metalización se han de realizar sin interrupción para evitar que la superficie de la oblea se oxide de nuevo.

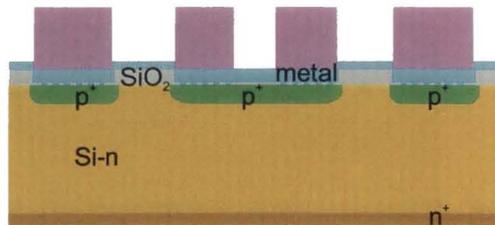
### 20. Metalización del anverso.

Depósito en el anverso de la oblea de 1  $\mu\text{m}$  de Al/0.5%Cu mediante *sputtering*.



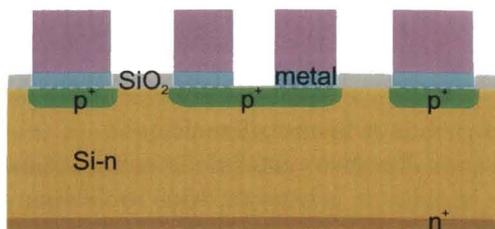
### 21. Fotolito. Máscara CROSE1-FLM3AMET.

Esta etapa fotolitográfica es diferente de las anteriores ya que se realiza sobre metal en lugar de sobre óxido. El ataque húmedo del metal es muy agresivo, por lo que se depositan 2  $\mu\text{m}$  de fotorresina y se la somete a un recocido para endurecerla antes del grabado.



### 22. Grabado del aluminio.

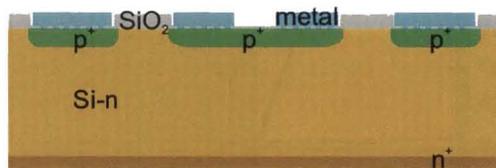
Los agentes químicos en esta etapa son: DAE<sup>®</sup> (Defreckling Aluminium Etch), de Olin Hunt Specialty Products, HNO<sub>3</sub> (70%) y HF (49%).



#### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

##### 23. Decapado de resina en disolvente.

La presencia del metal impide utilizar ácido para el decapado de la resina, por lo que en esta etapa se utiliza acetona en ultrasonidos. Lo habitual es que esta etapa no sea suficiente para eliminar totalmente la resina endurecida, y es necesario completar el grabado mediante un ataque RIE en un plasma tipo barrel.



##### 24. Limpieza (*sputter etching*) del dorso.

Antes de la metalización del dorso, el haz de iones del *sputtering* se dirige directamente sobre él para limpiarlo de posibles contaminantes.

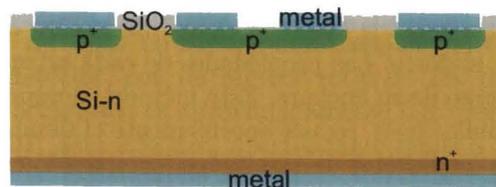
##### 25. Metalización del dorso.

Depósito en el dorso de la oblea de  $1 \mu\text{m}$  de Al/0.5%Cu mediante *sputtering*.

##### 26. Limpieza de las obleas con agua.

Dado que las obleas contienen metal, sólo es posible limpiarlas antes de la etapa térmica con agua desionizada.

##### 27. Recocido del aluminio a $350^\circ \text{C}$ en $\text{N}_2/\text{H}_2$ .



##### 28. Final del run

#### 4.3.3. Perfiles de dopaje obtenidos por simulación

Los perfiles de dopantes en los dispositivos fueron obtenidos mediante la simulación del proceso tecnológico con el simulador DIOS-ISE (*D*iffusion, *I*mplantation and *O*xidation of Silicon, *E*pitaxy, *P*rebake, *P*hotolithography, *D*eposition, *E*tching), versión 9.0.6, que es parte del paquete ISE-TCAD 9.0 [90].

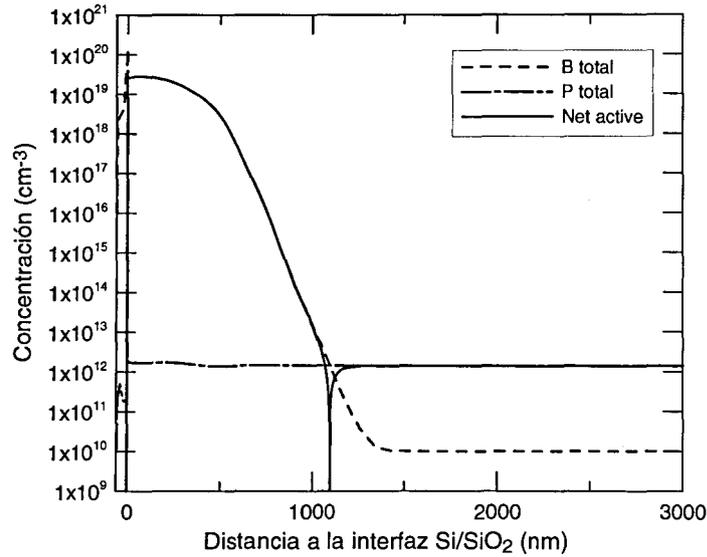


Figura 4.10: Perfiles simulados correspondientes al área activa de los dispositivos fabricados en substratos FZ y DOFZ

Con objeto de simplificar el proceso, dado que el objetivo es obtener los perfiles de dopantes y no el dispositivo completo, la región simulada es una estructura bidimensional de 5  $\mu\text{m}$  de anchura y 10  $\mu\text{m}$  de profundidad sobre la que no se simularon los procesos de litografía. Es decir, se hicieron tres simulaciones diferentes por dispositivo, correspondientes al área activa con la unión P-N, a la zona de óxido de campo de la cara componentes, donde no hay unión, y al dorso. Las propiedades de cada estructura son por tanto uniformes a lo largo de su anchura. Este método, aunque multiplica por tres el número de simulaciones, reduce enormemente el tiempo de procesamiento y el volumen de los ficheros de resultados, comparado con la simulación de un diodo completo.

Para simular el substrato FZ se introdujo como dopaje del substrato el calculado a partir del valor medio del intervalo nominal de la resistividad (tabla 4.1),  $1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . En la figura 4.10 se puede ver los perfiles obtenidos por simulación para el área activa del detector, donde se representan las concentraciones de las especies dopantes boro y fósforo, y el dopaje efectivo, en función de la distancia a la interfaz óxido/silicio. El área sombreada en la región de abscisas negativas corresponde al óxido de puerta, cuyo espesor simulado es de 60 nm.

La concentración de fósforo en el silicio es constante e igual al dopaje de las obleas, como era de esperar. La concentración de boro presenta un máxi-

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

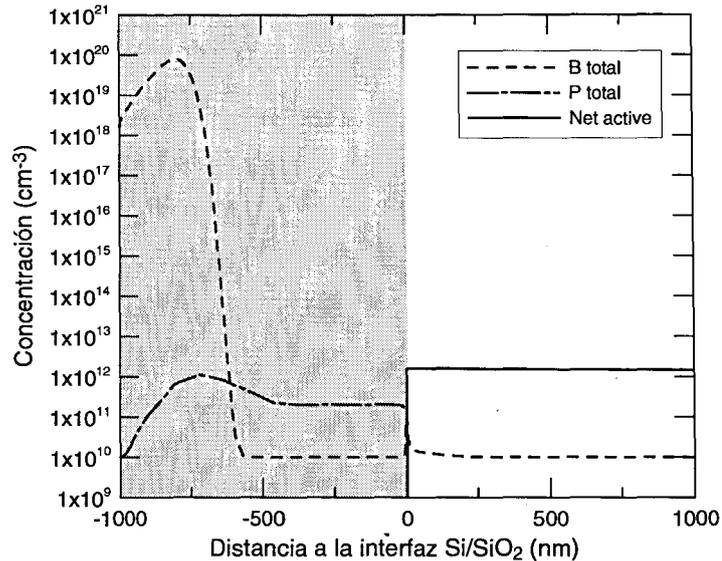


Figura 4.11: Perfiles simulados correspondientes a la región de óxido de campo del anverso de los dispositivos fabricados en sustratos FZ y DOFZ

mo de  $2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  a 70 nm de profundidad y luego decrece rápidamente hasta los  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . La aproximación de unión abrupta es perfectamente aplicable en este caso.

La unión P-N está situada a una profundidad de  $1.1 \mu\text{m}$ . Se trata de un valor razonable para los requerimientos de un detector de radiación, ya que una difusión  $\text{P}^+$  de  $1 \mu\text{m}$  no supone una disminución apreciable en el volumen activo del detector, con un espesor total de  $280 \mu\text{m}$ . La difusión lateral de la implantación, que es aproximadamente 0.8 veces el valor de la difusión en vertical [91], será  $0.88 \mu\text{m}$ , insignificante frente a las  $100 \mu\text{m}$  que separan el diodo central del anillo de guarda.

La figura 4.11 muestra los perfiles simulados correspondientes a la región del óxido de campo, cuyo espesor final es de  $1.01 \mu\text{m}$ . En ella se puede ver que, aunque la mayor parte de los átomos de boro de la implantación se queda en el óxido que sirve de máscara, una pequeña parte ha penetrado en el silicio al final de todo el proceso de fabricación. No obstante, esta parte supone una fracción despreciable del total implantado, menor del 0.000001 % según los cálculos del simulador. Podemos concluir que el óxido de  $1 \mu\text{m}$  es una máscara adecuada para la implantación de boro del área activa.

Los perfiles de dopantes para el dorso de los dispositivos fabricados en silicio FZ se muestran en la figura 4.12. La profundidad de la unión  $\text{N-N}^+$ ,  $1 \mu\text{m}$ , no supone una disminución apreciable del volumen activo del detector.

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

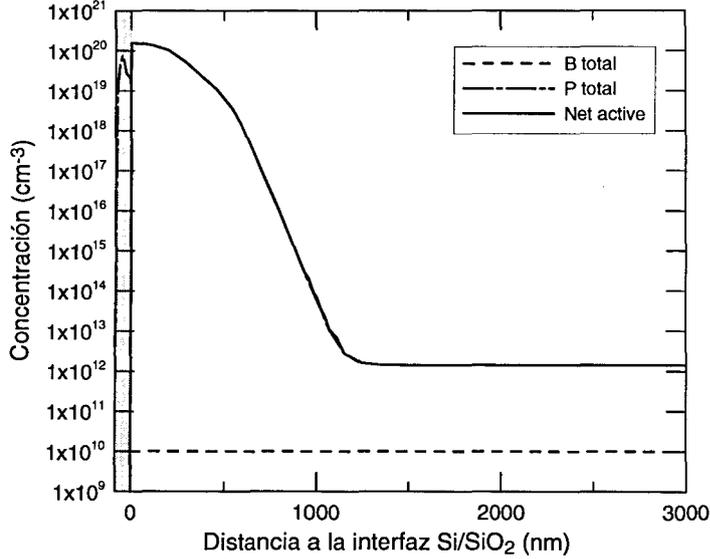


Figura 4.12: Perfiles simulados correspondientes al dorso de los dispositivos fabricados en substratos FZ y DOFZ

La concentración máxima de fósforo es muy elevada,  $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , lo que garantiza un buen contacto óhmico con el metal.

Algo importante a tener en cuenta a la hora de diseñar un proceso de fabricación es que la concentración máxima de las especies dopantes antes de cualquier etapa térmica ha de ser menor que su límite de solubilidad a la temperatura de esa etapa para evitar la formación de precipitados. En el caso que nos ocupa, será necesario que las concentraciones máximas de boro y fósforo justo después de las implantaciones sean menores que sus límites de solubilidad a la temperatura del recocido para la activación de impurezas,  $950^\circ \text{ C}$ .

En el rango de  $900$  a  $1325^\circ \text{ C}$  el límite de solubilidad del boro está dado por la expresión [92]:

$$C_B = A_B e^{-E_B/kT} \quad (4.4)$$

Donde  $A_B = 9.25 \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$ ,  $E_B = 0.73 \pm 0.04 \text{ eV}$ ,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura en grados K.

En el caso del fósforo, en el rango de  $750$  a  $1050^\circ \text{ C}$ , la solubilidad viene dada por [92]:

$$C_P = A_P e^{-E_P/kT} \quad (4.5)$$

Con  $A_P = (1.8 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$  y  $E_P = 0.4 \pm 0.01 \text{ eV}$ .

### 4.3. Características de los dispositivos y proceso de fabricación

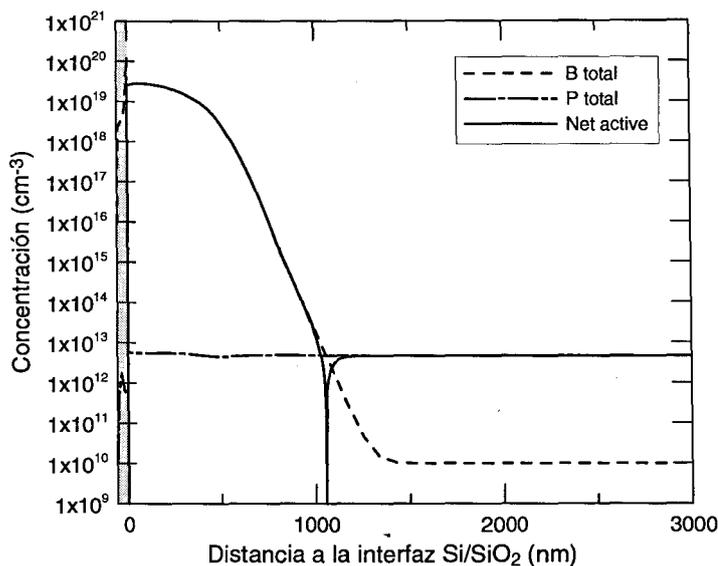


Figura 4.13: Perfiles simulados correspondientes al área activa de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ

A partir de las ecuaciones anteriores se puede calcular la solubilidad del boro a 950° C,  $C_B(950^\circ) = 9.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , y la del fósforo,  $C_P(950^\circ) = 4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Las concentraciones máximas de ambas especies antes del recocido son, según la simulación,  $6.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  y  $3.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  respectivamente. Ambas concentraciones están por debajo de los límites calculados, como era deseable, por lo que no habrá problemas de precipitación de dopantes.

Los resultados de la simulación si se añade al comienzo del proceso tecnológico la etapa de oxigenación de las obleas FZ son idénticos a los ya presentados, es decir, la oxigenación previa del sustrato no influye en las concentraciones finales de dopantes. En consecuencia, los perfiles mostrados en las Figuras 4.10 a 4.12 y todas las consideraciones anteriores también son aplicables a los dispositivos fabricados sobre silicio DOFZ.

Finalmente, las Figuras 4.13 a 4.15 muestran los perfiles correspondientes a los diodos *pad* fabricados sobre sustrato MCZ. En este caso se parte de obleas con un mayor dopaje,  $4.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , pero los resultados no son muy diferentes a los obtenidos para los sustratos FZ y DOFZ. La unión P-N está localizada a una profundidad aproximada de 1.1  $\mu\text{m}$ , el espesor final simulado del óxido de campo es 1007 nm y el del óxido de puerta es 60 nm.

Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

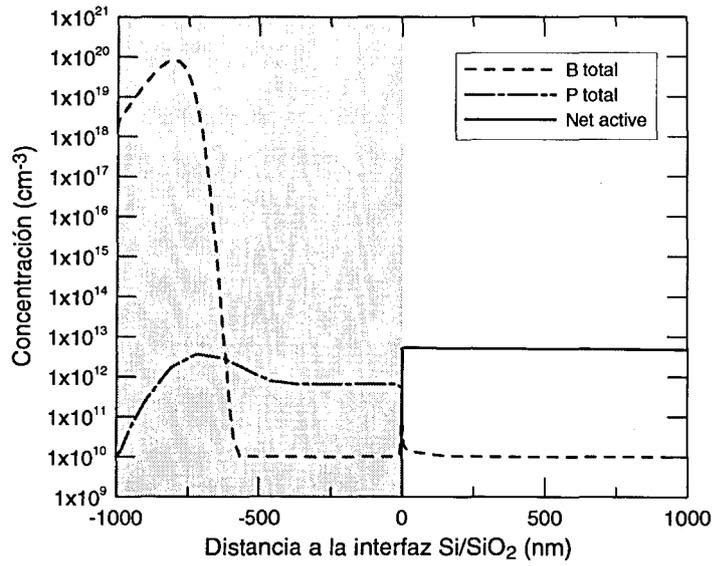


Figura 4.14: Perfiles simulados correspondientes a la región de óxido de campo del anverso de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ

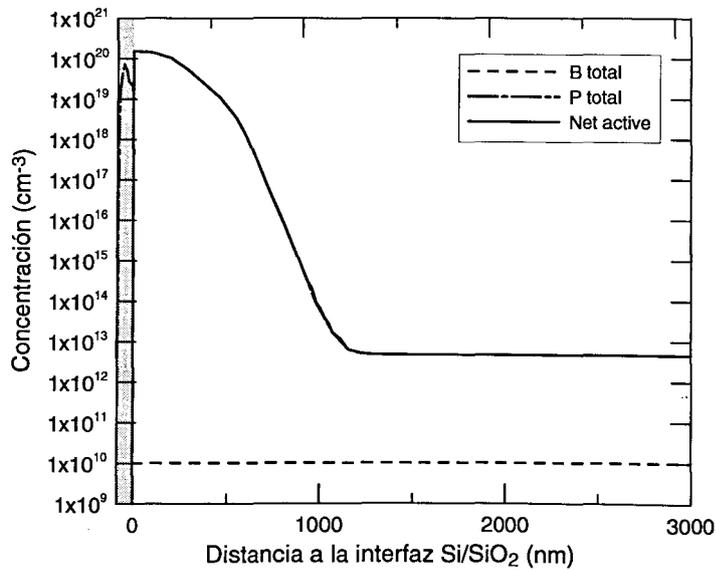


Figura 4.15: Perfiles simulados correspondientes al dorso de los dispositivos fabricados en sustrato MCZ

#### 4.4. Caracterización eléctrica antes de la irradiación

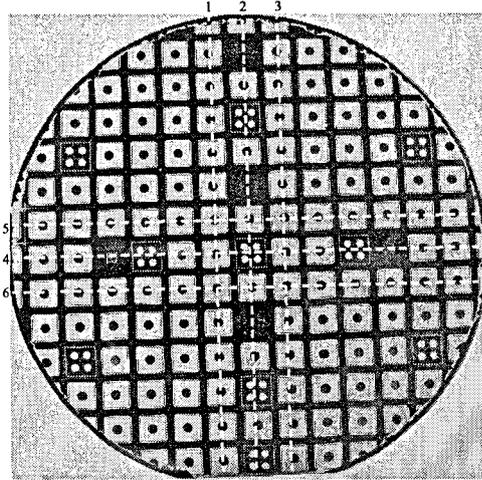


Figura 4.16: Diodos caracterizados en la oblea de silicio MCZ

#### 4.4. Caracterización eléctrica antes de la irradiación

La caracterización eléctrica previa a la irradiación de los diodos fabricados en los substratos FZ y DOFZ ya se contó con detalle en la referencia [5], por lo que en esta sección sólo se mostrarán los resultados relevantes para el presente trabajo.

En cuanto al silicio MCZ, se llevó a cabo la caracterización eléctrica completa y posterior irradiación de una de las tres obleas procesadas, reservando las otras dos para estudios posteriores. Con objeto de verificar la uniformidad del nuevo material se midieron la tensión de vaciamiento completo y la corriente en inversa en una muestra representativa de los dispositivos en la oblea. Concretamente se caracterizaron los diodos situados en las tres líneas centrales de la oblea, tanto en horizontal como en vertical, en total 55 diodos. La posición de estos dispositivos se indica en la figura 4.16.

##### 4.4.1. Características capacidad-tensión

La figura 4.17 muestra un ejemplo de las curvas C-V de los diodos fabricados sobre silicio MCZ, concretamente las correspondientes a los ocho diodos centrales de la oblea, donde es de destacar la uniformidad de las características. A partir de estas curvas, como se explica en §3.2.2, se ha extraído el valor del voltaje de vaciamiento completo de cada uno de los dispositivos.

La figura 4.18 muestra la variación en  $V_{FD}$  y en el dopaje efectivo  $N_{eff}$ , calculado mediante la ecuación 3.8, a lo largo de las líneas horizontales y

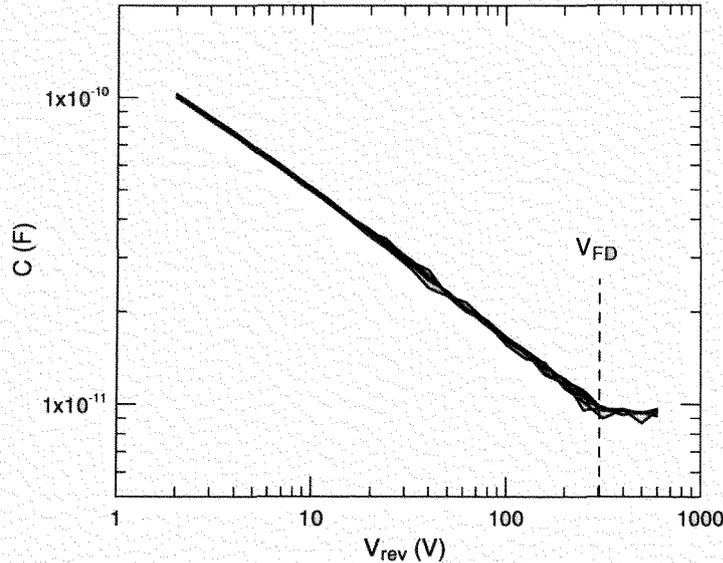


Figura 4.17: Características capacidad-tensión de los ocho diodos centrales de la oblea MCZ

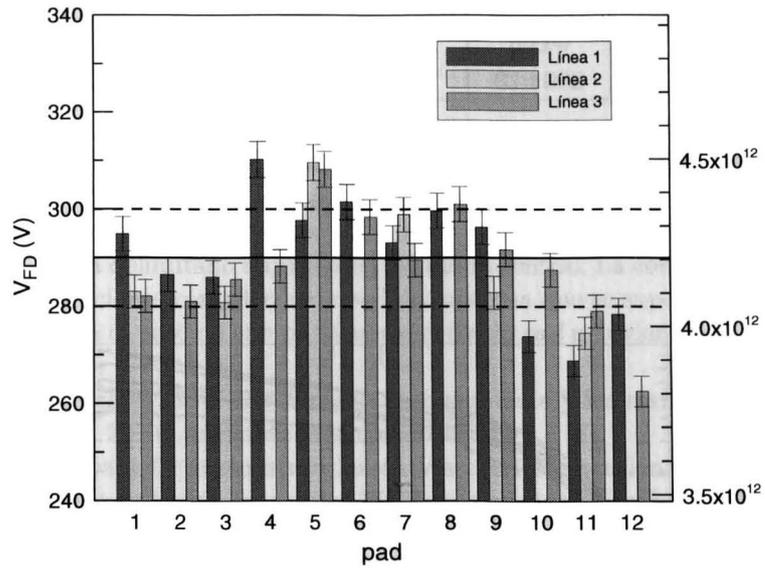
verticales de la oblea señaladas en la figura 4.16. Como se puede ver, el dopaje de la oblea no varía mucho a lo largo de su superficie pero es algo menor cerca de los bordes, lo que es consistente con el mapa de la resistividad mostrado en la figura 4.5.

El valor promedio de  $V_{FD}$  sobre todos los dispositivos caracterizados es  $290 \pm 10$  V, que corresponde a un dopaje efectivo  $N_{eff} = 4.2 \pm 0.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , y a una resistividad  $\rho = 0.98 \pm 0.03 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$  para silicio dopado con fósforo. Este valor está de acuerdo con el medido mediante la técnica de cuatro puntas en la oblea sin procesar,  $\rho = 1.05 \pm 0.09 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ . Es decir, las medidas de resistividad tanto antes como después de la fabricación son consistentes dentro de los errores y coinciden con las especificaciones del fabricante: el procesado de los diodos en las obleas MCZ no indujo la creación de donadores térmicos que hubieran modificado el dopaje efectivo.

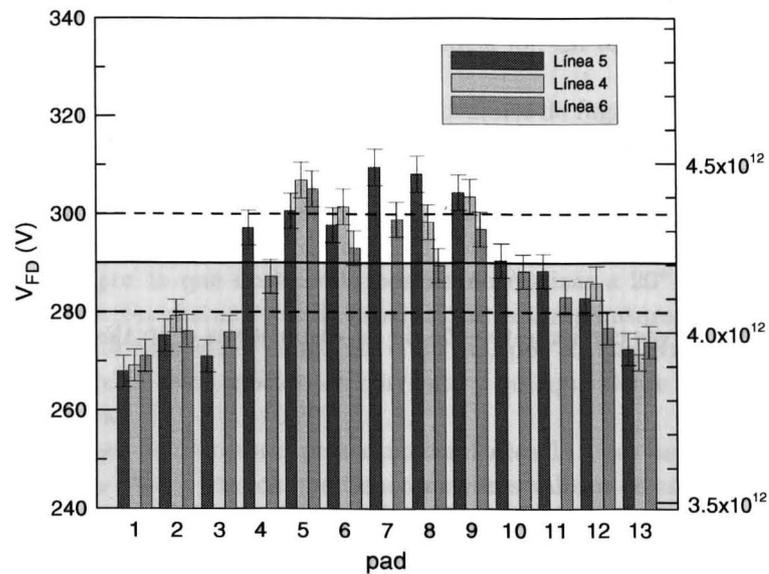
La tabla 4.4 muestra un resumen de los resultados para los tres substratos estudiados. Los valores correspondientes a los diodos fabricados en silicio FZ y DOFZ fueron promediados sobre 12 diodos del área central de las obleas, dos por substrato, y encajan con los valores nominales. El procesado de los detectores en las obleas oxigenadas tampoco supuso la incorporación de donadores térmicos.

De la caracterización C-V antes de la irradiación se puede concluir que los detectores fabricados en silicio MCZ presentan una desventaja de partida

#### 4.4. Caracterización eléctrica antes de la irradiación



(a) Vertical



(b) Horizontal

Figura 4.18: Variación de  $V_{FD}$  a lo largo de la oblea de silicio MCZ

#### Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

Substrato	$V_{FD}$ (V)	$N_{eff}$ ( $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ )	$\rho$ ( $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ )
FZ	$67\pm 7$	$1.11\pm 0.11$	$3.9\pm 0.4$
DOFZ	$64\pm 6$	$1.07\pm 0.10$	$4.1\pm 0.4$
MCZ	$290\pm 10$	$4.2\pm 0.1$	$0.98\pm 0.03$

Tabla 4.4: Tensión de vaciamiento completo, dopaje efectivo y resistividad obtenidos a partir de las características C-V de los detectores

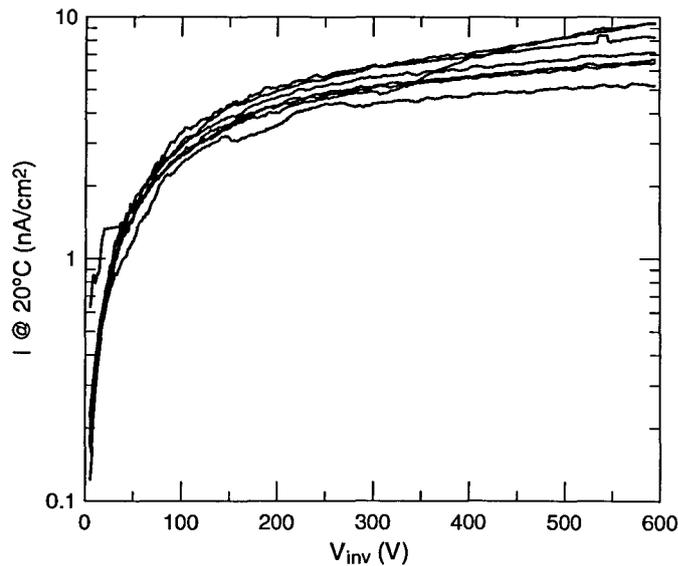


Figura 4.19: Curvas corriente-tensión de los dispositivos centrales de la oblea MCZ

frente a los fabricados en silicio FZ estándar u oxigenado, ya que su baja resistividad obliga a que la tensión de trabajo, que ha de ser superior a  $V_{FD}$ , sea del orden de 300 V, frente a los 70 V que son suficientes para los otros dos substratos. En el lado positivo destaca la excelente uniformidad de las obleas MCZ, con variaciones de  $V_{FD}$  del orden del 4%. Además, se ha conseguido que proceso de fabricación de los detectores *pad* no introduzca una concentración apreciable de donadores térmicos ni siquiera en el silicio MCZ, el substrato con mayor contenido en oxígeno.

## 4.4. Caracterización eléctrica antes de la irradiación

### 4.4.2. Características corriente-tensión

Las medidas de la corriente frente al voltaje en inversa de los diodos MCZ se hicieron polarizando simultáneamente el diodo central y el anillo de guarda. De esta forma las corrientes de fugas laterales en el área de corte de los dispositivos son evacuadas por el anillo de guarda, y el volumen activo del detector queda delimitado bajo el área del diodo central. La corriente medida en estas condiciones constituye el nivel de continua que se superpondría a la señal generada al paso de una partícula si el diodo *pad* estuviera funcionando como detector.

Las medidas se hicieron a temperatura ambiente y los resultados se han normalizado a 20° C mediante la ecuación 3.7.

En la figura 4.19 se muestran las curvas corriente-tensión en inversa de los dispositivos centrales de la oblea MCZ. Las corrientes de fugas son bajas, del orden de 6 nA/cm<sup>2</sup> en  $V_{FD} + 50$  V, y muy uniformes. En todos los dispositivos la tensión de ruptura del diodo está por encima de los 600 V, lo que les permite operar perfectamente como detectores aunque su tensión de vaciamiento completo sea relativamente elevada.

La caracterización I-V completa de los diodos fabricados en substratos FZ y DOFZ se puede encontrar en la referencia [5]. En total se midieron 88 detectores por cada uno de los substratos.

La tabla 4.5 compara los valores de la corriente de fugas de los diferentes tipos de dispositivos a la tensión  $V_{FD}+20$  V. La razón de haber elegido esta tensión de referencia, en lugar de la recomendada por RD50,  $V_{FD}+50$  V [69], es que los diodos fabricados en silicio FZ y DOFZ sólo se midieron hasta una tensión de 100 V. Asimismo, durante su caracterización no se registró la temperatura, por lo que no ha sido posible normalizar a 20° C los valores de la corriente. No obstante, es de esperar que la temperatura ambiente del laboratorio estuviera en el rango 20 – 25° C, por lo que como mucho la diferencia entre el valor medido de corriente y su equivalente a 20° C será, según la ecuación 3.7,  $I(25)/I(20) = 1.5$ .

Los tres tipos de detectores presentan corrientes de fugas bajas. Los fabricados en silicio DOFZ son los que tienen mayores valores de corriente,  $24 \pm 4$  nA/cm<sup>2</sup>, lo que puede deberse a la incorporación de centros de generación-recombinación durante el proceso de oxigenación. A pesar de que los diodos MCZ tienen un  $V_{FD}$  muy superior a los otros debido a su baja resistividad, el valor de la corriente en condiciones de vaciamiento completo,  $6 \pm 1$  nA/cm<sup>2</sup>, es comparable al de los diodos FZ,  $3 \pm 1$  nA/cm<sup>2</sup>. En todos los casos el valor de la corriente está bien por debajo de los límites impuestos para los detectores de micropistas del detector de trazas de ATLAS, que son 167 nA/cm<sup>2</sup> a 150 V y 556 nA/cm<sup>2</sup> a 350 V [1, 2].

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

---

Substrato	I en $V_{FD} + 20V$ (nA/cm <sup>2</sup> )
FZ	3±1
DOFZ	24±4
MCZ	6±1

Tabla 4.5: Densidad de corriente de fugas medida para los diodos centrales de las obleas a la tensión  $V_{FD}+20V$

### 4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación

Los diodos *pad* P-sobre-N fueron irradiados con diferentes fluencias de protones de 24 GeV/c en el CERN-PS. Las condiciones de la irradiación y el método utilizado para el cálculo de la fluencia se describen en §3.4. Por cuestiones prácticas, tanto las irradiaciones como los posteriores recocidos se llevaron a cabo con los detectores sin polarizar, aunque hay estudios que demuestran que la variación de la tensión de vaciamiento completo por la irradiación en detectores polarizados es hasta dos veces superior [93, 94].

Las irradiaciones se llevaron a cabo en dos tandas. En la primera se irradiaron los dispositivos fabricados en silicio FZ y DOFZ hasta un máximo de  $3 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup>, que equivale a la dosis máxima que se espera en la zona SCT de ATLAS en 10 años de operación [1]. En [5, 83] se puede encontrar un análisis detallado de los resultados de su caracterización, que demostró el superior comportamiento del material oxigenado frente al silicio estándar. En la segunda tanda de irradiaciones los dispositivos fabricados sobre silicio MCZ se irradiaron hasta la fluencia de protones de  $10^{16}$  cm<sup>-2</sup>, que equivale a una fluencia de neutrones de 1 MeV de  $6.2 \times 10^{15}$  cm<sup>-2</sup>, o a una dosis de radiación ionizante absorbida en silicio de 2700 kGy (270 Mrad), y que constituye el total previsto durante 10 años de funcionamiento del sLHC a unos 10 cm del punto de colisión [13]. En esta segunda tanda se incluyeron también diodos FZ y DOFZ de las mismas características que los irradiados anteriormente para completar el estudio de resistencia a la radiación hasta fluencias más altas.

#### 4.5.1. Variación de la tensión de vaciamiento completo

El valor de la tensión de vaciamiento completo de los dispositivos irradiados se ha extraído a partir de las características  $\log(C)$ - $\log(V)$  en polarización inversa. Antes de la caracterización, los dispositivos FZ y DOFZ se sometieron a un recocido de 4 minutos a 80° C, equivalente a 2 semanas a temperatura ambiente, según se explica en §3.2.4. El tiempo de recocido a 80° C para los diodos MCZ fue solamente de 1 minuto porque, como se verá

#### 4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación

en la sección §4.5.3, el comportamiento de estos dispositivos con el tiempo de recocido no se ajusta al mismo modelo que los FZ y DOFZ y no presentan un *annealing* benéfico de  $V_{FD}$  a corto plazo. No obstante, este recocido se practicó para compensar los distintos tiempos de irradiación a temperatura ambiente de las muestras irradiadas a diferentes fluencias.

Algunas de las características  $\log(C)$ - $\log(V)$  correspondientes a los detectores irradiados MCZ se muestran en la figura 4.20. Las de las fluencias más altas,  $4 \times 10^{15}$  y  $10^{16}$  p/cm<sup>2</sup>, son diferentes al resto de características y no permiten determinar  $V_{FD}$  con precisión: como se ve en la figura, la capacidad no se estabiliza al aumentar la tensión inversa aplicada, lo que indicaría que se ha alcanzado el vaciamiento completo, sino que llega un punto en que comienza a crecer con el voltaje. Este comportamiento anómalo, que probablemente se deba a que las elevadas corrientes de fugas en estos niveles de irradiación impiden que el substrato se llegue a vaciar por completo, se podría mitigar haciendo las medidas a baja temperatura, pero por desgracia en el momento de escribir este trabajo todavía no disponemos del equipamiento necesario. Lo único que la figura 4.20 permite afirmar con seguridad es que en los dispositivos fabricados en silicio MCZ la tensión de vaciamiento completo sigue creciendo con la fluencia al menos hasta una fluencia de  $10^{16}$  p/cm<sup>2</sup>. Este mismo comportamiento se observa también en los detectores fabricados en silicio FZ y DOFZ e irradiados a las fluencias más altas. En consecuencia, hemos limitado el análisis del efecto de la irradiación en el dopaje efectivo hasta la fluencia de  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup>, la máxima que permite estimar  $V_{FD}$  con precisión suficiente en los tres tipos de substrato. En todos los casos, los valores de  $V_{FD}$  obtenidos se han corregido a 20° C según la expresión 3.12.

La figura 4.21 muestra los valores de la tensión de vaciamiento completo y el dopaje efectivo en función de la fluencia de protones para los dispositivos fabricados en los tres diferentes substratos. El dopaje efectivo se ha calculado a partir de  $V_{FD}$  mediante la ecuación 3.8. Para poder comparar los resultados obtenidos para diodos de espesores diferentes los valores de  $V_{FD}$  se dan normalizados para detectores de 280  $\mu\text{m}$  de espesor.

Como ya se observó en [5, 83], tanto en el silicio FZ estándar como en el oxigenado la variación de  $N_{eff}$  con la fluencia está dominada primero por la compensación o eliminación de los donadores originales, hasta que ambos substratos se invierten a una fluencia algo superior a  $3 \times 10^{13}$  protones/cm<sup>2</sup>. Más allá del punto de inversión, el cambio en  $N_{eff}$  está dominado por la generación de aceptores, y el parámetro que caracteriza el ritmo de introducción de la carga espacial negativa es  $\beta$ , que se puede extraer a partir de un ajuste lineal de  $N_{eff}$  en función de  $\Phi$ .

Por el contrario, los resultados de la caracterización del silicio MCZ mostrados en la figura 4.21 demuestran que este material no sufre inversión al menos hasta la fluencia de  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup>. Para fluencias inferiores a  $2 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> el efecto de la irradiación es igual al que se da en el silicio FZ y

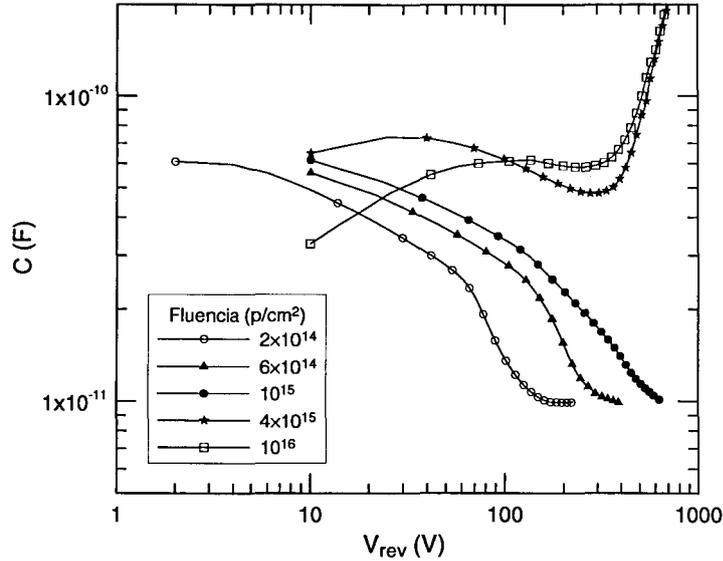


Figura 4.20: Curvas capacidad-tensión en inversa de diodos MCZ irradiados a distintas fluencias.

DOFZ: una eliminación o compensación de donadores que hace disminuir el dopaje efectivo. Sin embargo, para fluencias mayores que  $2 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> esta tendencia se invierte y pasa a predominar la introducción de donadores, lo que se pone de manifiesto en un nuevo aumento de  $N_{eff}$  y  $V_{FD}$ . Este comportamiento de los substratos MCZ frente a la irradiación con protones de 24 GeV ha sido reportado por diferentes investigadores en estudios recientes [27, 54, 95, 96] y se ha explicado por el mayor contenido en dímeros de oxígeno de este tipo de substratos, que favorecería la creación de complejos donadores con la radiación [96].

La variación del dopaje efectivo en el silicio MCZ para fluencias altas es lineal, y por tanto también se puede utilizar la pendiente de la variación de  $N_{eff}$  con la fluencia de protones para caracterizar el efecto de la irradiación. En la tabla 4.6 se muestra el valor de  $\beta$ , entendido como el ritmo de variación de  $N_{eff}$  con la fluencia, calculado para los tres substratos, así como su equivalente  $\beta_{eq}$  para la irradiación con neutrones de 1 MeV. El contenido en oxígeno de cada substrato se muestra también para facilitar la comparación. Los resultados mostrados confirman las conclusiones de los primeros estudios de resistencia a la radiación de estos dispositivos [5, 83], aún para dosis de irradiación casi dos órdenes de magnitud mayores: el proceso de oxigenación del substrato FZ disminuye el valor de  $\beta$ , o lo que es lo mismo, modera la tasa de introducción de aceptores profundos con la irradiación. En cuanto

#### 4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación

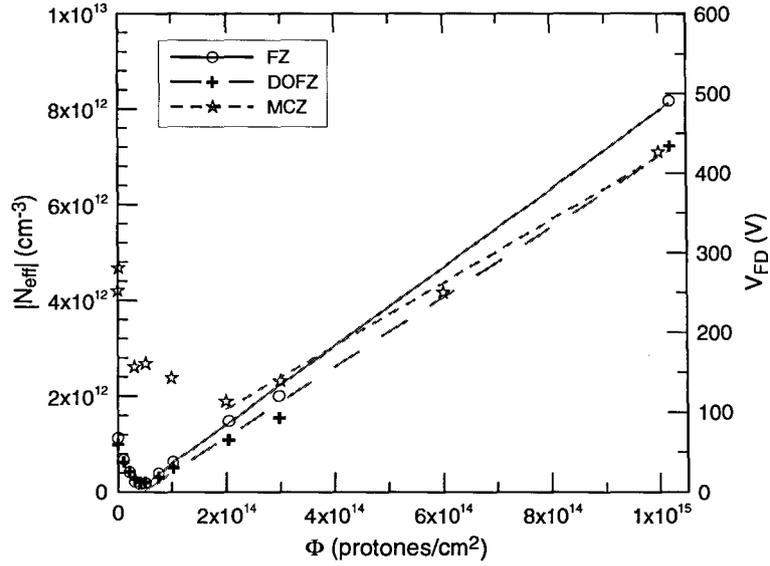


Figura 4.21: Tensión de vaciamiento completo y dopaje efectivo en función de la fluencia de protones y ajuste para la determinación del parámetro  $\beta$ , para diodos *pad* P-sobre-N fabricados en diferentes sustratos de silicio.  $V_{FD}$  está normalizado para detectores de  $280 \mu\text{m}$  de espesor

Substrato	[O] ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\beta$ ( $10^{-3} \cdot \text{cm}^{-1}$ )	$\beta_{eq}$ ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )
FZ	$(8.6 \pm 0.3) \times 10^{15}$	$8.2 \pm 0.2$	$13.2 \pm 0.3$
DOFZ	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{17}$	$7.3 \pm 0.3$	$11.9 \pm 0.4$
MCZ	$(4.6 \pm 0.2) \times 10^{17}$	$6.5 \pm 0.2$	$10.5 \pm 0.4$

Tabla 4.6: Tasa de variación del dopaje efectivo,  $\beta$  para la irradiación con protones de 24 GeV, y su equivalente para neutrones de 1 MeV, para el silicio FZ, DOFZ y MCZ

al sustrato MCZ, aun cuando su comportamiento es diferente ya que no sufre inversión, el ritmo de la variación del dopaje efectivo con la fluencia es el menor de los tres sustratos, lo que supone una gran ventaja de este material para su uso en entornos de alta radiación. El valor de  $\beta_{eq}$  obtenido está de acuerdo con lo reportado por otros grupos [54]

### 4.5.2. Variación de la corriente de fugas

Además de las variaciones del dopaje producidas por la introducción de estados aceptores o donadores, el daño por desplazamiento causado por la irradiación también se traduce en la creación de estados en el medio de la banda prohibida del silicio que actúan como centros de generación-recombinación. La manifestación macroscópica de este efecto es el aumento de la corriente de fugas en inversa debido a la generación de pares electrón/hueco en la región vaciada.

Si para la caracterización de un detector de radiación se polariza el anillo de guarda a la vez que el diodo central, el volumen activo del detector queda perfectamente definido por el área de la unión del diodo multiplicada por el espesor del sustrato. En estas condiciones el incremento de la corriente inversa medida en vaciamiento completo, con respecto a la del dispositivo sin irradiar, es proporcional al volumen sensible y a la fluencia, según la expresión (2.49).

La figura 4.22 es un ejemplo de cómo la corriente de fugas crece con la dosis de irradiación. En ella se muestran las curvas I-V de diodos *pad* fabricados sobre silicio MCZ e irradiados a diversas fluencias de protones de 24 GeV. Para que los resultados sean comparables con los de los sustratos FZ y DOFZ, antes de la caracterización todos los dispositivos se sometieron al recocido estándar de 4 minutos a 80° C, y las corrientes se muestran normalizadas a 20° C de acuerdo con la ecuación 3.7.

En la figura 4.23 se representa el incremento de la corriente de fugas inversa con la fluencia, por unidad de volumen y en el punto de tensión  $V_{FD}+20$  V, para detectores fabricados en los tres sustratos diferentes. Los resultados de los ajustes del parámetro  $\alpha$  obtenidos a partir de los datos se muestran en la tabla 4.7, donde se puede observar que  $\alpha$  es independiente del sustrato utilizado para la fabricación de los detectores. Este resultado ha sido confirmado repetidas veces por estudios realizados con sustratos de silicio con un amplio rango de concentraciones de impurezas y resistividades, y con distintas tecnologías de fabricación [21, 22, 41, 46, 47, 52, 53, 54]. Todos estos trabajos dan un valor de  $\alpha_{eq}$  en el intervalo  $(4-9)\times 10^{-17}$  A/cm. Tampoco se ha observado ningún tipo de dependencia con la fuente de irradiación, sean protones, neutrones o piones [21] Este comportamiento ha permitido asociar este tipo de daño por radiación con agrupaciones de defectos (*clusters*) cuya concentración es directamente proporcional a la dosis de radiación recibida y no se ve afectada por el tipo de material. Estos clusters actúan como centros de generación/recombinación en el silicio vaciado y hacen que aumente la corriente en inversa.

#### 4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación

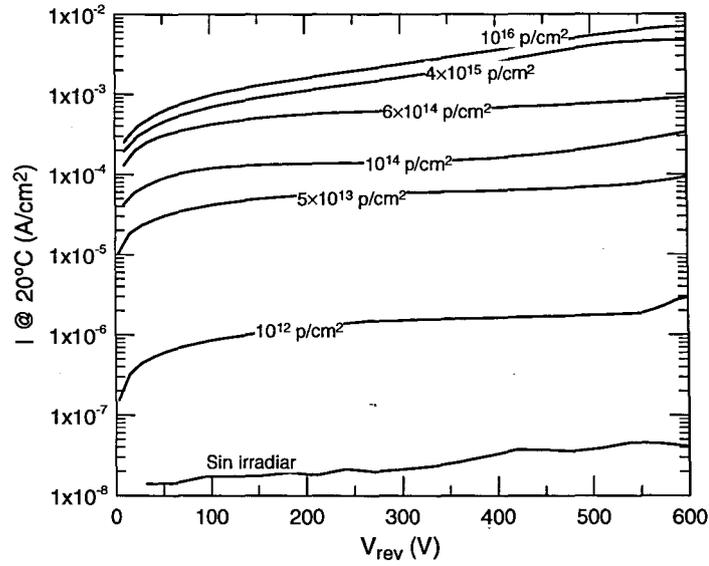


Figura 4.22: Curvas corriente-tensión en inversa para diodos *pad* P-sobre-N fabricados en silicio MCZ irradiados a diferentes fluencias de protones de 24 GeV

Substrato	$\alpha$ ( $10^{-17}$ A/cm)	$\alpha_{eq}$ ( $10^{-17}$ A/cm)
FZ	$2.66 \pm 0.02$	$4.29 \pm 0.03$
DOFZ	$2.68 \pm 0.02$	$4.32 \pm 0.03$
MCZ	$2.6 \pm 0.1$	$4.2 \pm 0.2$

Tabla 4.7: Tasa de variación de la corriente de fugas inversa para la irradiación con protones de 24 GeV del silicio FZ, DOFZ y MCZ

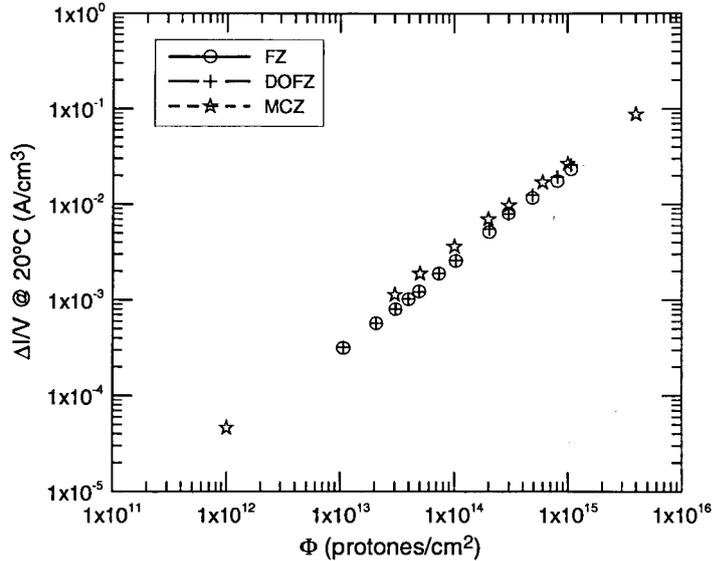


Figura 4.23: Incremento de la corriente de fugas inversa con la fluencia para diodos *pad* P-sobre-N fabricados en silicio FZ, DOFZ y MCZ e irradiados con protones de 24 GeV.

### 4.5.3. Comportamiento de *annealing*

Como se ha visto en la sección §2.5.2, los defectos introducidos en el silicio por la irradiación no son estables con el tiempo, sino que se observan efectos de *annealing* que afectan a la corriente de fugas, a los tiempos de atrapamiento de portadores y a la densidad de carga espacial.

Con el objetivo de estudiar la variación del dopaje efectivo con el tiempo de los detectores irradiados, éstos se sometieron a un recocido a 80° C, que supone un factor de aceleración para el *annealing* inverso de 7430 frente a la temperatura de 20° C [52]. Las fluencias de irradiación de los diodos estudiados son:  $3 \times 10^{13}$  protones/cm<sup>2</sup>, que como se vio en §4.5.1 está por debajo del punto de inversión del silicio FZ y DOFZ,  $2 \times 10^{14}$  y  $3 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup>, ambas por encima del punto de inversión de estos materiales. En el caso del nuevo material, el silicio MCZ, el estudio de *annealing* se hizo también para la fluencia de  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup>.

La figura 4.24 muestra la variación de la tensión de vaciamiento completo de los dispositivos en función del tiempo de recocido para las diferentes fluencias estudiadas. Para poder comparar detectores de espesores diferentes los valores de  $V_{FD}$  se han normalizado para muestras de 280  $\mu\text{m}$  de espesor. En la figura 4.24(a), en las curvas correspondientes a los dispositivos FZ y

#### 4.5. Caracterización eléctrica tras la irradiación

---

DOFZ irradiados a la fluencia más baja y no invertidos tras la irradiación,  $V_{FD}$  y  $|N_{eff}|$  inicialmente crecen hasta alcanzar un máximo a los 4 minutos de recocido, después disminuyen hasta un valor cercano a cero y vuelven a aumentar súbitamente, lo que indica que la carga espacial ha cambiado de signo y el sustrato se ha invertido, pasando del tipo N original al tipo P. En el caso de los dispositivos FZ y DOFZ ya invertidos por la irradiación la tendencia es la contraria, y en las figuras 4.24(b) y 4.24(c) se observa una fase inicial de recocido benéfico en la que el valor de  $V_{FD}$  disminuye, hasta que tras 4 minutos alcanza un mínimo plano tras el que vuelve a aumentar. El signo de la carga espacial no cambia en ningún momento, por lo que estos dispositivos continúan siendo de tipo P durante todo el tiempo de recocido, aunque cada vez con un dopaje más elevado. En cualquier caso la evolución con el tiempo de las características de los sustratos FZ y DOFZ se debe siempre a los mismos mecanismos físicos, que son dos procesos en competición con diferentes constantes de tiempo: una eliminación de aceptores que predomina a tiempos de recocido cortos y una creación de aceptores que se hace dominante a largo plazo [52]. La oxigenación del silicio lo hace más resistente a la radiación, y la ventaja del sustrato oxigenado frente al no oxigenado es más evidente al aumentar tanto el tiempo de recocido como la dosis de irradiación.

El comportamiento del silicio MCZ es más complejo y no se aprecia una tendencia clara, especialmente en los detectores irradiados a la fluencia máxima de  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup> en la figura 4.24(d), aunque este caso concreto puede deberse a errores en la determinación de  $V_{FD}$ . Sin embargo, este material no parece invertirse y conserva su dopaje tipo N independientemente de la dosis de irradiación y del tiempo de recocido, algo que también ha sido observado por otros grupos en condiciones experimentales similares [54, 95].

Para la fluencia más baja, inferior al punto de inversión, y recocidos cortos, los sustratos FZ y DOFZ mantienen su superioridad frente al silicio MCZ, ya que este sustrato parte con la desventaja inicial de un  $V_{FD}$  alto debido a su baja resistividad. No obstante, para fluencias mayores y recocidos largos el valor de  $V_{FD}$  de los dispositivos FZ y DOFZ alcanza valores inaceptablemente altos, siendo el sustrato MCZ claramente superior gracias a la mayor estabilidad de la tensión de vaciamiento completo con el tiempo.

La evolución del dopaje efectivo  $N_{eff}$  con el tiempo de recocido de los detectores se puede ver en la figura 4.25. El signo positivo corresponde a los sustratos tipo N, ya que tienen carga espacial positiva, y el negativo a los de tipo P. Se puede ver que el silicio MCZ no sufre inversión de tipo en ningún momento y los dispositivos mantienen el dopaje N original. También se comprueba que los detectores fabricados en silicio FZ y DOFZ no invertidos tras la irradiación se invierten con el tiempo y pasan a ser tipo P, mientras que los que ya estaban invertidos siguen estándolo, aumentando el valor absoluto del dopaje con el tiempo. La ventaja del sustrato FZ oxigenado sobre el estándar, y del MCZ sobre ambos, es más evidente en esta figura y confirma

Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

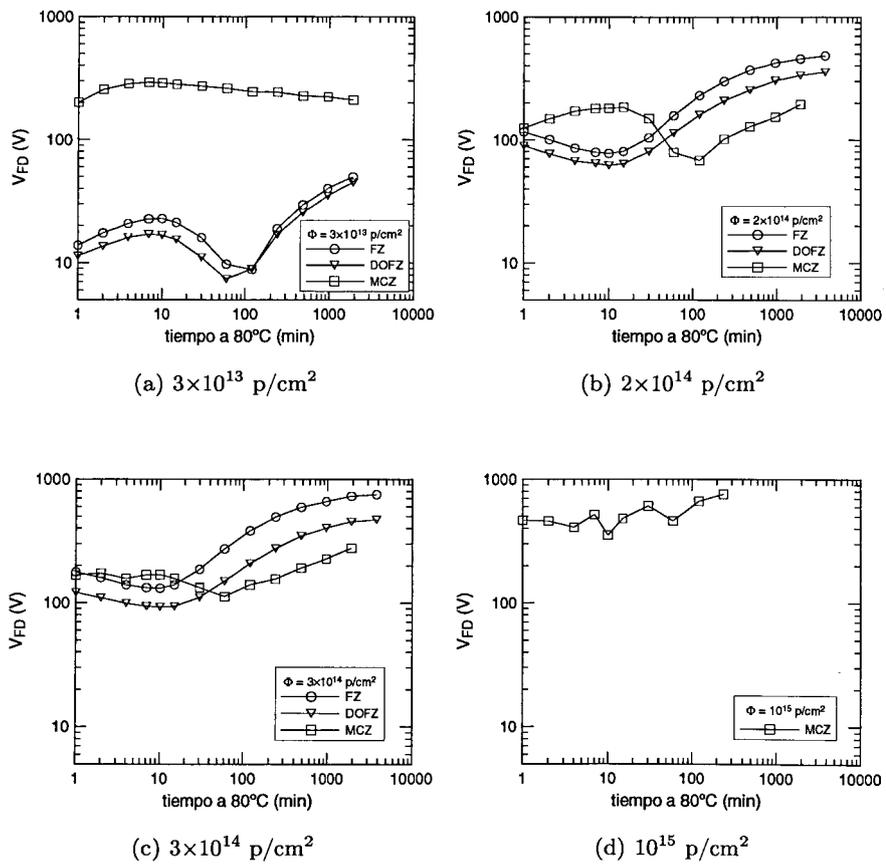


Figura 4.24: Tensión de de vaciamiento completo en función del tiempo de *annealing* a 80° C para cada fluencia de irradiación.  $V_{FD}$  normalizado para detectores de 280  $\mu\text{m}$  de espesor.

el efecto positivo de una elevada concentración de oxígeno intersticial en la resistencia a la radiación del silicio [22, 45, 81, 82, 83].

Finalmente, la figura 4.26 muestra los valores de la variación del dopaje efectivo en los dispositivos en función de la dosis de irradiación y del tiempo de recocido a 80° C. Esta variación se define como la diferencia entre  $N_{eff,0}$ , el dopaje original del silicio antes de la irradiación, y  $N_{eff}(\phi_{eq}, t(T))$ , el dopaje de las muestras irradiadas con una dosis  $\phi_{eq}$  tras un tiempo de recocido  $t$  a la temperatura  $T$ , es decir:

$$\Delta N_{eff}(\phi_{eq}, t(T)) = N_{eff,0} - N_{eff}(\phi_{eq}, t(T)) \quad (4.6)$$

Por tanto, el signo positivo de  $\Delta N_{eff}$  indica que se ha producido la introducción neta de aceptores en el sustrato, y el signo negativo la introducción de donadores. En la misma figura también se representa la variación de la tensión de vaciamiento completo de los dispositivos con respecto a su valor inicial, normalizada para detectores de 280  $\mu\text{m}$  de espesor.

Las curvas de  $\Delta N_{eff}$  en función del tiempo de recocido de los dispositivos fabricados sobre silicio FZ y DOFZ demuestran que para todas las fluencias y estados de recocido se ha producido un aumento de la concentración de aceptores en los sustratos con respecto a su valor original. El comportamiento con el tiempo de estas curvas se ajusta al predicho por el modelo de Hamburgo, que distingue tres componentes de  $\Delta N_{eff}$ : los términos de recocido corto, estable y largo. Los detalles del ajuste y los valores de los parámetros se pueden encontrar en [5].

El caso del sustrato MCZ es más complicado. La influencia del oxígeno intersticial en la reducción del ritmo de creación de aceptores es evidente, pero en el caso de la dosis más alta, e incluso para el resto de dosis con recocidos largos, se observa que la tendencia es una introducción neta de donadores. Este resultado, junto con la evolución del dopaje efectivo con la fluencia analizada en §4.5.1, parece confirmar la hipótesis reciente [96] del papel de los dímeros de oxígeno, más abundantes en el silicio MCZ, en la creación de complejos donadores capaces de compensar la carga espacial introducida por los defectos de tipo aceptor. Este nuevo factor hace que sea imposible ajustar las curvas de recocido del silicio MCZ al modelo de Hamburgo.

## 4.6. Conclusiones

En este capítulo se han presentado los resultados de la caracterización de los primeros diodos detectores de radiación fabricados en el IMB-CNM sobre silicio Czochralski magnético y el estudio de su respuesta a la radiación, comparándola con la de detectores de las mismas características fabricados sobre silicio *Float Zone* estándar y oxigenado. Los dispositivos utilizados en el estudio son diodos *pad* de estructura P-sobre-N con un anillo de guarda.

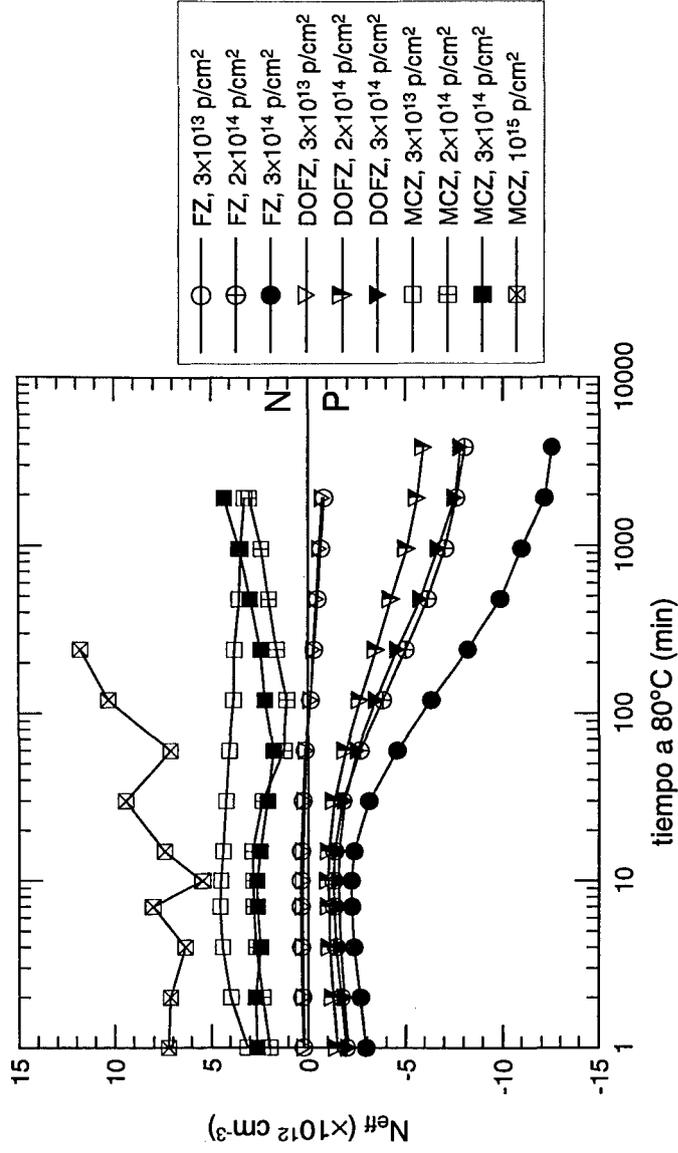


Figura 4.25: Dopaje efectivo en función del tiempo de *annealing* a  $80^\circ\text{C}$  para detectores *pad* P-sobre-N fabricados sobre substrato FZ, DOFZ o MCZ e irradiados a diferentes fluencias.

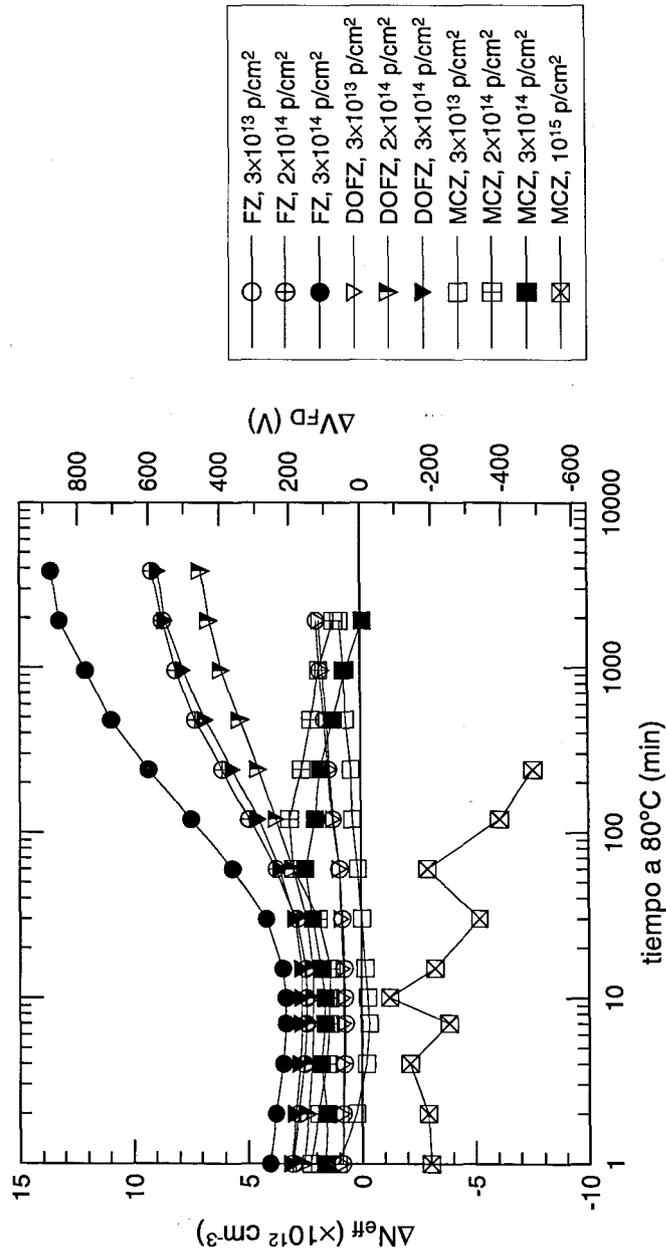


Figura 4.26: Diferencia del dopaje efectivo y de la tensión de vaciamiento completo respecto a los valores antes de la irradiación en función del tiempo de *annealing* a 80° C. El signo positivo indica una introducción neta de aceptores, y el negativo de donadores.  $V_{FD}$  normalizado para detectores de 280  $\mu\text{m}$  de espesor.

## Capítulo 4. Substratos de silicio para detectores de radiación

---

El comportamiento de los detectores MCZ antes de la irradiación es muy satisfactorio. Su tensión de vaciamiento completo es  $V_{FD} = 290$  V, relativamente elevada debido a la baja resistividad del substrato, pero las corrientes de fugas en estas condiciones de polarización son moderadas e incluso menores que la que presentan dispositivos de las mismas características fabricados en silicio DOFZ. Una desventaja del substrato MCZ es que la vida media de los portadores minoritarios es 0.6 veces menor que en los substratos FZ estándar y oxigenado, aunque todavía es adecuada para su uso en detectores de radiación y además podría mejorarse mediante un tratamiento de *gettering* de las obleas previo a la fabricación. Finalmente, se ha comprobado que el procesado de las obleas MCZ, con un elevado contenido en oxígeno, no modifica su dopaje, es decir, no genera una concentración apreciable de donadores térmicos. Todos estos resultados demuestran que el silicio MCZ es una opción adecuada para la fabricación de detectores de radiación.

La irradiación con protones de 24 GeV produce una variación del dopaje efectivo que en los substratos FZ y DOFZ está dominada primero por la compensación de los donadores originales hasta que ambos substratos se invierten a una fluencia algo mayor que  $3 \times 10^{13}$  p/cm<sup>2</sup>. A fluencias superiores al punto de inversión, el cambio en  $N_{eff}$  está dominado por la generación de aceptores. El comportamiento del material oxigenado es algo mejor ya que introducción de carga espacial negativa tras la inversión se produce más lentamente que en el caso del silicio FZ estándar. Por otro lado, los detectores fabricados en silicio MCZ no sufren inversión de tipo al menos hasta los  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup>, aunque sí un incremento continuo de su dopaje efectivo a fluencias altas. No obstante, la variación de  $N_{eff}$  es mucho más lenta para esta material, que presenta de lejos la mejor respuesta a altas dosis de radiación de los tres substratos estudiados. Los valores obtenidos de  $\beta_{eq}$ , la tasa de variación del dopaje efectivo con la fluencia de irradiación, son:  $(13.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$  cm<sup>-1</sup> para el silicio FZ,  $(11.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}$  cm<sup>-1</sup> para el DOFZ y  $(10.5 \pm 0.4) \times 10^{-3}$  cm<sup>-1</sup> para el MCZ. En el caso de dosis de radiación bajas, inferiores al punto de inversión, el silicio DOFZ mantiene su superioridad, ya que la baja resistividad de partida del material MCZ obliga a aplicar tensiones de polarización elevadas si se quiere que los detectores trabajen en condiciones de vaciamiento completo.

En cuanto al aumento de la corriente de fugas con la irradiación, relacionado con la creación de centros de generación-recombinación, se ha comprobado que existe una proporcionalidad directa entre la corriente por unidad de volumen y la dosis de protones. La constante de proporcionalidad,  $\alpha_{eq}$ , es la misma para los tres substratos estudiados y su valor es  $\alpha_{eq} = (4.3 \pm 0.3) \times 10^{-17}$  A/cm. Este resultado está de acuerdo con los obtenidos por otros grupos, lo que confirma que el valor de  $\alpha_{eq}$  es independiente de las características del silicio y de la tecnología de fabricación de los detectores.

En la evolución del dopaje efectivo con el tiempo a 80° C de los detectores

## 4.6. Conclusiones

---

FZ y DOFZ irradiados se observa una primera región de recocido beneficioso que dura unos pocos minutos y en la que predomina la eliminación de aceptores. A esta zona inicial sigue otra dominada por la generación de aceptores, con efectos adversos en el funcionamiento de los dispositivos, ya que hace que aumenten tanto  $|N_{eff}|$  como  $V_{FD}$  y causa la inversión de los detectores que no se habían invertido con la irradiación. La variación del dopaje efectivo con el tiempo es menor para el substrato oxigenado, cuya ventaja sobre el substrato estándar se hace más evidente al aumentar tanto la dosis de irradiación como el tiempo de recocido. Por su parte, los dispositivos fabricados en silicio MCZ no muestran ningún periodo de recocido beneficioso, aunque son mucho más estables con el tiempo, no sufren inversión y su ritmo de variación del dopaje es todavía menor que el del silicio DOFZ. Esta característica hace del silicio MCZ el material idóneo para experimentos que requieran periodos prolongados de almacenamiento o mantenimiento a temperatura ambiente.

Como conclusión, los resultados obtenidos en este estudio muestran que el silicio Czochralski es un material muy adecuado para la fabricación de detectores de radiación que hayan de operar en condiciones tan extremas como las del futuro sLHC, aunque sería necesario hacer un estudio del comportamiento de la eficiencia de colección de carga para confirmar su idoneidad.

