



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL SUR

Tesis de Doctor en Ingeniería

**Diseño e Implementación de Sistemas CCDs de Bajo
Ruido para la Detección de Antineutrinos
Provenientes de un Reactor Nuclear**

Guillermo Fernández Moroni

BAHÍA BLANCA

ARGENTINA

2015

Prefacio

Esta Tesis se presenta como parte de los requisitos para optar al grado Académico de Doctor en Ingeniería de la Universidad Nacional del Sur y no ha sido presentada previamente para la obtención de otro título en esta Universidad u otra. La misma contiene los resultados obtenidos en investigaciones llevadas a cabo en el Instituto de Investigaciones en Ingeniería Eléctrica “Alfredo Desages” (UNS-CONICET), durante el período comprendido entre el 1 de Abril de 2011 y el 30 de Octubre de 2015, bajo la dirección del Ing. Eduardo Paolini, Profesor Adjunto del Departamento de Ingeniería Eléctrica y de Computadoras de la Universidad Nacional del Sur; y la dirección del Dr. Juan Cruz Estrada Vigil, científico del Laboratorio *Fermi National Accelerator Laboratory*, Batavia, Estados Unidos.

Guillermo Fernández Moroni
Bahía Blanca, 2015.



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL SUR
Secretaría General de Posgrado y Educación Continua

La presente tesis ha sido aprobada el/...../....., mereciendo la calificación de(.....)

Resumen

Los dispositivos CCDs (por las siglas en inglés de Charge Coupled Devices) son aún hoy en día la tecnología líder para la toma de imágenes de baja distorsión y son ampliamente utilizados en aplicaciones de astronomía en el rango de la luz visible y en el infrarrojo cercano. En esta tesis se estudia y desarrolla su utilización para la detección de otras partículas diferentes a los fotones de luz, en particular para partículas con muy poca probabilidad de detección y muy poca deposición de energía logrando que esta nueva tecnología presente una ventaja respecto a detectores disponibles hoy en día. Los resultados de esta tesis son la base del desarrollo de una aplicación de un sistema de CCDs para la detección de neutrinos provenientes de un reactor nuclear.

Se estudian las características principales de los CCDs que los hacen aptos para esta novedosa aplicación, y se encuentra que la mayor limitante de su rendimiento es el ruido de lectura agregado por su etapa de salida. Se desarrolla una técnica para reducir su incidencia, y mejorar así la capacidad de detección.

A partir de estas características se analiza la capacidad de los CCD para detectar neutrinos provenientes de un reactor nuclear por medio de la interacción coherente entre el neutrino y los núcleos de los átomos de silicio.

Para optimizar la detección de eventos de este tipo en las imágenes de salida, se deriva un modelo matemático que estudia el mecanismo de generación de carga en el CCD y se desarrolla una técnica de calibración que permite obtener información de la profundidad a la que se produce la ionización

Estos resultados se plasmaron en el desarrollo de un prototipo instalado en la Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto, en Angra dos Reis, Brasil. Se muestran algunos resultados preliminares obtenidos con este prototipo, y se comentan las mejoras que se realizarán próximamente en este sistema.

Abstract

Charge Coupled Devices are still nowadays the best available technology for low distortion digital imaging applications and are extensively used for ground and space-based astronomy for visible light and near infrared. In this thesis, studies to extent its use to applications for the detection of particles different to light photons are presented, in particular for those particles having low probability of interaction and small deposition of energy for which this technology presents advantages over available detectors. These studies are the base for the development of a CCD system aiming the detection of low energy neutrinos coming out from a nuclear reactor.

The most important aspects of scientific CCDs for particle detection are revisited, and its main detection limitation produced by the readout noise added by the output amplifier of the device is explained. A technique to reduce the effect of this noise and to improve the detection performance is developed.

The main features of CCDs are then used to analyze the feasibility of detecting low energy neutrinos through their coherent scattering with nuclei. A mathematical model of the expected signal in the output images is obtained and a new technique for the calibration of the CCDs to obtained the depth of the interaction in the silicon is developed. This result is used to improve the detection performance of the system

The first CCD system prototype for this application is presented together with some details of its installation at Central Nuclear Almirante Alvaro Alberto in Angra dos Reis, Brazil, and some preliminary results are discussed.

Índice general

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| Resumen | v |
| Abstract | vii |
| 1. Introducción | 1 |
| Nomenclatura | 1 |
| 2. Charge Coupled Devices | 5 |
| 2.1. Introducción | 5 |
| 2.2. Estructura y operación general de los dispositivos CCDs | 5 |
| 2.3. CCDs científicos | 8 |
| 2.4. Arquitectura | 9 |
| 2.5. Acumulación de carga | 11 |
| 2.6. Lectura de carga | 14 |
| 2.6.1. Etapa de salida | 14 |
| 2.6.2. Operación de la etapa de salida | 17 |
| 2.6.3. Sistema de lectura | 17 |
| 2.7. Fuentes de error en el valor de carga medido | 19 |
| 2.7.1. Corriente oscura | 20 |
| 2.7.2. Ruido de transferencia | 24 |
| 2.7.3. Ruido de lectura | 25 |
| 2.8. <i>Binning</i> | 28 |
| 2.9. CCD tipo Skipper | 29 |
| 2.9.1. Prototipo | 29 |
| 2.9.2. Operación de lectura | 33 |
| 2.9.3. Sistema de lectura del CCD Skipper y ruido de lectura resultante | 35 |
| 2.9.4. Comparación de rendimiento de los sistemas DSI y Skipper frente al ruido de lectura | 37 |
| 2.9.5. Resultados Experimentales | 38 |

| | | |
|-----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.9.6. | Medición de ruido de lectura usando pixeles con carga | 41 |
| 2.9.7. | Análisis general de ruido | 45 |
| 2.10. | Conclusiones del capítulo | 47 |
| 3. | Detección de neutrinos usando CCDs | 49 |
| 3.1. | Introducción | 49 |
| 3.1.1. | Detección de neutrinos con CCDs | 49 |
| 3.2. | Interacción esperada entre neutrino y Silicio | 52 |
| 3.3. | Fuente de antineutrinos: reactor nuclear | 56 |
| 3.3.1. | Antineutrinos producidos por isótopos fisionables | 58 |
| 3.3.2. | Antineutrinos producidos por captura de neutrones en ^{238}U | 60 |
| 3.3.3. | Flujo y espectro total | 61 |
| 3.3.4. | Señal esperada en el CCD | 63 |
| 3.4. | Conclusiones del capítulo | 69 |
| 4. | Identificación de eventos de neutrinos | 71 |
| 4.1. | Introducción | 71 |
| 4.2. | Necesidad de una calibración en profundidad del detector | 72 |
| 4.3. | Modelado Matemático de los eventos de neutrinos | 74 |
| 4.3.1. | Generación de carga libre por neutrinos | 75 |
| 4.3.2. | Movimiento de las cargas libres en el sustrato del CCD | 76 |
| 4.3.3. | Colección de huecos libres | 81 |
| 4.3.4. | Lectura de los pixeles | 82 |
| 4.4. | Obtención de la curva difusión-profundidad | 85 |
| 4.4.1. | Técnica para la obtención de la relación profundidad-difusión de eventos puntuales | 85 |
| 4.4.2. | Distribución $G_Y(y)$ para rayos X | 86 |
| 4.4.3. | Distribución $\hat{g}_{\sigma_D}(\sigma_D)$ para rayos X | 88 |
| 4.5. | Experiencias de Laboratorio | 89 |
| 4.5.1. | Distribuciones de θ utilizadas ($g_{\Theta}(\theta)$) | 91 |
| 4.5.2. | Distribución $g_Y(y)$ para los rayos X usados | 94 |
| 4.6. | Curva profundidad-difusión | 100 |
| 4.7. | Variación al modelo propuesto | 101 |

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.8. Conclusiones del capítulo | 105 |
| 5. Condición de funcionamiento del sistema y resultados preliminares | 107 |
| 5.1. Introducción | 107 |
| 5.2. Características de funcionamiento esperadas del sistema CCD | 108 |
| 5.3. Resultados preliminares del primer prototipo | 110 |
| 5.4. Conclusión del capítulo | 115 |
| 6. Conclusiones y trabajos futuros | 117 |
| A. Descripción del sistema de CCDs | 119 |
| A.1. Introducción | 119 |
| A.2. Sistema completo | 119 |
| A.3. Sistema de enfriamiento | 123 |
| A.4. Sistema de vacío | 126 |
| A.5. Subsistema de monitoreo | 128 |
| A.6. Subsistema de CCDs y electrónica de lectura | 129 |
| A.6.1. CCDs utilizados | 129 |
| A.6.2. Electrónica de preamplificación | 130 |
| A.6.3. Equipo de lectura de los CCDs | 130 |
| A.7. Subsistema de blindaje | 133 |
| A.7.1. Neutrones cósmicos | 134 |
| A.7.2. Rayos gamma | 136 |
| A.7.3. Neutrones producidos por muones en el plomo | 138 |
| A.8. Instalación del sistema en la central nuclear | 138 |
| B. Información adicional | 141 |
| Bibliografía | 143 |

Capítulo 1

Introducción

La tecnología CCD tiene características de funcionamiento que permiten que, aún hoy en día, sea el dispositivo líder en toma de imágenes con baja distorsión en el espectro de luz visible. Dentro de estas características, se pueden resaltar el bajo umbral para la detección de señales débiles y el bajo nivel de ruido adicionado en el proceso de medición. Esto se debe a la poca incidencia de las mayores fuentes de error como son la corriente oscura, el alto rendimiento en la transferencia de carga y el bajo error de lectura. Estas cualidades también resultan atractivas para la detección de otras partículas diferentes a fotones, y en los últimos años, han sido motivación para el desarrollo de detectores basados en semiconductores en general. La principal limitante en estas nuevas aplicaciones se encuentra en la capacidad de aumentar la masa de activa de detección de dispositivos semiconductores conservando las características de baja distorsión, lo que permitiría ampliar su campo de utilización para partículas de difícil detección por su baja probabilidad de interacción con la materia. Por ejemplo, se puede mencionar el gran interés que estos avances posibilitan para la detección de materia oscura y neutrinos (Barreto et al., 2012; Xin et al., 2005a; Wong et al., 2007).

En particular, el uso extensivo del silicio como material semiconductor en las últimas décadas permite disponer de procesos de fabricación y calidad del material que permiten desarrollar dispositivos semiconductores de alto rendimiento. La tecnología CCD no es ajena a estas ventajas y hoy en día se pueden obtener dispositivos con un error en la detección de señales de aproximadamente 1.5 cargas ionizadas (Holland et al., 2003) (o 5 eV en energía equivalente de ionización necesaria por foton con longitud de onda de los rayos X), mientras que dispositivos desarrollados últimamente basados en germanio tienen un error en la detección de aproximadamente 1000 eV (Wong et al., 2007). Además, la necesidad proveniente de aplicaciones de astronomía de aumentar el espesor de los dispositivos CCDs a fin de aumentar su eficiencia cuántica de fotones en el infrarrojo cercano (Holland et al., 2003), ha permitido contar,

en la actualidad, con dispositivos con masas de detección moderada, de 1 a 6 gramos. El bajo error de detección y la disponibilidad de masas activas moderadas ha alentado su uso en la detección de partículas distintas de los fotones de la luz visible y de muy difícil detección como la materia oscura (Barreto et al., 2012; Tiffenberg, 2013; Chavarria et al., 2015).

Considerando las cualidades mencionadas, en esta tesis se introducen las bases para expandir el campo de aplicación de los dispositivos CCD para la detección de neutrinos de baja energía, en particular para aquellos generados por un reactor nuclear. La importancia de esta nueva aplicación reconoce tres orígenes: primero, la generación de una nueva tecnología en el campo de la detección de neutrinos de baja energía inclusive para fuentes diferentes a un reactor nuclear. Esta tecnología propondría una alternativa a las disponibles hoy en día basadas en la detección de neutrinos por interacción beta inversa (Abe et al., 2012; Ahn et al., 2012; An et al., 2014), las cuales necesitan de un gran volumen activo (del orden de varias toneladas), para contrarrestar la baja probabilidad de interacción. En cambio, la tecnología con CCDs podría medir dicha señal con una masa activa de cientos de gramos ya que basa su funcionamiento en la interacción coherente entre neutrino y núcleo de los átomos de silicio la cual tiene mayor probabilidad de ocurrencia pero requiere de detectores de muy bajo umbral de detección. El tamaño moderado del sistema de detección basado en CCDs permitiría una más fácil incorporación por parte de instituciones científicas.

Otro de los aspectos importantes supondría la detección de la interacción coherente neutrino-núcleo por sí misma. Esta ha sido postulada como una interacción dentro del modelo estándar pero no ha sido observada todavía debido al bajo umbral necesario para medirla. La constatación de las predicciones teóricas tienen una incidencia importante en varias áreas de la física; por ejemplo para el estudio de las supernovas las cuales liberan el 99 % de su energía en forma de neutrinos, y por lo tanto supondría de gran relevancia en los cálculos de transporte de energía. Además, se sabe que la interacción coherente producida por los neutrinos generados por el sol, en la atmósfera y en supernovas serán los eventos espurios que tendrán que afrontar la mayoría de los experimentos de materia oscura en funcionamiento y en construcción en las próximas décadas. Por estas razones es que la detección de la interacción coherente entre neutrino y núcleo es una prioridad para la física de partículas y fue incorporada al plan

estratégico para los próximos diez años de la comunidad científica de altas energías en Estados Unidos de América (Ritz et al., 2014). También, un sistema de esta características permite la comprobación de otras propiedades más exóticas postuladas para neutrinos como el momento magnético de los neutrinos, neutrinos estériles, etc. (Harnik et al., 2012), las cuales forman parte del plan estratégico desarrollado por la comunidad científica de neutrinos en Estados Unidos de América (Adams et al., 2015).

Por último, algunos autores destacan la importancia de detectores de neutrinos para el monitoreo de reactores nucleares (Christensen et al., 2014).

Para el análisis de la construcción de un detector para cualquier tipo de partícula se debe tener en cuenta que la señal a detectar tiene que ser estadísticamente significativa respecto a la variabilidad de posibles señales espurias con las mismas características. De esta forma se puede utilizar una prueba de hipótesis estadística para justificar cualquier exceso observable por sobre la señal de eventos espurios. Es importante destacar que la señal a detectar solo tiene que ser mayor a la variabilidad de la señal espuria, y no mayor a la señal. El desarrollo de esta tesis está basada en este concepto: para desarrollar un nuevo sistema de detección de neutrinos usando CCDs se requiere estudiar la señal esperada (número de eventos de neutrinos para un dado intervalo de tiempo) junto con el número de eventos espurios detectados, y además estudiar diferentes alternativas que permitan aumentar la relación entre los eventos de neutrinos sobre la variabilidad de eventos espurios. Dentro de estos eventos espurios podemos citar aquellos ficticios generados por las fuentes de error del mismo CCD y aquellos producidos por otras partículas que dejan en el detector señales similares a los eventos de neutrinos. Estos tres aspectos son abarcados en la tesis en conjunto con diferentes técnicas que permiten mejorar el rendimiento del sistema.

En el capítulo 2 se presenta una descripción general de los dispositivos CCDs haciendo hincapié en CCDs científicos los cuales están optimizados para aplicaciones de astronomía y son los utilizados para el sistema propuesto. En este capítulo también se explican las fuentes de error de las mediciones que generan eventos espurios, y por último se desarrolla una nueva técnica para reducir la incidencia de estos errores. Esta parte es una extensión de los resultados publicados en (Fernandez Moroni et al., 2012; Fernandez Moroni et al., 2011a; Cancelo et al., 2012). En el capítulo 3 se explica la

señal de neutrinos esperada en los detectores, el cual representa un desarrollo más completo que lo publicado en (Fernandez Moroni et al., 2015a). El capítulo 4 explica en detalle la conformación de los eventos de neutrinos esperada en las imágenes de salida de los detectores y cómo pueden utilizarse estas características para su tasa de detección respecto a eventos espurios producidos por otras partículas. Este capítulo representa un análisis más detallado que el presentado en las publicaciones (Estrada et al., 2011; Fernandez Moroni et al., 2013a; Fernandez Moroni et al., 2015b). En el Apéndice A se detallan las características más importantes del primer prototipo fabricado junto con detalles de su instalación y armado en una central nuclear en Brasil. Parte de la estructura del sistema está basada en lo publicado en (Fernandez Moroni et al., 2013a). Resultados preliminares obtenidos con este primer prototipo se muestran en el capítulo 5 y se los vincula con las predicciones teóricas previamente estudiadas. En el capítulo 6 se expresan las conclusiones de esta investigación y se mencionan los trabajos futuros propuestos a partir de esta. Por último, en el Apéndice B se agregan contenidos adicionales de las investigaciones realizadas como parte de esta tesis.

Capítulo 2

Charge Coupled Devices

2.1. Introducción

Los CCDs (por las siglas en inglés de *Charge Coupled Devices*) fueron inicialmente inventados como dispositivos de memoria donde la cantidad que expresaba un bit de información era la carga almacenada en cada uno de los pixeles. Cada pixel se comporta como un capacitor MOS (Metal Oxide Semiconductor) en cuya región de vaciamiento se almacena el paquete de carga. Los capacitores se construyen muy cerca unos de otros de forma de posibilitar el movimiento de carga entre sí, lo que permite leer la información de cada uno secuencialmente por un único punto de lectura. Originalmente, cuando eran usados como dispositivos de memoria, la carga se inyectaba en cada celda por el mismo nodo de lectura u ópticamente en los pixeles. Su fácil estructura y el hecho de que toda la carga pueda leerse por un mismo amplificador, lo que reduce diferencias entre pixeles, permitieron que rápidamente se utilizaran como dispositivos de toma de imágenes digitales de baja distorsión.

Este capítulo introduce el funcionamiento y los aspectos más importantes de los dispositivos CCD. Se explican las principales características que motivan su uso como detectores de partículas y la limitación de detección que presentan para esta aplicación. Además se presenta un detector alternativo, llamado CCD tipo Skipper, que permite reducir considerablemente esta limitación.

2.2. Estructura y operación general de los dispositivos CCDs

Una analogía interesante para mostrar la operación de los detectores fue propuesta por J. Kristian y M. Blouke (Janesick, 2001), la cual representa con la recolección de

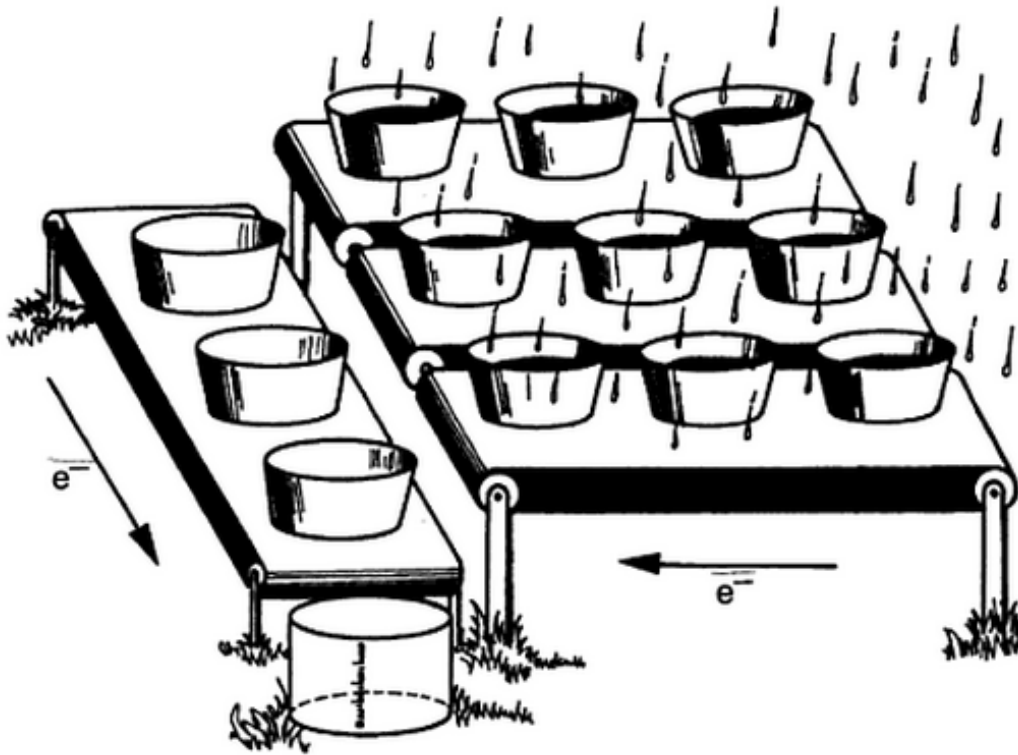


Figura 2.1: Analogía del pluviómetro para mostrar la operación de los dispositivos CCDs. Figura tomada de (Janesick, 2001).

agua de lluvia en recipientes colocados en una cinta transportadora a la recolección de fotones y transporte de la carga en cada pixel del CCD. La figura 2.1 muestra la representación del “pluviómetro”. El contenido de cada recipiente es trasladado hasta un único medidor de líquido por filas, hasta una columna que desplaza los contenidos al medidor, similar a la operatoria de los CCDs donde la carga acumulada por todos los pixeles se mide por un único amplificador de salida.

Hay varias formas de ubicar capacitores MOS de manera de formar un arreglo donde pueda transportarse la carga. La forma más sencilla es la desarrollada por Boyle y Smith en su primer CCD (Janesick, 2001), donde cada pixel consta de tres compuertas, y las compuertas similares de diferentes pixeles están eléctricamente conectadas. Cada una de estas tres compuertas se conecta a una señal de reloj diferente que se activan secuencialmente para mover la carga en una dirección del arreglo. En la figura 2.2 se muestran los componentes más importantes del dispositivo. El área de silicio se particiona en registros verticales usando “barreras” de canal (*channel stop*), que terminan en un registro horizontal. Las fases verticales del arreglo están formadas

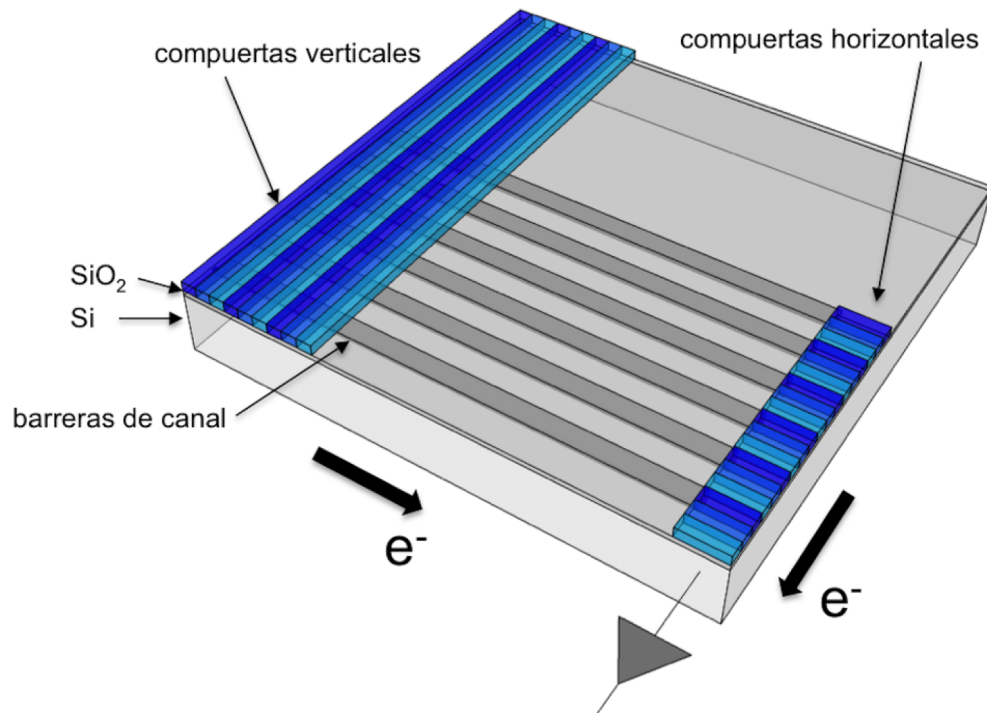


Figura 2.2: Componentes principales que componen un CCD de tres fases (Janesick, 2001).

por electrodos conductores con orientación perpendicular a los *channel stop*. El área delimitada por dos *channel stops* y tres compuertas conforman un pixel del arreglo, los cuales suelen ser diseñados con forma cuadrada. Las fases equivalentes de todos los pixeles están conectadas entre sí; de esta forma solo se necesitan tres relojes externos para su funcionamiento. La carga se mueve primero por los registros verticales hacia el registro horizontal y luego por éste hacia el amplificador de salida.

La figura 2.3 representa la operación para acumular y transferir cargas en los pixeles. En particular se muestra la secuencia del movimiento de electrones para tres pixeles en uno de los registros verticales del arreglo. En el instante t_1 la fase ϕ_2 y ϕ_3 tienen un nivel bajo mientras ϕ_1 tiene un nivel alto, haciendo que el CCD se encuentre en un estado de acumulación. En este período los fotones y partículas que interactúan con el volumen de silicio producen pares hueco-electrón que son colectados por los pixeles. Aunque esta descripción se refiere a CCDs fabricados para la colección de electrones, el funcionamiento es similar para CCDs que colectan huecos utilizando polaridades invertidas en las señales de control. Para ambos casos la carga acumulada

suele medirse en electrones. Las fases ϕ_2 y ϕ_3 proveen las barreras de potencial para que la carga acumulada quede contenida en cada pixel. En el instante t_2 se inicia el proceso de lectura del detector. La fase ϕ_2 cambia a nivel alto lo que produce que la carga acumulada se comparta entre las fases ϕ_1 y ϕ_2 . En el instante t_3 se baja la fase ϕ_1 de forma que toda la carga es transferida al volumen limitado por el electrodo de la fase ϕ_2 . Luego, en t_4 se sube la fase ϕ_3 tal que la carga queda compartida entre las compuertas de la fase ϕ_2 y ϕ_3 . En t_5 la fase ϕ_2 cambia a un nivel bajo haciendo que toda la carga quede acumulada en debajo de la compuerta de la fase ϕ_3 . El ciclo se completa luego en t_6 , cuando la fase ϕ_1 cambia a un valor alto de forma que la carga se transfiere a la compuerta de la fase ϕ_1 del próximo pixel. Luego de un ciclo completo, el paquete de carga se encuentra acumulado nuevamente debajo de la fase ϕ_1 , pero del pixel siguiente. La operación se repite hasta leer toda la carga acumulada del detector.

El registro horizontal también está formado por tres fases por pixel con un temporizado similar de las fases. La única diferencia radica en la velocidad de transferencia en una y otra dirección, ya que por cada movimiento en los registros verticales se necesita desplazar completamente el registro horizontal hacia el amplificador de salida.

2.3. CCDs científicos

Los CCDs científicos son dispositivos diseñados y fabricados con el fin de minimizar cualquier fuente de distorsión que disminuya la calidad de las imágenes tomadas. La mayoría de estos CCDs se utilizan en astronomía y por consiguiente tanto sus cualidades ópticas como eléctricas se optimizan para un mejor desempeño. En esta tesis se estudia la posibilidad de extender su uso a la detección de partículas diferentes a un fotón. Para este tipo de aplicaciones las características ópticas no son preponderantes y solo las propiedades eléctricas son interesantes para cuantificar su desempeño.

En particular, para las aplicaciones presentadas en esta tesis se utilizaron CCDs científicos diseñados en Lawrence Berkeley National Laboratory (Holland et al., 2003) y fabricados en la compañía Teledyne DALSA, los cuales fueron caracterizados posteriormente en Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab). Las características

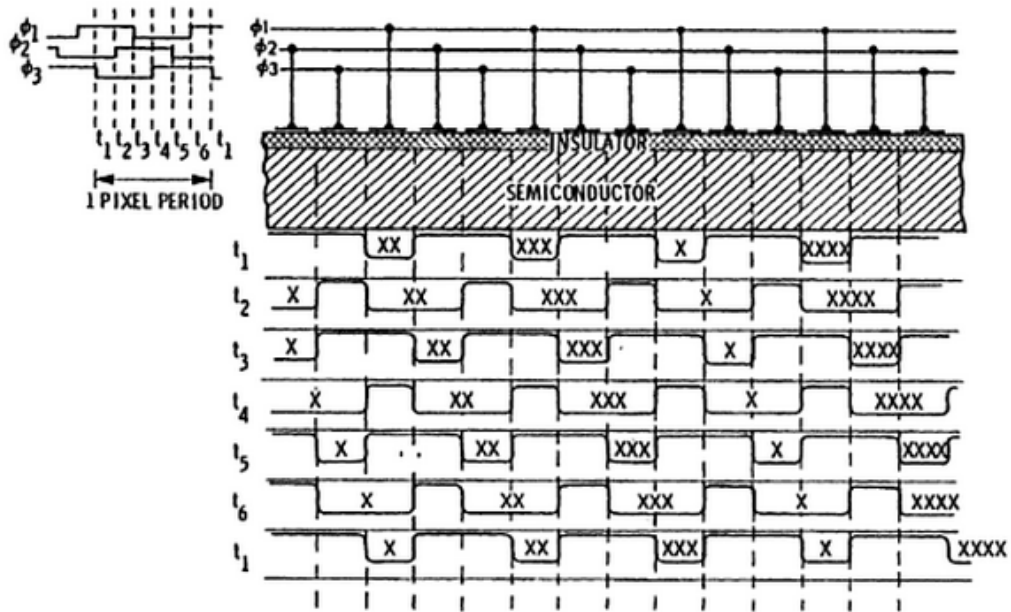


Figura 2.3: Acumulación y transferencia de carga entre píxeles para un CCD de tres fases (Janesick, 2001).

más atractivos de estos detectores fueron: el bajo ruido del amplificador de salida, baja generación de carga espuria y alta eficiencia de transferencia de carga, cualidades que disminuyen el error en el valor de los píxeles en las imágenes de salida; y su diseño y fabricación para obtener espesores de entre 250 y 650 μm , característica que aumenta la detección de fotones en el infrarrojo cercano en aplicaciones de astronomía, pero que también permite obtener dispositivos con mayor volumen y por consiguiente mayor eficiencia en la detección de otras partículas. A continuación se describen en forma genérica las características más importantes de los CCDs científicos para aplicaciones de detección de partículas y se detallan aspectos cuantitativos de estos CCDs.

2.4. Arquitectura

Hay varias maneras de diseñar un píxel del CCD para potenciar ciertas características deseables en el detector. Más información sobre algunas de las estructuras utilizadas pueden encontrarse en (Janesick, 2001). Los píxeles de los CCDs científicos utilizados fueron diseñados con estructuras de tres fases (figura 2.4). En particular se

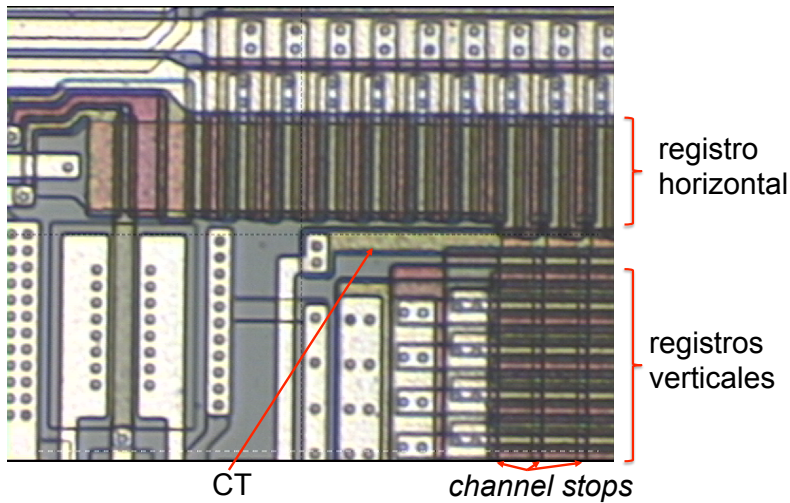


Figura 2.4: Fotografía de microscopio de los registros verticales y horizontales de los CCDs utilizados.

muestra la transición de los registros verticales con el registro horizontal del detector, junto con la etapa de salida encargada de la lectura de los paquetes de carga. En ambos registros (vertical y horizontal) se observa la estructura de 3 fases que delimitan el píxel. También se aprecian los *channel stop* y canales de carga de los registros verticales. Existe una compuerta adicional entre ambos registros, la compuerta de transferencia (CT), que toma valor bajo cuando se quiere transferir la carga del último píxel de los registros verticales al registro horizontal. El resto del tiempo permanece en un valor alto para proveer de barrera de potencial lateral cuando se transfiere la carga por el registro horizontal.

En este diseño los píxeles en los registros verticales tienen dimensiones de $15\ \mu\text{m}$ por $15\ \mu\text{m}$. El espesor de estos dispositivos puede ir entre 250 y $650\ \mu\text{m}$. Todo el volumen de silicio correspondiente a los registros verticales, horizontales y la etapa de salida del detector se encuentran en modo de vaciamiento en operación normal, evitando de esta forma la recombinación de la carga generada.

El registro horizontal cuenta con algunos píxeles adicionales más allá de la dimensión del arreglo vertical que permite llevar la carga hasta la etapa de lectura, denominados “píxeles de pre escaneo”. Dentro de la etapa de lectura se observan algunas compuertas adicionales que ayudan a mover la carga en la operación de lectura. Su comportamiento se estudia más adelante.

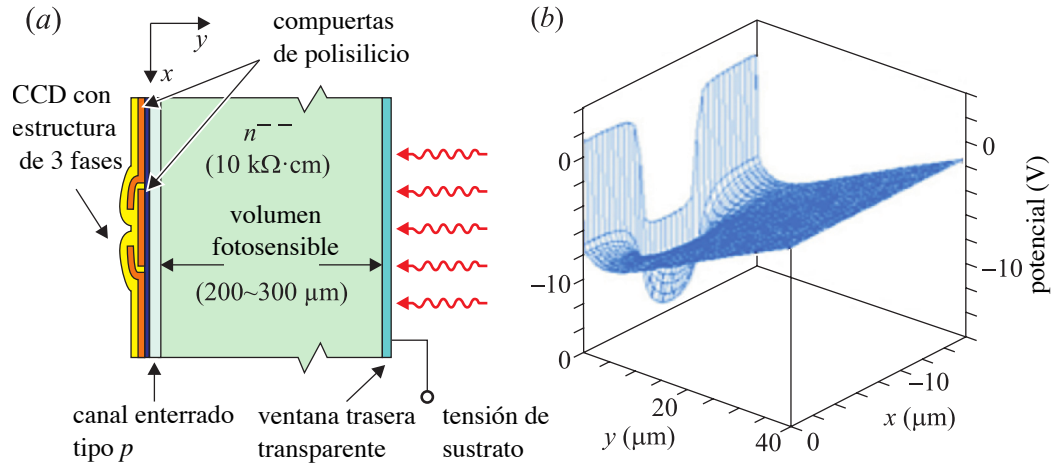


Figura 2.5: Sección transversal de un pixel de los CCDs utilizados. También se muestra una simulación 2D de del potencial eléctrico cerca de las compuertas del pixel (Oluseyi et al., 2004).

2.5. Acumulación de carga

La figura 2.5(a) muestra como es la sección transversal de un pixel de los CCDs utilizados. El pixel está formado por tres compuertas aisladas del silicio, el que está dopado para formar una juntura p-n. Este tipo de estructura se conoce como CCD de “canal enterrado” debido a que el pozo de potencial que acumula la carga se genera a cierta profundidad dentro del silicio como se muestra en la simulación del potencial 2D en la figura 2.5(b). La separación de la carga de la interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$ es una característica deseable ya que en ésta se generan trampas de energía que pueden capturar cargas, lo que distorsiona la señal acumulada y genera ineficiencias en la transferencia entre pixeles.

Para comprender el mecanismo de recolección de carga por el pixel se necesita conocer la electrostática dentro de su volumen. Para ello se estudia la distribución del campo y potencial eléctrico en una dimensión como función de la profundidad del pixel. Como referencia se utiliza la estructura de la figura 2.6 donde la variable y mide la profundidad dentro del silicio. En funcionamiento normal, todo el silicio del pixel se encuentra en vaciamiento gracias a la tensión de sustrato V_{SUB} aplicada. De esta manera, para un pixel vacío, la distribución de carga $\rho(y)$ en la estructura está dada por las cargas fijas de las impurezas en el silicio. Esto es

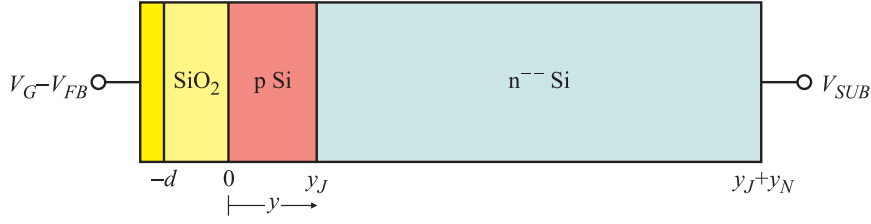


Figura 2.6: Estructura de referencia para el análisis electrostático de un píxel.

$$\rho(y) = \begin{cases} 0, & \text{si } -d < y < 0 \\ \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}}, & \text{si } 0 < y < y_J \\ -\frac{qN_D}{\epsilon_{Si}}, & \text{si } y_J < y < y_J + y_N \end{cases} \quad (2.1)$$

donde y_J es la profundidad de la juntura p-n (aproximadamente $1 \mu\text{m}$), $y_N + y_J$ es la profundidad total del píxel (la cual es mayor a $200 \mu\text{m}$), N_A es la densidad de impurezas en el lado p (con valor típico de $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), N_D es la densidad de impurezas en el lado n (con valor típico de $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), y ϵ_{Si} es la permitividad del silicio. Para obtener el campo eléctrico consideramos su continuidad en las posiciones $y = 0$ e $y = y_J$.

$$E(y) = \begin{cases} E_{SiO_2} \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}, & \text{si } -d < y < 0 \\ E_{SiO_2} \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}} + \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} y, & \text{si } 0 < y < y_J \\ E(y_J) - \frac{qN_D}{\epsilon_{Si}} (y - y_J), & \text{si } y_J < y < y_J + y_N \end{cases} \quad (2.2)$$

donde ϵ_{SiO_2} es la permitividad del óxido de silicio, E_{SiO_2} es el campo eléctrico constante en el óxido de silicio reflejado en el silicio. Si ahora se calcula el potencial eléctrico $V(y)$ a partir del campo eléctrico considerando las condiciones de borde $V(-d) = V_G - V_{FB}$ donde V_{FB} es el voltaje de banda plana en el óxido, y $V(y_J + y_N) = V_{SUB}$, se obtiene:

$$V(y) = \begin{cases} V_G + V_{FB} - E_{SiO_2}(y + d), & \text{si } -d < y < 0 \\ -E_{SiO_2}y + \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} y^2 + V(0), & \text{si } 0 < y < y_J \\ E(y_J)(y - y_j) - \frac{qN_D}{\epsilon_{Si}} (y - y_J)^2 + V(y_J), & \text{si } y_J < y < y_J + y_N. \end{cases} \quad (2.3)$$

Usando las ecuaciones (2.2) y (2.3) se puede encontrar una expresión para el campo eléctrico en el óxido en función de los parámetros de la estructura y que permita obtener el resto de las variables intermedias en las mismas ecuaciones:

$$E_{SiO_2} = V_G + V_{FB} - V_{SUB} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} y_J^2 - \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} y_J y_N - \frac{qN_D}{2\epsilon_{Si}} y_N^2. \quad (2.4)$$

Dado el alto dopaje en la región p comparado con la región n, las líneas de campo que terminan en la región n solo provienen de una pequeña fracción de la región p, esto es

$$qN_A(y_J - y_{min}) = qN_D y_N, \quad (2.5)$$

donde y_{min} será el punto donde está el mínimo potencial. Usando este resultado, se puede reescribir el potencial en la región p de la ecuación (2.3) como

$$V(y) = -\frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}}(y - y_{min})^2 + V_{min}, \quad y_J < y < y_J + y_N, \quad (2.6)$$

donde V_{min} es el valor de mínimo potencial e y_{min} queda definido como

$$y_{min} = \frac{E_{SiO_2}\epsilon_{Si}}{qN_A}. \quad (2.7)$$

Considerando que para los CCDs bajo análisis, se cumple que $y_N \gg y_J + (\epsilon_{Si}/\epsilon_{SiO_2})d$ y $N_A \gg N_D$, y utilizando las ecuaciones (2.7) y (2.4) se obtiene

$$y_{min} = -y_J - \frac{N_D}{2N_A}y_N^2 + \frac{\epsilon_{Si}}{qN_A y_N}(V_G - V_{FB} - V_{SUB}), \quad (2.8)$$

lo que muestra que el mínimo potencial se encuentra cercano a la junta y que efectivamente la carga colectada estará separada de la interfaz silicio-oxido de silicio. Además se puede calcular el potencial en la junta que será aproximadamente el potencial disponible en el pozo de potencial. Evaluando la ecuación (2.3) en y_J y despejando $V(y_J)$, y reemplazando el resultado de la ecuación (2.4) y utilizando las aproximaciones, se obtiene que

$$V(y_J) = V_G - V_{FB} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}}y_J^2\left(1 + \frac{2\epsilon_{Si}d}{\epsilon_{SiO_2}y_j}\right) \quad (2.9)$$

que muestra que el mínimo potencial no depende de la tensión de sustrato aplicada (asumiendo que el pixel se encuentra en régimen de vaciamiento) y que sí depende de la tensión de compuerta aplicada, característica fundamental para lograr la transferencia de carga entre pixeles utilizando una secuencia de tensiones aplicadas en las compuertas.

La figura 2.7 muestra la curvas de campo y potencial eléctrico para dos tensiones de sustrato. Estas figuras fueron tomadas de publicaciones de los mismos fabricantes (Holland et al., 2003). Se muestra el resultado de los cálculos analíticos junto con resultados de simulaciones, las cuales permiten evaluar un escenario más realista como

sería por ejemplo el perfil de deposición de las impurezas. Las curvas de potencial analíticas ajustan satisfactoriamente aquellas producidas por la simulación. Se observan discrepancias a la izquierda del pozo de potencial que pueden ser atribuidas a la hipótesis de la uniformidad de la densidad de impurezas en la región p. Más detalles sobre la electrostática de CCDs de canal enterrado pueden encontrarse en (Holland et al., 2003) y (Janesick, 2001).

2.6. Lectura de carga

En los CCDs científicos la lectura de la carga acumulada por cada pixel es crítica ya que la técnica empleada define el ruido de lectura asociado a esta medición. Este ruido es la principal fuente de error en el valor obtenido del pixel y por lo tanto es el parámetro que limita su capacidad de detección. En esta sección se detalla el mecanismo de lectura y se estudia un modelo matemático que permite cuantificar este error de lectura.

2.6.1. Etapa de salida

La configuración típica de la etapa de salida de los dispositivos CCDs bajo análisis se muestra en la figura 2.8. Está formada por un transistor de salida (TS) que mide la señal de carga depositada en el nodo de sensado (NS) a través de una conexión directa de la compuerta del TS al canal del registro horizontal. El TS es un transistor FET de vaciamiento y se encuentra polarizado por una resistencia externa como un amplificador seguidor de fuente. La figura 2.9 muestra el diagrama de conexiones. El NS se encuentra delimitado por las compuertas de salida (CS) y la compuerta del transistor de reset (TR), el cual se lleva a conducción para eliminar la carga una vez que fue leída. Esta etapa utiliza una compuerta adicional llamada compuerta de adición (CA) que permite desplazar la carga de la última fase del registro horizontal (H3) al NS.

La configuración más utilizada, conocida como difusión flotante, conecta conductivamente el TS al canal del registro, maximiza el cambio de tensión generado en la

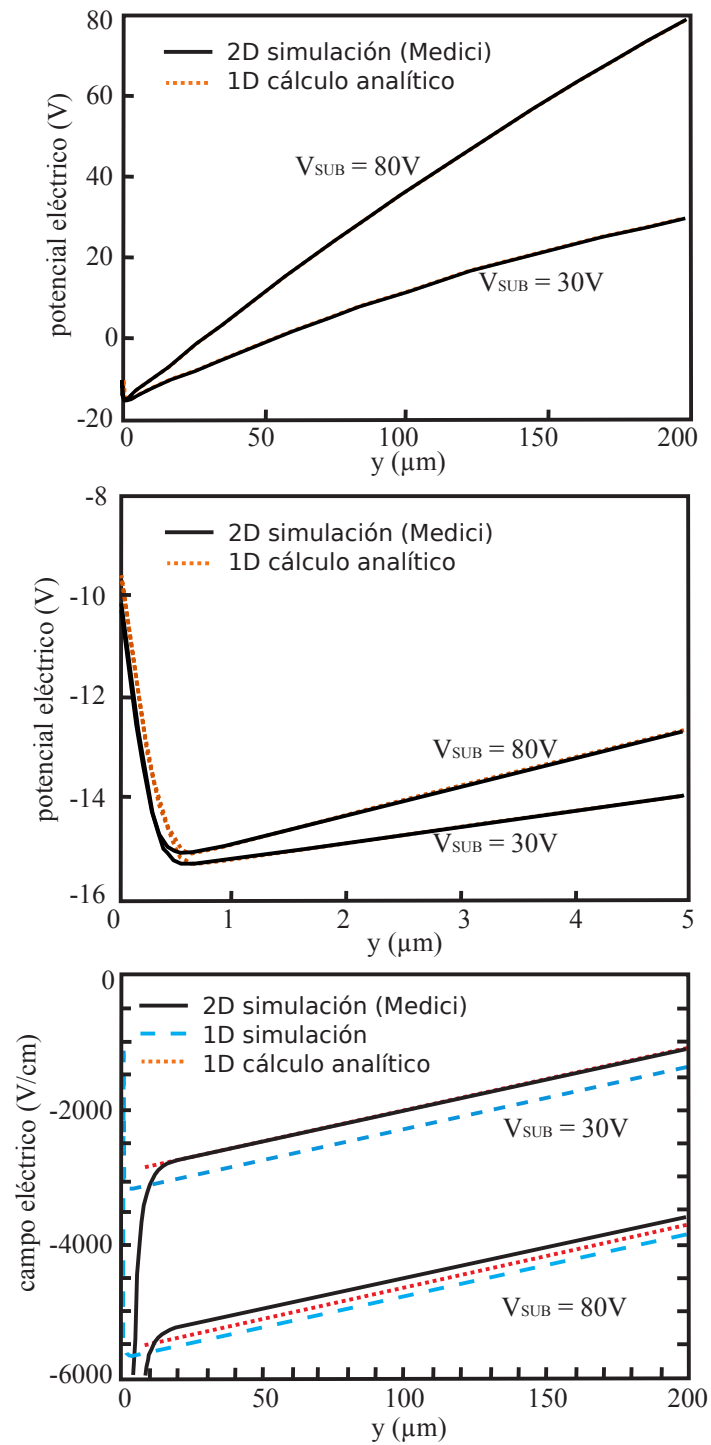


Figura 2.7: Potencial el3ctrico (a,b) y campo el3ctrico (c) de los CCDs bajo estudio (Holland et al., 2003).

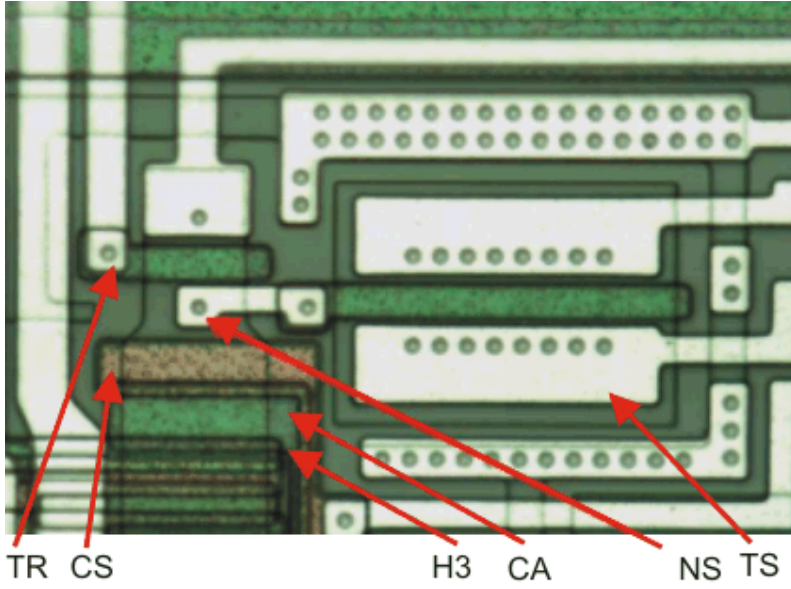


Figura 2.8: Fotografía de microscopio de los registros verticales y horizontales de los CCDs utilizados bajo estudio.

compuerta de TS por la carga depositada en el NS. El otro tipo de conexionado utilizado es usando una compuerta sobre el canal acoplada capacitivamente al registro horizontal. La sensibilidad del NS en difusión flotante puede obtenerse a partir de sus capacidades parásitas. Cuando un paquete de carga ΔQ se transfiere al nodo de difusión flotante, se produce un cambio en el potencial eléctrico del nodo

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C_J + C_{\text{PFD}} + C_{\text{IN}}}, \quad (2.10)$$

donde $C = C_J + C_{\text{PFD}} + C_{\text{IN}}$ es la capacitancia total entre el nodo y tierra, compuesta por: la capacidad de juntura entre la difusión flotante y el sustrato (C_J), la capacidad parásita del nodo (C_{PFD}), y la capacidad del amplificador de salida (C_{IN}) que incluye las contribuciones del seguidor de fuente y del transistor de reset. Para evitar que el ruido del amplificador de salida enmascare la señal medida ΔV , C debe ser minimizado en el diseño. Los fabricantes de los CCDs reportan una sensibilidad de $3.5\mu\text{V}/e^-$ (Holland et al., 2003). Este error en la medición de la carga debido al ruido del amplificador de salida se conoce como ruido de lectura (RL) del CCD y es la fuente de error que hoy en día limita el desempeño de estos detectores (Janesick, 2001). Cuanto mayor es la sensibilidad del NS, mayor será la relación de señal de carga (ΔV) con los valores del ruido adicionados por el amplificador de salida.

2.6.2. Operación de la etapa de salida

La operación de lectura se ejemplifica en la figura 2.9. En el tiempo t_0 la carga acumulada en el último pixel del registro horizontal se transfiere a la compuerta CA cuando esta toma un valor de tensión bajo. Luego H3 toma un valor alto y toda la carga queda completamente acumulada debajo de CA. Al mismo tiempo la tensión en el nodo de sensado (NS) se reinicia por medio del amplificador de reset (TR). Esto se logra bajando la tensión de la compuerta de reset (CR) del TR. El valor de tensión resultante del NS sirve como nivel de referencia para la medición de carga y se conoce como “nivel de pedestal” de la señal de salida del TS. Para aplicaciones en la toma de imágenes, esta señal de salida se conoce como “señal de video”. Luego, en t_1 , se aumenta la tensión en CA a un valor mayor que la tensión constante de CS y menor que la tensión de H3, y como resultado la carga es transferida al nodo de salida. En este momento el sistema de lectura toma otra muestra a la salida de TS. Posteriormente el sistema de lectura se encarga de obtener el nivel de carga como la diferencia entre el nivel de señal y el nivel del pedestal. La medición de un nivel de referencia para cada paquete de carga se hace para evitar fluctuaciones en el potencial del NS luego de cada reset del TR. Estas variaciones se conocen como “ruido de reset” y se deben al ruido térmico generado en la resistencia del canal del transistor de reset cada vez que se enciende para eliminar la carga residual del nodo de salida. Esta variación puede eliminarse completamente teniendo información del valor de referencia de cada pixel.

2.6.3. Sistema de lectura

La principal tarea del sistema de lectura es la de recuperar el valor del pixel de la señal de video y minimizar los errores causados por el ruido electrónico. Uno de los sistemas más usados es el Integrador de Doble Pendiente (DSI, por sus siglas en inglés) (Janesick, 2001) ya que provee un filtrado óptimo para el ruido blanco del amplificador de salida y rechaza completamente el “ruido de reset” (McLean, 2008). El DSI realiza la diferencia del resultado de integrar por un determinado tiempo los niveles de pedestal y de señal. Es interesante estudiar la respuesta en frecuencia que presenta este esquema de lectura ya que servirá para cuantificar el ruido causado por

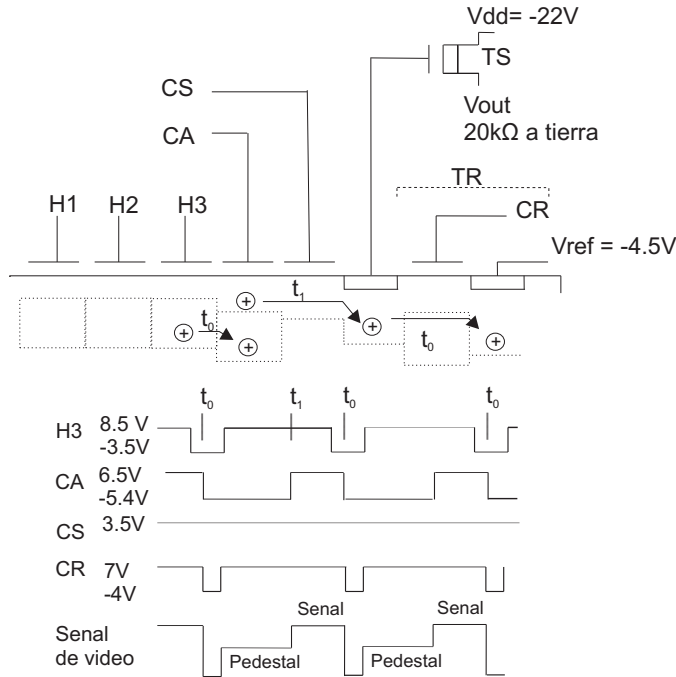


Figura 2.9: Diagrama y operación de la etapa de salida típica de los CCDs bajo estudio.

el transistor de salida (TS).

La respuesta en frecuencia del sistema DSI puede ser derivada de su respuesta impulsiva. El valor del pixel es la diferencia entre los resultados de la integración de los niveles de pedestal y de señal, y por lo tanto su respuesta impulsiva está dada por

$$h_{DSI}(t) = \begin{cases} A/T_S, & t_0 \leq t \leq t_0 + T_S \\ -A/T_S, & t_0 + T_S \leq t \leq t_0 + 2T_S \\ 0, & \text{en otro intervalo} \end{cases} \quad (2.11)$$

donde A es una ganancia arbitraria de integración, t_0 es un instante de tiempo arbitrario cuando comienza el nivel de pedestal, y T_S es el tiempo de integración en ambos niveles; el tiempo total de integración es $T_T = 2 \times T_S$. Este modelo asume que las transiciones en la señal de video que ocurren entre los niveles de pedestal y de señal, y viceversa, y otras causadas por fugas de relojes, etc. han sido removidas. Por simplicidad y sin restringir los resultados obtenidos, se considera que $t_0=0$. La estimación de nivel de pedestal y de señal es óptima si se considera que la señal de video está corrompida por ruido blanco. El módulo de la respuesta en frecuencia es

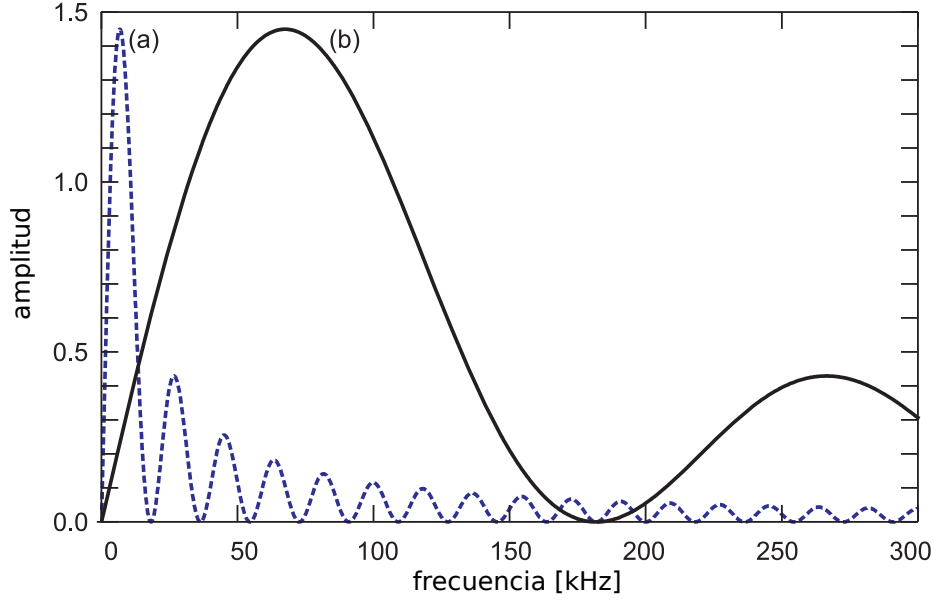


Figura 2.10: Respuesta en frecuencia del sistema de lectura DSI para $T_S = 55 \mu s$ (a) y $T_S = 5.5 \mu s$ (b).

la transformada de Fourier de (2.11)

$$|H_{DSI}(f)| = \frac{2A}{\pi T_S f} \sin^2(\pi T_S f). \quad (2.12)$$

Las gráficas de $|H_{DSI}(f)|$ para dos tiempos de integración diferentes se muestran en la figura 2.10: la respuesta en frecuencia para $T_S = 55 \mu s$ se presenta en trazo punteado negro (a), y para $T_S = 5.5 \mu s$ en trazo sólido negro (b). Cuando se incrementa el intervalo de integración total T_T , la respuesta en frecuencia se desplaza hacia frecuencias más bajas y cada uno de sus lóbulos se vuelve más angosto, reduciendo el ancho de banda efectivo del sistema. De hecho, el punto máximo del lóbulo principal está centrado en la frecuencia $f_{max} \approx 0.37/T_S$ que varía de forma inversamente proporcional al tiempo de lectura.

2.7. Fuentes de error en el valor de carga medido

El valor de carga medido en cada pixel no siempre es el valor real de carga colectado. Existen diferentes fuentes de error que agregan incertidumbre a la medición. En esta sección se tratan las fuentes de error que se producen en el mismo circuito integrado y en particular se detallan aquellas que tienen un rol determinante en el

uso de CCDs como detectores de partículas distintas a los fotones pertenecientes a la luz visible. Para información sobre otras fuentes de error puede consultarse (Janesick, 2001). Las fuentes a analizar son:

- Corriente oscura, debida a la generación de carga espuria en el volumen del pixel.
- Ineficiencia en la transferencia de carga entre pixeles.
- ruido de lectura, ruido electrónico incorporado por el amplificador de salida cuando se genera la señal de tensión que mide la carga.

2.7.1. Corriente oscura

La corriente oscura afecta a todos los semiconductores y se debe a la generación natural de cargas libres debido a la energía térmica del material. Se la llama corriente oscura debido a que se produce incluso en ausencia de radiación ionizante. Esta generación espontánea puede disminuirse bajando la temperatura de operación de los detectores, pero no se puede evitar completamente debido a que existen trampas en el silicio que generan niveles intermedios de energía entre la banda de valencia y la banda de conducción que reducen considerablemente la energía térmica necesaria para generar un portador.

La corriente oscura total generada puede separarse en diferentes componentes según la región en el dispositivo donde se produce. Un primer tipo se produce en las zonas del pixel vaciadas por impurezas e imperfecciones en el silicio que facilitan la generación de pares hueco-electrón. Una segunda componente es la generada por trampas en la superficie entre el silicio y el óxido de silicio. También, en las regiones libres de campo eléctrico como por ejemplo los *channel stops*” y regiones neutras del dispositivo, se pueden generar cargas espurias que son colectadas por los pixeles.

Los CCDs analizados aquí funcionan completamente vaciados y por lo tanto estas regiones libres se reducen principalmente a los *channel stops*. En este proceso, portadores minoritarios de las zonas neutras pueden difundir hacia las regiones de vaciamiento y ser colectados por los pozos de potencial de los pixeles. Por último, existe un aporte de cargas espurias desde la superficie trasera del detector. Si esta

superficie no es tratada adecuadamente en el proceso de fabricación la contribución puede ser dominante. Para más detalles sobre los diferentes procesos de generación se puede consultar (Janesick, 2001).

Los dos primeros mecanismos mencionados son los de mayor incidencia en la corriente oscura. Ambos tienen igual dependencia con la temperatura, de forma que la corriente oscura en el CCD puede modelarse en función de la temperatura por un único término como

$$CO(T) = CT^{1.5}e^{-E_g(T)/(2kT)} \quad (2.13)$$

donde C es una constante, T es la temperatura del CCD en grados Kelvin, k es la constante de Boltzmann ($k = 8.62 \times 10^{-5}$ [eV/K]), $E_g(T)$ es la energía de banda prohibida del silicio en unidades de eV la que también depende de la temperatura. CO tiene unidades de cargas generadas por segundo por pixel. El salto de energía de la banda prohibida puede calcularse como

$$E_g(T) = 1.1557[\text{eV}] - \frac{7.021 \times 10^{-4}T^2}{1108[\text{K}] + T}. \quad (2.14)$$

La constante C puede definirse a partir de la medición de la corriente oscura a temperatura ambiente (300 K) como

$$C = \frac{D_{FM}P_A}{qT_A^{1.5}e^{-E_g/(2kT_A)}} \quad (2.15)$$

donde D_{FM} es la figura de mérito de corriente oscura del detector a temperatura ambiente en unidades de A/cm², P_A es el área del pixel en cm², $T_A=300$ K es la temperatura. El numerador de la ecuación (2.15) es la medición de corriente oscura por unidad de pixel a temperatura ambiente.

La figura 2.11 muestra la figura de mérito en función de la tensión de sustrato publicada por los fabricantes de los detectores en (Holland et al., 2003). Es interesante observar que para un amplio rango de tensión de sustrato la producción de carga es casi constante.

Utilizando las mediciones de la figura 2.11 y las ecuaciones (2.13),(2.14) y (2.15) se puede predecir esta generación en función de la temperatura, la cual se muestra en la figura 2.12. Se observa que la dependencia con la temperatura es muy fuerte y para una temperatura de operación de 140 K, la ecuación predice una corriente oscura muy baja de 2.4×10^{-9} pares hueco-electrón generados por pixel por segundo.

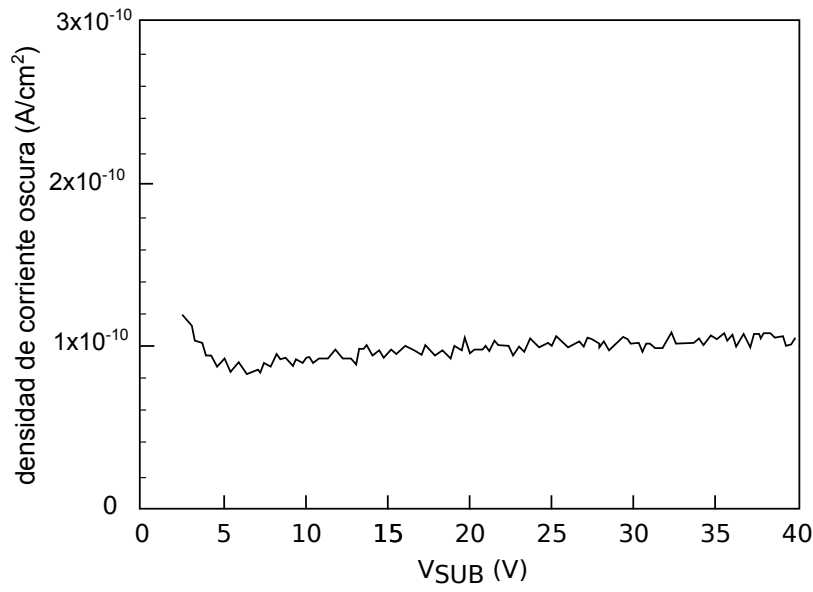


Figura 2.11: Figura de mérito de la corriente oscura en función de la tensión de sustrato aplicada.

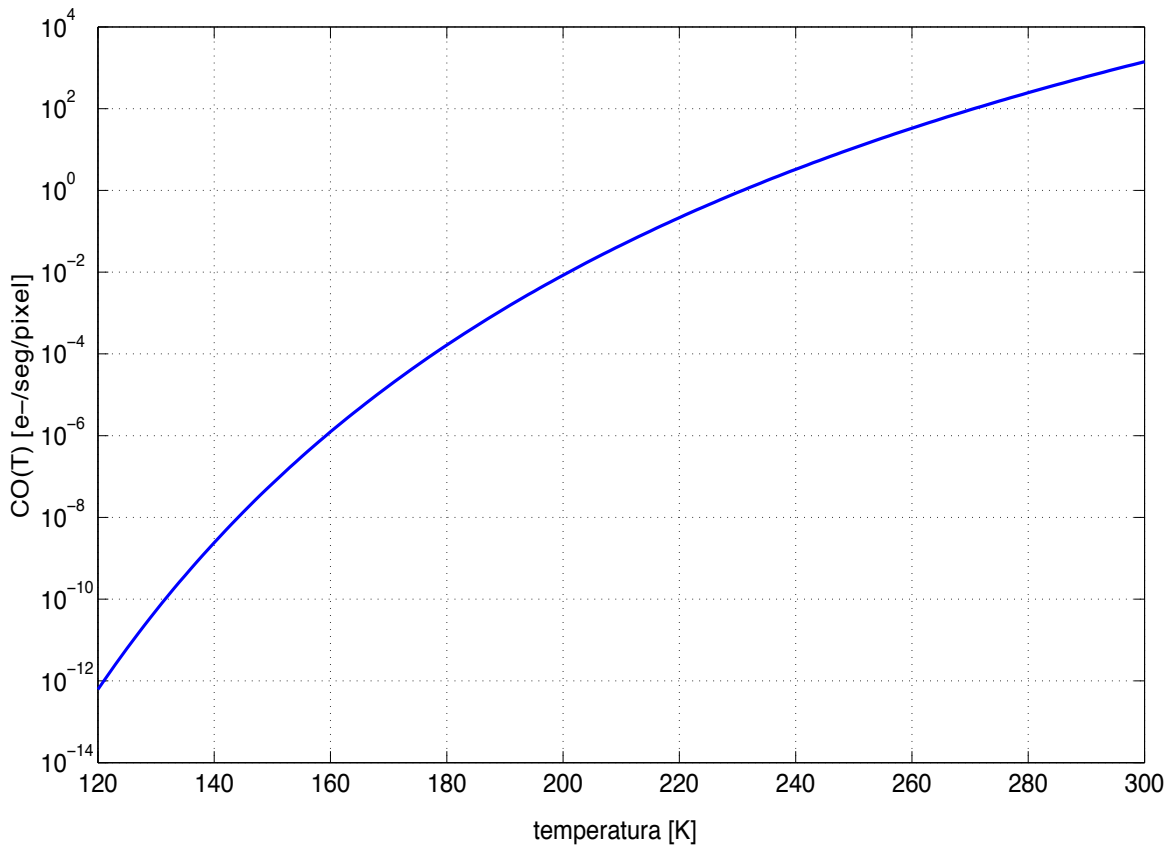


Figura 2.12: Corriente oscura esperada en los CCDs en función de la temperatura según la ecuación (2.13).

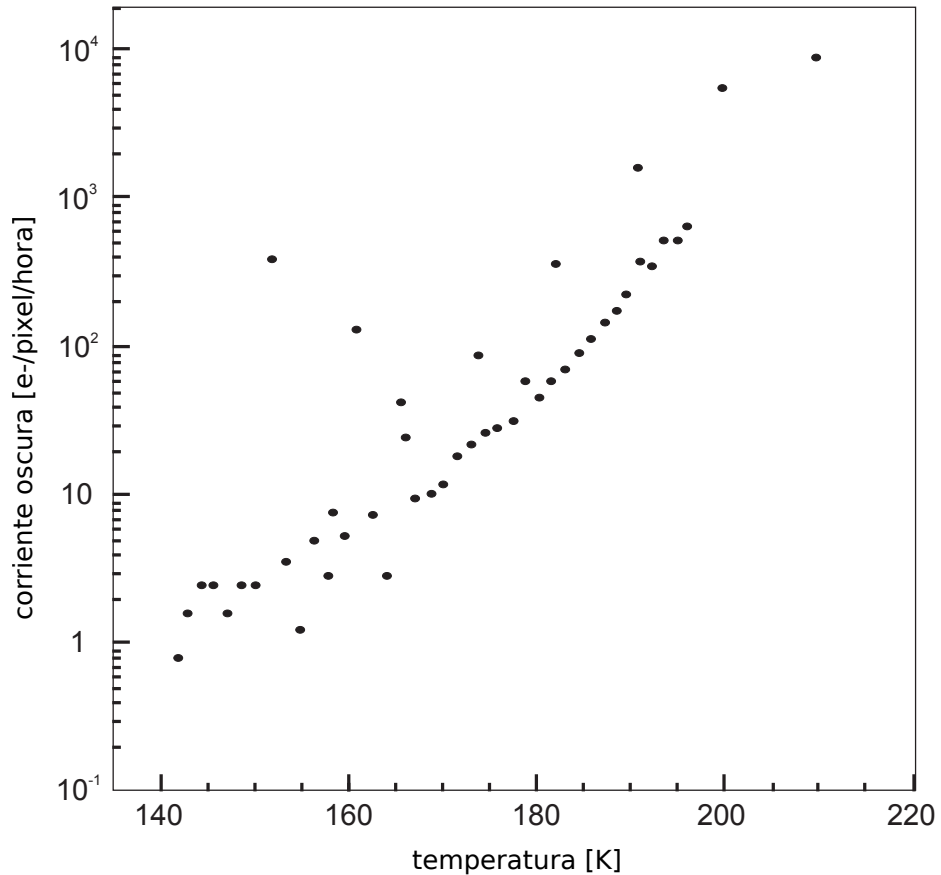


Figura 2.13: Medidas de corriente oscura de los CCDs (Diehl et al., 2008).

La corriente oscura de estos detectores también fue medida para diferentes temperaturas en Fermilab (Estrada et al., 2006; Diehl et al., 2008) como parte del proyecto DECAM (Dark Energy Camera, (Honscheid 2008)). Los resultados se muestran en la figura 2.13. Se observa que las predicciones a partir del modelo de corriente oscura no modelan adecuadamente lo que sucede en la realidad. La generación predicha es mucho menor que la producción real y por lo tanto el modelo utilizado generalmente para CCDs científicos no puede ser aplicado a estos detectores.

Otra medición experimental de la CO es la obtenida en el experimento DAMIC (Barreto et al., 2012) para CCDs de $250 \mu\text{m}$ de espesor a una temperatura de 100 K, donde se obtuvo una CO de 2 cargas por pixel por día. La medición de niveles tan bajos de generación son difíciles de realizar con exactitud por la dificultad de discriminar la generación térmica con aquella producida por la radiación ambiental que impacta sobre los detectores.

La CO produce una incertidumbre en el valor medido para cada pixel. La carga

acumulada debido a esta fuente puede modelarse como una distribución de Poisson de parámetro igual a $CO(T) \times T_E$, donde T_E es el tiempo de exposición donde el pixel se encuentra colectando carga. Esto genera un error en la carga medida cuyo valor típico es

$$\sigma_{CO} = \sqrt{CO(T) \times T_E}. \quad (2.16)$$

2.7.2. Ruido de transferencia

Se ha mostrado la manera en que la carga es transferida pixel a pixel primero en el registro vertical y luego en el registro horizontal para poder ser medida por el amplificador de salida del detector. Si se espera suficiente tiempo para que la carga traspase de un pixel a otro en cada transferencia no debería haber pérdida de carga, sin embargo trampas en el sustrato del silicio debido a impurezas o fallas en la red del silicio retienen cargas. Estas cargas retenidas pueden ser liberadas y contribuir erróneamente a la carga acumulada de otro pixel cuando se hace la transferencia de carga en el proceso de lectura.

La eficiencia en la transferencia (o CTE por las siglas en inglés de Charge Transfer Efficiency) es uno de los parámetros más importantes de los CCDs y mide la proporción, en promedio, de la carga original que se mantiene luego de una transferencia. Este parámetro se puede usar para obtener la cantidad de carga remanente en un pixel (C_o) luego de N_T transferencias,

$$C_o = C_i(1 - CTE)^{N_T}, \quad (2.17)$$

donde C_i es la carga original del pixel. Esta ineficiencia en la transferencia genera una aleatoriedad en el valor final medido de los pixeles. Si se asume que la cantidad de carga transferida es suficientemente grande y que la eficiencia de transferencia es alta de forma de que la probabilidad de perder una carga sea baja, se puede suponer que el número de cargas “dejadas en el camino” luego de N_T transferencias tiene una distribución de Poisson con parámetro $\lambda_{N_T} = (1 - CTE)N_TC_i$ y por lo tanto el desvío típico (σ_{RT}) de este error es

$$\sigma_{RT} = \sqrt{(1 - CTE)N_TC_i}. \quad (2.18)$$

La eficiencia reportada por los fabricantes de los detectores es de 0.9999987 a 143 K, y reportan eficiencias similares para los registros verticales u horizontales. Si se

considera que la señal máxima esperada para la detección de neutrinos de $100 e^-$, como se verá más adelante, y se asume un detector de 4096 por 2048 pixeles, el desvío típico máximo del error de transferencia es $0.88 e^-$. Este error es un error máximo en el CCD porque corresponde al pixel más alejado al amplificador de salida. Esto indica la buena capacidad de transferencia de carga de estos dispositivos y además que este efecto no aporta un error adicional significativo. Mediciones de la eficiencia de transferencia realizadas en Fermilab reportan valores mayores a 0.999999 (Diehl et al., 2008).

2.7.3. Ruido de lectura

La medida de carga del pixel queda codificada en la señal del video entre dos niveles constantes, y la cantidad de carga puede obtenerse simplemente por sustracción. Sin embargo, estos niveles están corrompidos por ruido electrónico adicionado por el amplificador de salida que produce errores en la medición. Por lo tanto se necesitan sistemas de lectura que sean capaces de rechazar o minimizar ese error. La señal de ruido agregada por el transistor de salida está formada por dos componentes que presentan características diferentes en su composición espectral (PSD), y a su vez producen errores distintivos sobre el valor final del pixel. Estas fuentes de ruido son (Janesick, 2001; Chandler et al., 1990; Kandiah & Whiting, 1991; Kandiah & Whiting, 1993):

- ruido blanco, *shot* y térmico, causado por las fluctuaciones aleatorias de las cargas libres que son parte de la corriente del transistor;
- ruido de baja frecuencia (LF), causado por dos mecanismos ampliamente aceptados en la literatura científica: trampas en la superficie Si-SiO₂ y región *bulk* que toma y libera cargas libres de la banda de conducción del semiconductor por períodos de tiempo relativamente largos, y fluctuaciones en la movilidad del canal del transistor por fonones en la red. Ambos producen un ruido con una PSD que varía inversamente con la frecuencia.

Un modelo aceptado para la PSD del ruido de transistores MOSFET es (Janesick, 2001)

$$S_n(f) = \sigma_0^2(1 + (f_c/f)^m) \quad (2.19)$$

donde σ_0^2 es el valor constante que caracteriza la PSD del ruido blanco, f_c es la frecuencia esquina determinada en el punto donde la PSD del ruido LF y del ruido blanco tienen el mismo valor, y m es un exponente que determina la velocidad de decaimiento del ruido de baja frecuencia y que típicamente toma valores entre 1 y 2 (Janesick, 2001). Los transistores FETs de vaciamiento presentan PSD del ruido LF con exponente mayor a 1 causado por trampas en la interface Si-SiO₂ y en el *bulk* del silicio que producen un espectro Lorentziano. Este exponente también tiene dependencia con la temperatura de funcionamiento, debido a trampas con energías térmicas de activación diferentes (Kandiah & Whiting, 1991; Kandiah & Whiting, 1993).

En la figura 2.14 se muestra la PSD del ruido para un MOSFET de vaciamiento fabricado sobre silicio de alta resistividad. Se puede observar la dependencia de la pendiente del espectro a baja frecuencia con la temperatura. Para una temperatura de 293 K la PSD es proporcional a $1/f^2$, mientras que para temperaturas de 133 K, es proporcional a $1/f$. También se puede observar que la frecuencia esquina varía con la temperatura.

Cada proceso de generación de ruido produce un efecto diferente en el error de lectura del pixel en la imagen de salida. El ruido blanco tiene un impacto mayor en el valor del pixel para lecturas rápidas del detector (T_S pequeño), mientras que el ruido LF define el mínimo error alcanzable para lecturas lentas del CCD (T_S grande).

La contribución del ruido blanco y del ruido LF al error del pixel puede ser calculada usando el modelo propuesto en (2.19) y la respuesta en frecuencia dada en (2.12), como función del tiempo de integración:

- ruido blanco: la varianza del error del pixel es reducida por la inversa del tiempo de integración ($\propto 1/T_S$),

$$\sigma_w^2 = \frac{2}{T_S} \sigma_0^2, \quad (2.20)$$

donde σ_0^2 es la PSD del ruido blanco.

- ruido LF: la varianza del error es proporcional a T_S^{m-1} , donde $1 \leq m \leq 2$, es el exponente de la PSD de ruido en la ecuación (2.19),

$$\sigma_{LF}^2 = 16 \cdot 2^{m-1} (1 - 2^{m-1}) \Gamma(-m - 1) \sin(\pi m/2) \sigma_0^2 f_c^m (\pi T_S)^{m-1}, \quad (2.21)$$

donde $\Gamma(\cdot)$ es la función Gamma, $\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$.

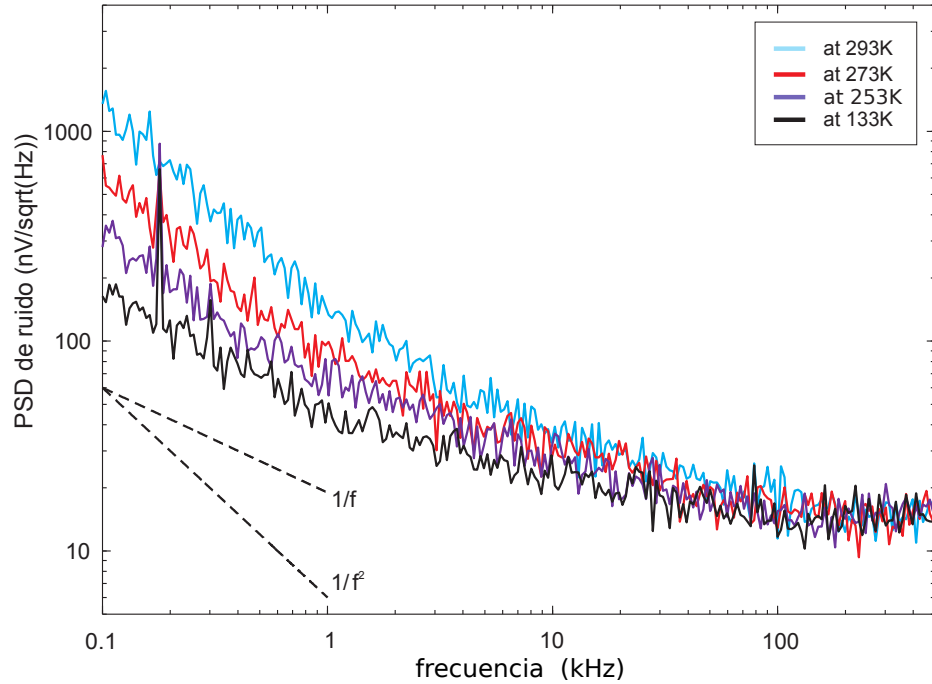


Figura 2.14: Mediciones del espectro de ruido del amplificador de salida de un CCD basado en un transistor MOSFET fabricado sobre un sustrato de alta resistividad. La PSD del ruido está graficada para varias temperaturas. También se grafican pendientes de referencia con comportamiento $1/f$ y $1/f^2$.

Estas relaciones muestran que la contribución del ruido blanco siempre puede reducirse incrementando el tiempo de lectura del pixel, a diferencia del ruido LF. De hecho, si la PSD no tiene un exponente $m = 1$ su contribución lentamente empieza a incrementarse con tiempos de integración más largos. Por lo tanto es de esperar que exista un punto óptimo de T_S que simultáneamente minimice el efecto del ruido blanco y del ruido LF. Este comportamiento ha sido ampliamente medido para diferentes CCDs usados en el proyecto DECam (Estrada 2010). El mínimo nivel de RL alcanzable por esta técnica en detectores con etapa de salida de difusión flotante es $1.5 e^-$ RMS (Holland et al., 2003; Estrada et al., 2010; Fernandez Moroni et al., 2015a). La figura 2.15 muestra el error cuadrático medio medido del ruido de lectura ($\sigma_{RMS} = \sqrt{\sigma_w^2 + \sigma_{LF}^2}$) en función del tiempo de lectura del pixel ($\approx 2T_S$) cuando el CCD se encuentra trabajando a 140 K. Se observa que el mínimo error se obtiene para un tiempo de lectura por pixel de aproximadamente $50 \mu s$, o equivalentemente $T_S \approx 25 \mu s$. Este tiempo de lectura podría ser restrictivo para muchas aplicaciones, como la astronomía. Si se considera un CCD de 4096 filas por 2048 columnas, esto

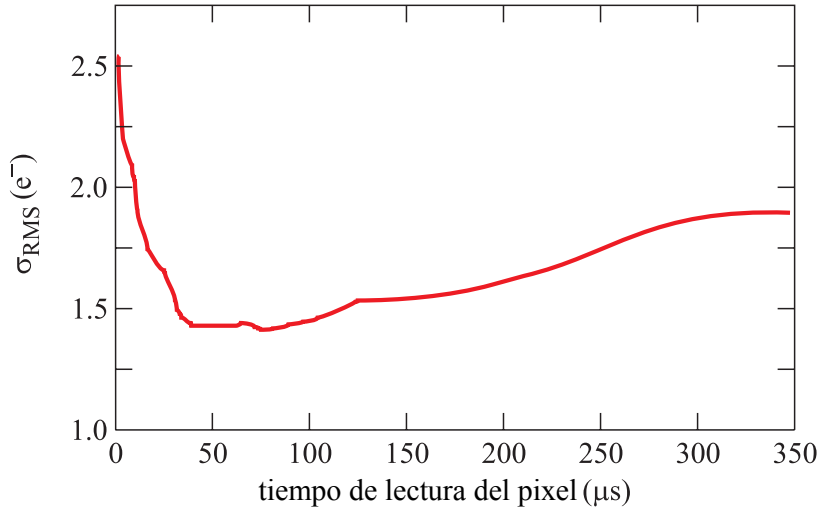


Figura 2.15: Error de lectura medido en función del tiempo de lectura del píxel ($\approx 2T_S$).

significa que se requieren al menos 7 minutos para leer completamente el detector.

Si bien el error de lectura es un valor relativamente bajo, define el límite de detección de los dispositivos CCDs ya que no se puede reducir por más allá de este valor. Tiene gran incidencia cuando se quieren detectar ionizaciones muy pequeñas en el detector. Cualquier disminución de su valor supone un gran mejoramiento en el desempeño del detector.

En las siguientes secciones se presenta una de las soluciones abordadas para disminuir el ruido de lectura, y así mejorar el rendimiento de estos detectores a señales débiles.

2.8. *Binning*

La tecnología CCD permite maximizar la relación entre la energía depositada por evento y el ruido de lectura, sumando la carga de píxeles que conforman el mismo en uno solo píxel. La suma de carga en el sentido vertical del arreglo se realiza en el registro horizontal donde se transfieren varias filas verticales a este registro antes de enviar la carga al amplificador de salida. En el sentido horizontal la carga se suma en la compuerta de adición (CA) en la etapa de salida. El píxel resultante tiene la máxima relación señal a ruido posible ya que concentra toda la carga del evento en un solo píxel. Esta técnica de lectura del CCD es llamada *binning* y es una técnica

habitual para reducir el tamaño de las imágenes digitales de salida. Esta técnica también puede ser aplicada en una sola dirección. Una explicación más extensa del procedimiento puede encontrarse en (Janesick, 2001).

Veremos más adelante que la cantidad de carga originada por eventos de neutrinos es pequeña y queda acumulada en un pequeño número de píxeles adyacentes y por lo tanto la capacidad de detectarlos puede aumentarse transfiriendo toda la carga a un único pixel por medio del *binning*.

2.9. CCD tipo Skipper

En esta sección se aborda una alternativa para reducir el error de lectura con un procesamiento posterior generando redundancia en el valor leído de cada pixel. La redundancia se consigue utilizando un CCD de tecnología Skipper presentada por (Chandler et al., 1990; Janesick et al., 1990; Janesick, 2001) fabricado sobre un sustrato de alta resistividad. De esta forma se obtienen dos características deseables para CCDs en aplicaciones de detección de partículas: disminuir el límite de detección impuesto por el ruido de lectura y conservar un gran espesor, que aumenta la probabilidad de interacciones. La tecnología Skipper permite tomar múltiples medidas del valor de carga del pixel, cada una con una contribución diferente de ruido de lectura. Este detector se fabricó en el Laboratorio Nacional de Lawrence Berkeley, y la prueba del primer prototipo se realizó en el Laboratorio Fermilab.

En las siguientes secciones se cuantifica la reducción de ruido que presenta la tecnología Skipper, junto con mediciones resultante del primer prototipo fabricado. También se desarrollan las principales características que diferencian este dispositivo de los CCDs expuestos hasta el momento. Por último, se muestra experimentalmente que se pueden lograr ruidos de lecturas tan bajos como $0.2 e^-$.

2.9.1. Prototipo

La figura 2.16 muestra el CCD tipo Skipper instalado en uno de los laboratorios de Fermilab. El diseño de los registros verticales y horizontales es similar al de los CCDs explicados anteriormente. Está fabricado en un sustrato tipo n de alta resistividad y

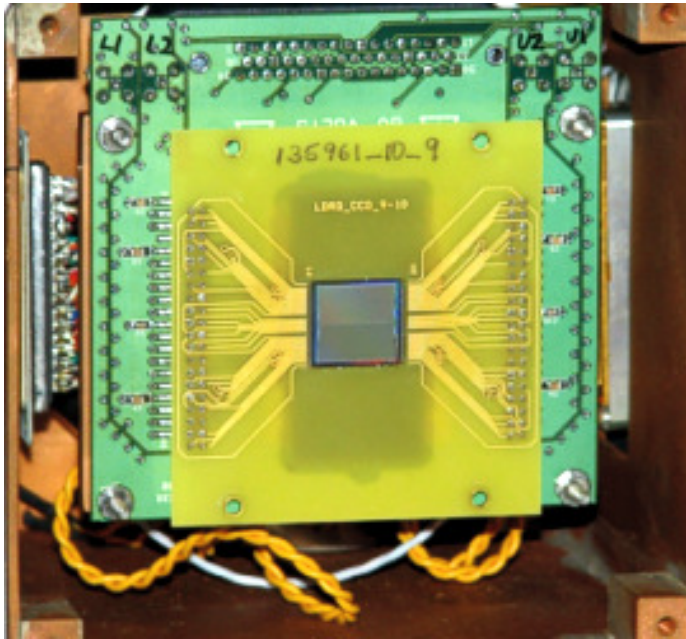


Figura 2.16: Detector Skipper ensamblado en una plaqueta de prueba montado en uno de los cubos de enfriamiento en Fermilab.

empaquetado de forma de recibir la luz desde su parte frontal. La resistividad del sustrato es de $4 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ a $5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ (la mitad de resistividad que los CCDs convencionales) y el voltaje de sustrato es de 40 V .

El detector está dividido en 1022 por 1024 píxeles cuadrados de tres fases de $15 \mu\text{m}$ de lado. Los píxeles están agrupados en cuatro regiones (L1, L2, U1, U2), las cuales son leídas por 4 amplificadores situados en las esquinas del integrado. Cada amplificador es el encargado de leer una región de 511 por 512 píxeles. La figura 2.17 muestra la arquitectura del integrado. La característica distintiva de este diseño es que el nodo de sensado (NS) se encuentra flotante. La compuerta del transistor de salida (TS) toma la señal de voltaje a través de una compuerta aislada al canal del registro horizontal, a diferencia de los CCDs convencionales donde esta compuerta está conectada conductivamente. Esta característica permite una lectura no destructiva del paquete de carga. Una fotografía de microscopio de una de las etapas de salida del detector se muestra en la figura 2.18, donde se indican las compuertas mencionadas. En este caso, hay dos transistores de reset: TRC que elimina la carga del canal, y TRS que fija la tensión de la compuerta del TS. El diagrama de conexión se observa en la figura 2.19.

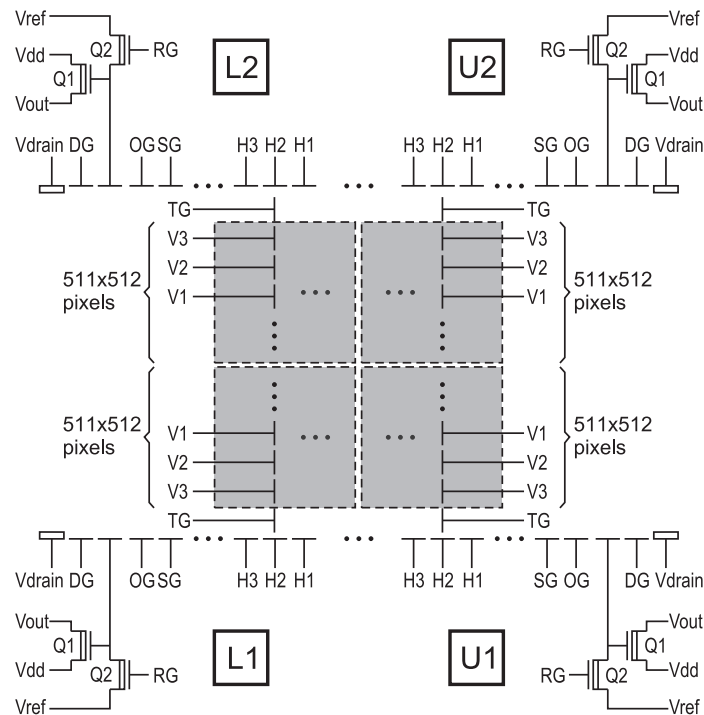


Figura 2.17: Arquitectura del detector. Cada uno de los cuatro amplificadores (U2, U1, L1 and L2) se encarga de la lectura de regiones de 511 por 512 pixeles.

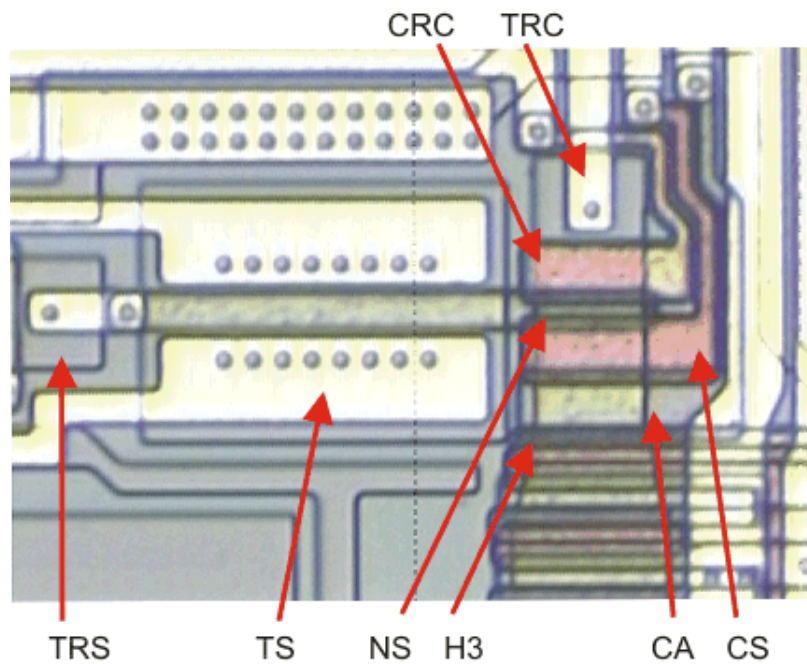


Figura 2.18: Fotografía de microscopio de la etapa de salida U1 del detector tipo Skipper.

La conexión capacitiva entre el transistor de salida y el canal del detector a través de la compuerta flotante produce una degradación de la señal de voltaje generada por el paquete de carga en el nodo de salida, en comparación a los CCDs de difusión flotante. Si esta capacidad no se diseña correctamente se puede disminuir de forma considerable la sensibilidad del detector. El cambio de potencial para una cantidad de carga ΔQ está dado por (Wen, 1974; Hyneczek, 1997)

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C_{\text{PFG}} + C_{\text{IN}} + (C_{\text{PFG}} + C_{\text{IN}} + C_{\text{OX}})C_{\text{B}}/C_{\text{OX}}}, \quad (2.22)$$

donde C_{OX} es la capacidad de óxido entre la compuerta flotante y el canal, C_{B} es la capacidad entre el canal, el sustrato y los *channel stop*, y C_{PFG} es la capacidad entre la compuerta flotante, los *channel stop* del canal y las compuertas adyacentes de salida y de descarga (CS y CV en la figura 2.19 respectivamente), dada por la superposición de las estructuras de polisilicio que conforman las compuertas. En la figura 2.18 se aprecian estas superposiciones, las cuales permiten una mejor conformación del potencial para la transferencia de la carga entre compuertas. Para CCDs fabricados sobre silicio de alta resistividad, la capacitancia entre el canal y el sustrato es muy pequeña por la larga región de vaciamiento generada. Además, la capacidad entre el canal y las paredes del canal es pequeña comparada con C_{OX} , ya que el ancho de la región de vaciamiento entre la carga en el pozo de potencial del centro del canal y estas paredes, es mucho mayor que el espesor del aislante entre el canal y la compuerta flotante. De esta forma, se cumple que $C_{\text{OX}} \gg C_{\text{B}}$, y por lo tanto, la sensibilidad de la etapa de compuerta flotante está determinada principalmente por C_{PFG} y C_{IN} . En el CCD Skipper ensayado, cada una de las cuatro regiones tiene un nodo de sensado con diferente área, a fin de analizar los efectos de la geometría en los parámetros de rendimiento del sensor (L1: $216 \mu\text{m}^2$, L2: $96 \mu\text{m}^2$, U1: $60 \mu\text{m}^2$, U2: $96 \mu\text{m}^2$). Sin embargo, hasta el momento de esta tesis, solo la etapa U1 fue analizada en detalle. La misma tiene una sensibilidad de aproximadamente $3.5 \mu\text{V}/e^-$, similar a las sensibilidades CCDs utilizados con nodos de sensado en difusión flotante. Por lo tanto no se espera una degradación significativa de la relación señal a ruido en la señal de video en el transistor de salida.

2.9.2. Operación de lectura

La principal ventaja de la compuerta flotante en la etapa de salida es su capacidad de realizar lecturas múltiples de la carga acumulada. La transferencia de la carga se controla por las señales de reloj colocadas en las compuertas CA, CS y CV. El temporizado de estos relojes para tres lecturas consecutivas del mismo pixel se muestran en la figura 2.19. En t_0 el paquete de carga se coloca debajo de la última compuerta H3, al final del registro horizontal. Luego, el reloj de CA se lleva a nivel bajo para atraer la carga debajo de su compuerta. Esta transferencia se completa unos microsegundos más tarde cuando se lleva H3 a su nivel alto. Al mismo tiempo, los relojes en la compuerta CRC y CRS se llevan a un nivel bajo para remover la carga del pixel previo y para fijar el voltaje de referencia para el siguiente pixel en la compuerta flotante de salida, respectivamente. En t_1 la carga se transfiere desde la CA al NS a través de la CS. En este paso la CA se fija a un nivel alto por encima de la barrera de la CS, haciendo que la carga se mueva hacia el pozo de potencial previamente fijado por el TRC en el nodo de sensado. La carga produce un cambio en el valor de referencia en la compuerta del transistor de salida que se refleja como un incremento escalonado en la señal de video. El ciclo para una nueva medida del valor de carga continúa haciendo que los huecos sean transferidos hacia atrás nuevamente a la CA en el instante t_2 . Este proceso se lleva a cabo llevando CA y CS a nivel bajo. En este paso, la carga queda totalmente confinada en el canal del detector debajo de la superficie del CA fijado por las barreras de potencial que presentan los niveles más altos de H3 y CS. En el instante t_3 el TRS fija nuevamente el nivel de referencia (V_{ref}) para la próxima lectura. De esta forma, el pixel de lectura queda codificado como la diferencia de dos niveles constantes: el nivel de pedestal (nivel de referencia) y el nivel de señal.

Repitiendo t_1 , t_2 y t_3 cíclicamente se obtienen múltiples medidas del mismo pixel. La lectura del pixel se completa cuando la carga se remueve finalmente del canal del detector y la compuerta flotante se fija nuevamente al valor de referencia por los relojes en las compuertas CRC y CRS respectivamente, en el instante t_0 del próximo pixel. Cuando CRC toma el nivel bajo, genera un camino de potencial entre el NS y contacto ohmico de V_{drain} que se utiliza para descargar el canal.

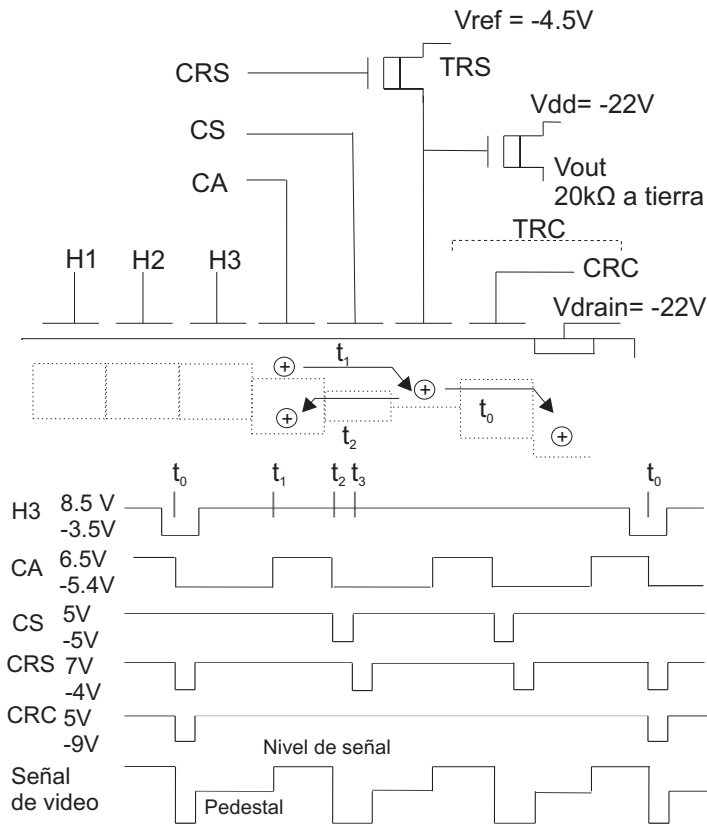


Figura 2.19: Esquemático y operación de la etapa de salida del detector tipo Skipper.

2.9.3. Sistema de lectura del CCD Skipper y ruido de lectura resultante

La técnica de lectura múltiple de la carga del pixel permite reducir el RL por debajo del límite de $1.5 e^-$ RMS que representa el estado del arte en detectores CCDs hoy en día. En el CCD Skipper el sistema de lectura promedia N muestras de cada pixel para obtener su valor final, y cada una de esas muestras se obtiene utilizando el sistema DSI. De esta forma, su respuesta impulsiva $h_{SKP}(t)$ es una combinación lineal de copias desplazadas en tiempo de $h_{DSI}(t)$:

$$h_{SKP}(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} h_{DSI}(t - n(\tau + T_S)), \quad (2.23)$$

con

$$h_{DSI}(t) = \begin{cases} A/T_S, & t_0 + \tau \leq t \leq t_0 + \tau + T_S \\ -A/T_S, & t_0 + \tau + T_S \leq t \leq t_0 + \tau + 2T_S \\ 0, & \text{en otro intervalo} \end{cases} \quad (2.24)$$

donde τ es el intervalo de tiempo entre muestras y T_S es el tiempo de integración para una muestra. En este sistema, el tiempo de integración total de cada pixel es de $T_T = 2 \times N \times T_S$.

El módulo de la respuesta en frecuencia del sistema de lectura Skipper se puede obtener utilizando propiedades de la transformada de Fourier, y asumiendo por simplicidad $t_0 = \tau = 0$, resulta

$$|H_{SKP}(f)| = \frac{2A}{\pi N T_S f} \sin^2(\pi T_S f) \left| \frac{\sin(\pi N T_S f)}{\sin(\pi T_S f)} \right|. \quad (2.25)$$

El rendimiento del sistema de lectura del CCD Skipper se puede comprender con la ayuda de la figura 2.9.3. Las curvas (a)-(d) representan la respuesta en frecuencia del sistema de lectura para diferentes valores de T_S y N . Las curvas (b), (c) y (d) corresponden a tiempos de integración por muestra de $T_S = 2.5 \mu s$, pero incrementando el número de muestras promediadas $N=10, 20, 100$, respectivamente. Como T_S permanece constante y solamente se aumenta N , el lóbulo principal de la respuesta permanece fija a la misma frecuencia, en este caso aproximadamente centrada en 200 kHz. Al mismo tiempo, el ancho de los lóbulos se reduce de acuerdo a $1/N$, y los lóbulos secundarios reducen su amplitud. Por lo tanto, se obtiene una reducción

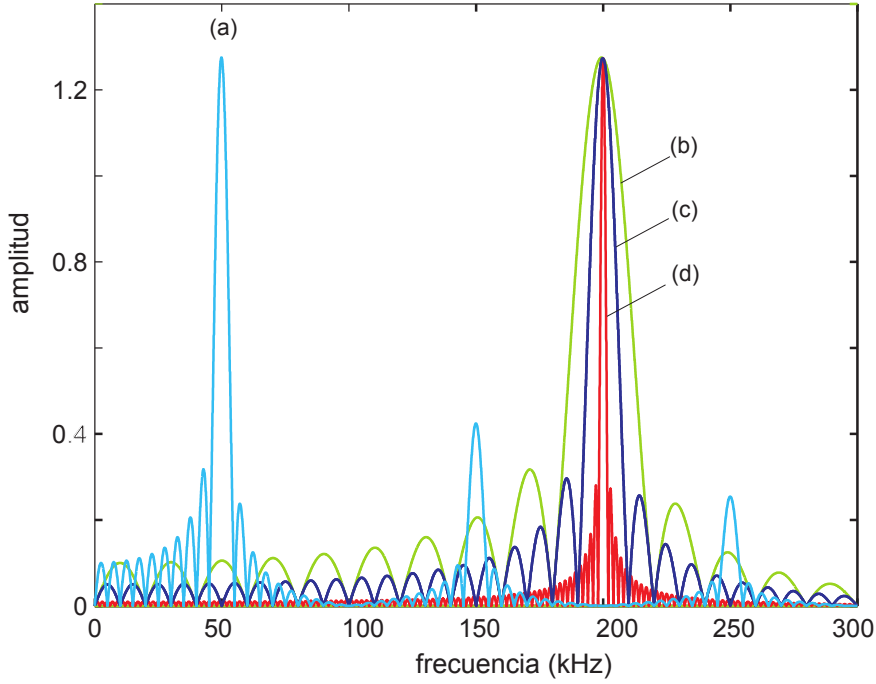


Figura 2.20: Respuesta en frecuencia del sistema de lectura del CCD Skipper para $T_S = 10 \mu s$ y $N = 10$ (a) y para $T_S = 2.5 \mu s$ y $N = 10$ (b), $N = 20$ (c) y $N = 100$ (d).

efectiva de la ganancia a baja frecuencia, y se reducen simultáneamente el efecto del ruido blanco en conjunto con el del ruido LF.

Para analizar el efecto de incrementar T_S se puede comparar la curva (a) que corresponde a $T_S = 10 \mu s$ y $N = 10$ con la curva (b) que utiliza el mismo N pero con un T_S cuatro veces más pequeño, $T_S = 2.5 \mu s$. Cuando se incrementa T_S , el lóbulo principal se desplaza a frecuencias más bajas incrementando la ganancia del sistema en este rango. El efecto del ruido blanco se reduce ya que el ancho del lóbulo es proporcional a $1/T_S$ y el ancho de banda efectivo disminuye. Sin embargo, no se obtiene ninguna mejora con respecto al ruido LF, como se explicó previamente para el sistema DSI.

Un análisis cuantitativo de la reducción de ruido alcanzable en cada caso es factible utilizando (2.19) y (2.25), aunque no es posible llegar a una expresión cerrada como se obtuvo en las ecuaciones (2.20) o (2.21) para el sistema DSI.

El efecto producido por ruido blanco puede ser reducido ya sea incrementando N o T_S , dado que solo depende del tiempo total de integración $T_T = 2NT_S$. El valor RMS del error de lectura del valor del pixel se reduce de acuerdo a $1/\sqrt{NT_S}$.

El efecto por ruido LF puede reducirse solamente incrementando el número de muestras N . Se encontró que su efecto sobre error RMS de los pixeles depende del exponente m de su PSD:

- para $m = 2$ el error RMS de los pixeles decrece con $1/\sqrt{N}$.
- para $1 \leq m < 2$, se obtienen mayores reducciones incrementando N para valores de m más cercanos a 1, siguiendo la tendencia $1/N^\alpha$ con $0.5 < \alpha < 0.6$.

En base a los resultados anteriores se puede sugerir un procedimiento para seleccionar los parámetros del sistema de lectura de un CCD Skipper: (1) elegir el tiempo de lectura por muestra, T_S , para proveer el máximo filtrado del ruido blanco, mientras que el efecto del ruido LF no sea el dominante; y (2) incrementar el tiempo de integración total aumentando solamente el número N de muestras, filtrando de forma simultánea ambas fuentes de ruido. Claramente, la reducción adicional del RL se logra a expensas de un mayor tiempo de lectura del detector.

Aunque en teoría no hay limitación en la reducción del RL que se consigue al incrementar el número de muestras N , existe un límite práctico impuesto por pequeñas pérdidas en la transferencia de la carga, y otras fuentes de ruido propias del integrado, particularmente el ruido generado por la corriente oscura, como se trata en la sección 2.9.5.

Por lo tanto, eligiendo de forma apropiada los valores para el tiempo de lectura T_S y el número de muestras a promediar N , el sistema de lectura del detector puede ajustarse para reducir el nivel de RL por debajo de $2 e^-$ RMS, impuesto por el ruido LF.

2.9.4. Comparación de rendimiento de los sistemas DSI y Skipper frente al ruido de lectura

La principal ventaja del sistema de lectura Skipper queda en evidencia cuando se compara su respuesta en frecuencia con la del sistema DSI, para el mismo tiempo de integración total, es decir, usando el mismo tiempo de lectura para los pixeles. En la figura 2.21 se muestra la respuesta en frecuencia del DSI, $|H_{DSI}(f)|$, (curva (b)) para $T_T = 110 \mu s$, conjuntamente con la respuesta en frecuencia del Skipper para $T_S = 5.5$

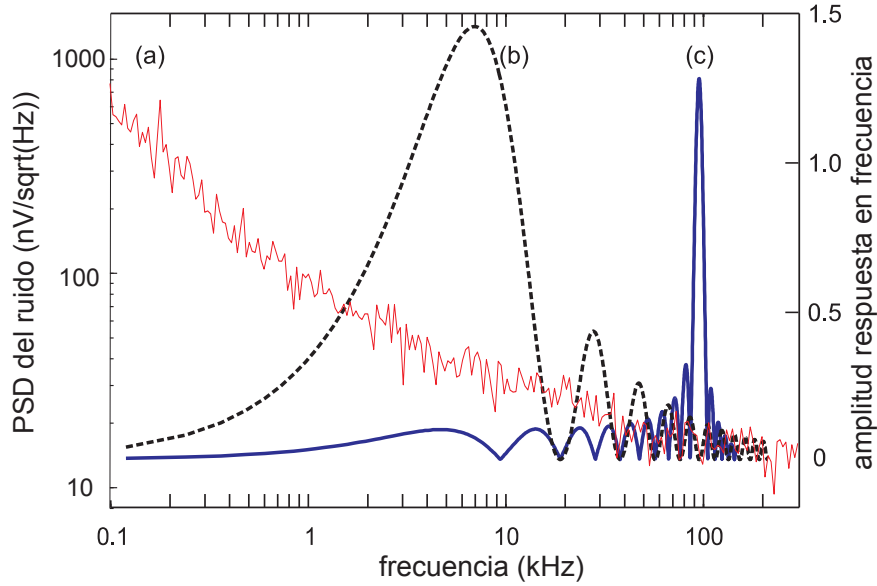


Figura 2.21: Eje izquierdo: PSD de un MOSFET de vaciamiento a temperatura de 273 K (a). Eje derecho: respuesta en frecuencia del sistema de lectura DSI para $T_T = 110 \mu\text{s}$ (b) y para el sistema de lectura Skipper usando $T_S = 5.5 \mu\text{s}$ and $N = 10$ (c).

μs y $N = 10$ (curva (c)), usando un eje logarítmico de frecuencias. Se grafica también la PSD del ruido electrónico de la figura 2.14 correspondiente a una temperatura de 273K (curva (a)). Ambos sistemas alcanzan un nivel de reducción del ruido blanco equivalente dado que el tiempo total de integración de la señal de video es el mismo en ambos casos. Sin embargo, la ganancia del sistema de lectura del CCD Skipper para frecuencias bajas es mucho menor que la ganancia del sistema de lectura DSI, lo que genera una reducción adicional del RL. Se puede lograr un mejor rendimiento simplemente aumentando el número de muestras promediadas. En otras palabras, se logra un mejor filtrado del ruido de baja frecuencia y la limitación impuesta en el error de lectura de los pixeles es reducida a expensas de incrementar el tiempo de lectura.

2.9.5. Resultados Experimentales

En esta sección se estudia el desempeño del sistema al tomar múltiples muestras experimentales. Primero, se evalúa la reducción del RL para pixeles sin carga del CCD, obteniendo un RL muy por debajo de los límites actuales ($0.2 e^-$). Segundo, se

analiza el comportamiento del detector expuesto a una fuente de rayos X del isótopo cincuenta y cinco del hierro, y se determina la capacidad de transferencia de la etapa de salida. Finalmente, se estudia la contribución de otras fuentes de ruido provenientes del mismo integrado para determinar un punto de operación óptimo.

El sistema de lectura utilizado para estos experimentos fue originalmente desarrollado para el proyecto DECAM (Dark Energy Camera, (Honscheid & DePoy, 2008)) en Fermilab, que fue modificado para poder manejar la tecnología Skipper. El CCD fue probado a una temperatura de 143 K para disminuir la generación de corriente oscura.

El RL correspondiente a una única muestra del pixel fue más grande de los esperado a partir de medidas en CCDs con sensibilidades similares con nodos de sensado de difusión flotante. Este exceso fue atribuido a las modificaciones provisionarias en la adaptación de la electrónica para la lectura de este tipo de detector. Se espera en el futuro cercano desarrollar una electrónica nueva con un menor nivel de ruido especialmente diseñada para el CCD Skipper que pueda mejorar aún más los resultados.

El procesamiento de promediado de las múltiples muestras de cada pixel del detector fue realizado fuera de línea por software. La calibración del sistema para los diferentes experimentos fue realizada utilizando una fuente ^{55}Fe de rayos X. La ganancia del sistema fue determinada en todos los casos a partir de las imágenes promediadas finales.

Medición de ruido de lectura usando pixeles vacíos

Como se mostró en la sección 2.9.3, el nivel de RL puede ser reducido incrementando el número N de muestras leídas para cada pixel. Para medir el rendimiento del muestreo múltiple del CCD Skipper se realizaron una serie de medidas con pixeles vacíos de carga pertenecientes al *overscan* del detector. El *overscan* de la imagen de salida corresponde a pixeles tomados en el registro horizontal más allá del ancho mismo del registro. Estos pixeles tienen esencialmente cero carga colectada y no están afectados por otras fuentes de ruido como pueden ser la ineficiencia en la transferencia o la generación espuria de carga ya que la carga acumulada en ellos es nula; la única fuente de ruido es el ruido aditivo electrónico del amplificador de salida y del sistema de lectura. Los resultados corroboran que la tasa de reducción está determinada por

la dependencia con la frecuencia de la PSD del ruido LF. Se muestra que pueden ser posible lograr niveles de RL por debajo del electrón.

El primer paso fue obtener el tiempo de integración que asegura el mínimo RL alcanzable utilizando una sola muestra, el cual fue de $10.4 \mu\text{s}$. Este valor fue elegido para realizar el muestreo múltiple siguiendo los lineamientos presentados en la sección 2.9.3. Para este tiempo de integración la ganancia del sistema es de $0.06 e^-/\text{u.d.}$ (u.d.: unidades digitales del conversor analógico digital) lo que resulta en ruido de cuantización de $0.017 e^-$ que puede considerarse despreciable para el presente análisis. La figura 2.22 muestra el RL en electrones (e^- RMS) medido de las imágenes como función del número N de muestras promediadas para cada pixel (línea continua). La línea guionada tiene una pendiente proporcional a $1/\sqrt{N}$ que muestra la reducción de RL esperada si la única fuente de ruido fuera ruido blanco y ruido $1/f^2$. Tres regiones en la curva son claramente distinguibles de acuerdo al número de muestras N :

- Para un número pequeño de muestras promediadas (aproximadamente $N < 10$) la curva medida se desvía de la curva guionada, revelando un decrecimiento más rápido del RL, proporcional a $1/N^{0.6}$. Esto sugiere que la mayor contribución del RL es producido por ruido LF que tiene una tendencia cercana a $1/f$. Podría ser también el ruido en exceso observado para cada muestra que rápidamente desaparece al promediar muestras.
- Para N entre 10 y 500, el RL se asemeja el perfil $1/\sqrt{N}$, sugiriendo que el ruido blanco o el ruido $1/f^2$ son dominantes.
- Para valores más grandes de N ($N > 500$), el RL decrece de forma más lenta, sugiriendo la contribución de ruido LF cuya PSD disminuye de forma más acelerada que $1/f^2$, o la contribución de otra fuente indefinida de ruido. Esta fuente de ruido podría ser originada en la electrónica de lectura.

La figura 2.22 muestra cómo puede obtenerse un nivel de ruido por debajo del electrón para $N = 33$, y que se logra un $\text{RL} = 0.2 e^-$ RMS cuando se promedian $N=1227$ muestras. Esto equivale a un tiempo total de lectura por pixel de $686 \mu\text{s}$ y 25 ms , respectivamente. Los mismos resultados, mostrados de una forma más intuitiva, se presentan usando histogramas en la figura 2.23. Los anchos de las distribuciones se reducen considerablemente promediando muestras, y para $N = 1000$ casi todos los

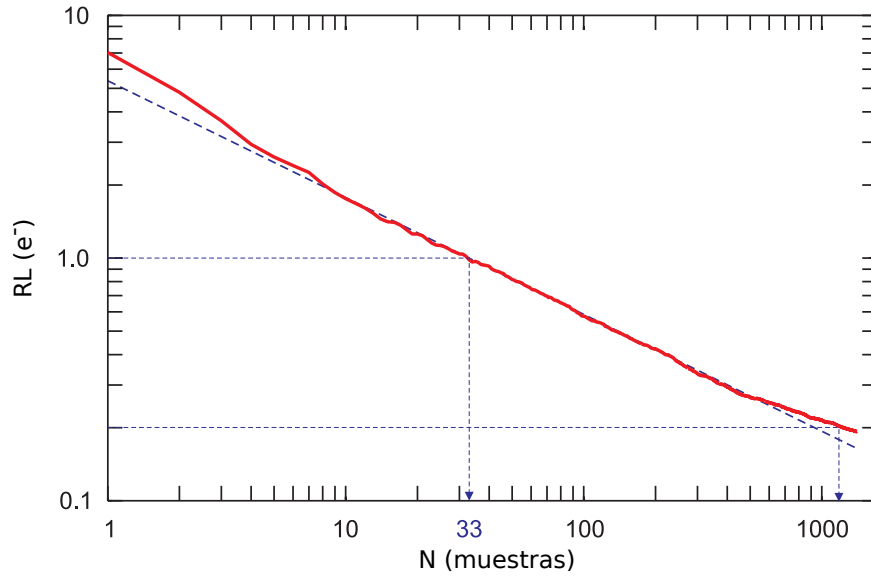


Figura 2.22: Ruido de lectura del CCD Skipper en la región de *overscan* como función del número de muestras promediadas N . Línea continua: ruido de lectura medido en las imágenes. Línea discontinua: mejor ajuste de la reducción teórica del ruido de lectura por ruido blanco (o ruido $1/f^2$).

valores del RL están prácticamente contenidos dentro del segmento entre $-1 e^-$ y $1 e^-$, permitiendo llegar al límite de detección de los CCDs de un par hueco-electrón generado.

2.9.6. Medición de ruido de lectura usando pixeles con carga

En esta sección se evalúa el rendimiento del detector y la capacidad de transferencia de carga de la etapa de salida cuando el detector es expuesto a una fuente de rayos X de ^{55}Fe .

Las imágenes fueron tomadas de forma continua para no enlentecer la lectura, y evitar una alta densidad de eventos de rayos X sobre cada imagen. Solo se registró una porción del detector (600 filas y 5 columnas) utilizando la técnica de muestreo múltiple con $N = 200$ muestras por pixel. El resto de la imagen fue leída tomando solo una muestra por pixel. Esta modalidad de lectura se presenta en la figura 2.24. La región central de la figura corresponde a las múltiples lecturas de los pixeles (5 columnas por 600 filas del detector). Cada medida se localiza de forma consecutiva en la misma línea de la figura, presentando las 200 lecturas. De esta forma, los eventos de rayos X quedan representados como trazos blancos horizontales en esta región. Fuera

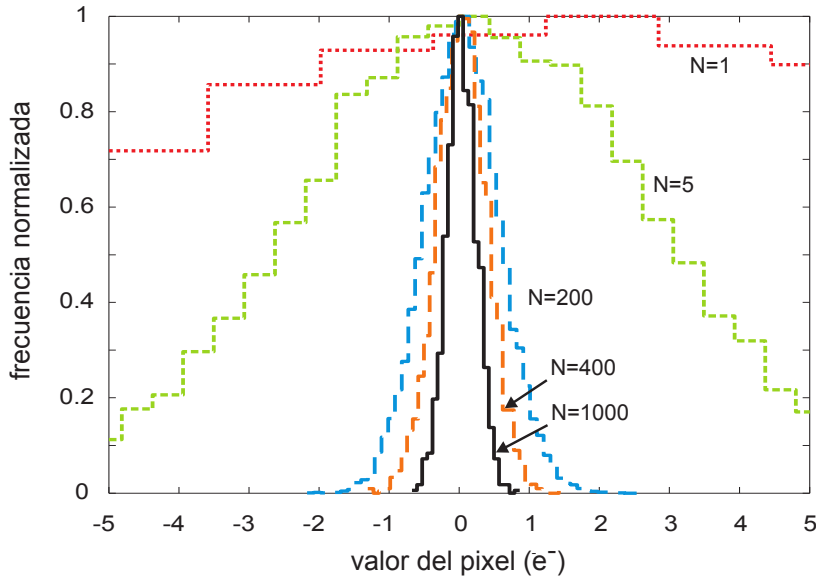


Figura 2.23: Histograma de pixeles vacíos para diferentes números de muestras N promediadas. Los histogramas están normalizados para sus valores máximos y el valor de los pixeles en electrones.

de la región de muestreo múltiple, tanto a la derecha como a la izquierda, pueden observarse algunos eventos con una única lectura de sus pixeles. Para evitar cualquier distorsión por patrón fijo del detector, se sustrae una imagen de referencia obtenida promediando imágenes obtenidas sin exponer el detector a la fuente, de las imágenes con eventos antes de su análisis.

El tiempo por muestra fue de $T_S = 5.5 \mu s$, y el tiempo total de integración en la región de muestreo múltiple fue de $T_T = 2.2 ms$. La ganancia del sistema de lectura para este tiempo de integración es de $0.12 e^-/d.u.$, y por lo tanto el ruido de cuantización ($0.035 e^- RMS$) tiene un impacto pequeño en las medidas.

En este caso el mínimo RL alcanzable para una muestra es de $10.8 e^- RMS$, el cual es un poco superior al esperado, como en el caso del análisis para pixeles fuera de la región activa del detector. La variación del RL en unidades de electrones RMS en función del número de muestras promediadas para pixeles vacíos en la región activa se muestra en la figura 2.25. Esta figura revela que el RL puede reducirse a $0.73 e^-$ después de promediar $N = 200$ muestras. El comportamiento de la reducción del RL sigue el patrón medido en el análisis en la sección 2.9.3, y es similar a la medición realizada sobre la región de *overscan* expuesta en la sección 2.9.5.

Una de las muestras del histograma del espectro de energías obtenido de la fuente



Figura 2.24: Una porción de las imágenes de salida del CCD Skipper. Los trazos horizontales blancos corresponden a las 200 muestras de pixeles con carga acumulada proveniente de los rayos X. Solo cinco columnas del CCD fueron leídas en esta modalidad; el resto del arreglo fue leído con una muestra por pixel. Algunos eventos en estas regiones también pueden observarse en ambos laterales de la imagen.

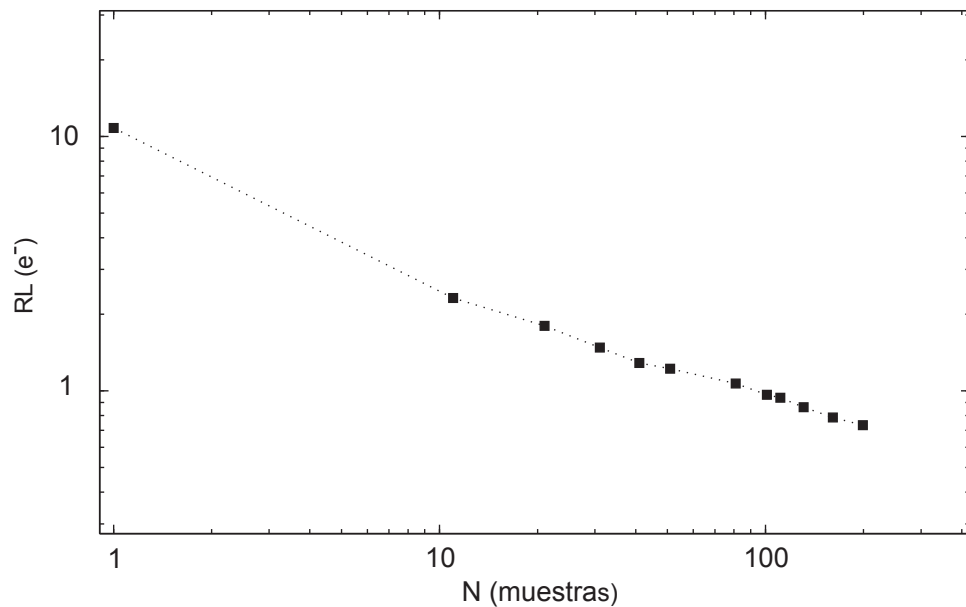


Figura 2.25: Ruido de lectura del CCD Skipper en la zona activa del detector en función del número de muestras promediadas.

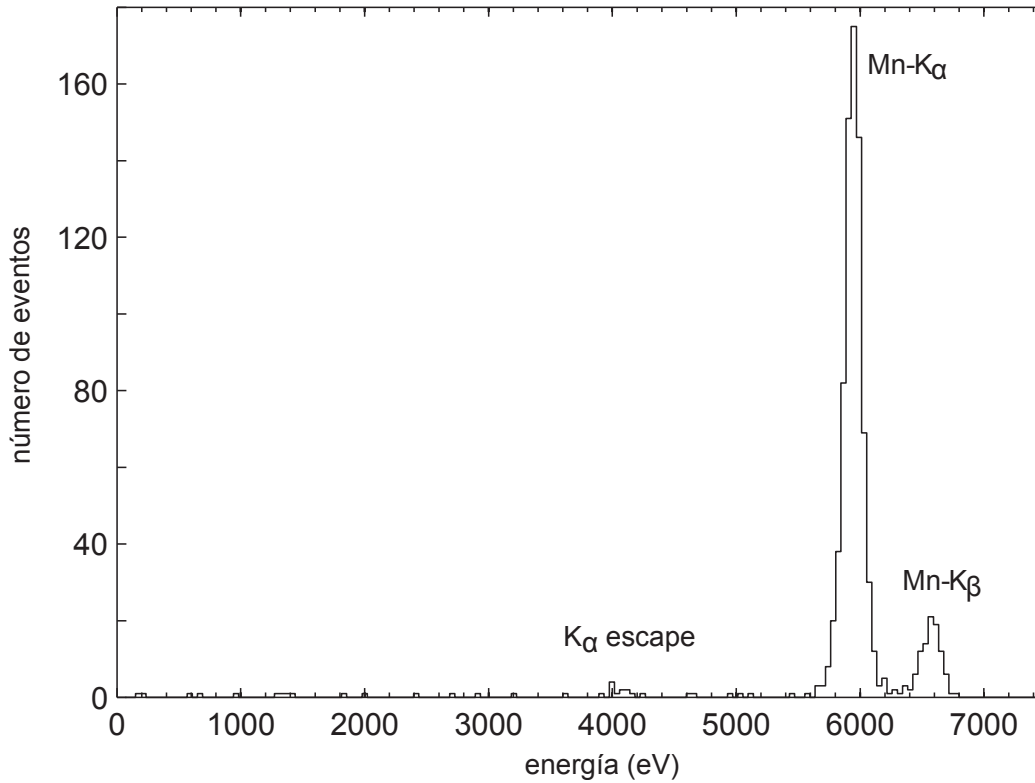


Figura 2.26: Espectro obtenido de la fuente de rayos X ^{55}Fe usando el CCD Skipper en la modalidad de lectura múltiple.

^{55}Fe luego de la lectura múltiple se muestra en la figura 2.26. El espectro fue obtenido considerando solamente eventos que abarcan un único pixel. El ancho medido a media altura del pico de K_α de la fuente ^{55}Fe es de 151 eV, el cual se aproxima a los valores de 135 eV y 142 eV de medidas reportadas del ruido Fano en detectores CCDs en (Owens et al., 2002) y (Fraser et al., 1994; Janesick et al., 1988), respectivamente. El ruido Fano es la medida de la variación del número de cargas ionizadas para fotones de una misma energía. Si se utilizan los valores de los pixeles medidos en la región de una muestra por pixel, el ancho del pico K_α es 199 eV, lo que muestra la mejora en la resolución de energía alcanzable por el muestreo múltiple en la reducción del RL. Sin embargo, se debe tener en cuenta que este experimento no fue diseñado para medidas de energía de alta resolución, si no para probar la capacidad del CCD Skipper para medidas de bajo ruido. Se requieren experimentos más precisos y controlados para encontrar resultados estadísticamente correctos.

El pico K_α en la figura 2.26 también se aproxima a un perfil Gaussiano sin colas evidentes hacia bajas energías, lo que sugiere una buena transferencia de la carga en

la etapa de salida. Si existieran pérdidas de carga en las transferencias en esta etapa se observaría una degradación de la carga resultante medida lo que genera una cola hacia bajas energías determinado por la aleatoriedad del proceso de pérdida de carga. Para abordar este problema de forma cuantitativa, la ineficiencia en la transferencia de carga (CTI por las siglas en inglés de Charge Transfer Inefficiency) fue medida para los pixeles en la región de lecturas múltiples con energías correspondientes al pico K_{α} . Esta ineficiencia está relacionada con la CTE mencionada anteriormente por $CTI = 1 - CTE$, y permite una visualización más inmediata del error que se produce sobre la señal. Para cada pixel se utilizan los valores de carga medidos en cada muestra en función del índice de la muestra, para ajustar la mejor aproximación lineal. La pendiente de la aproximación lineal ajustada, es una medida de la tasa media con que disminuye la carga en función de la muestra medida. Si la pendiente se normaliza al valor de la carga medida se obtiene el valor de la CTI. Los diferentes valores de CTI medidos se grafican en la figura 2.27 con puntos negros. La dispersión en los valores de la CTI individuales (8×10^{-6} RMS) está en concordancia con la variación esperada producida por el ruido de lectura de las muestras. El valor promedio encontrado es $CTI = 1.8 \times 10^{-6}$ y está graficado como una línea horizontal en la figura.

Dado que el valor final del pixel se obtiene como el promedio de todas las muestras, este valor tendrá un valor intermedio entre la primer y última muestra. Si se asume una pérdida uniforme en cada transferencia, la incidencia en el valor final será la mitad de la CTI de la etapa de salida, por lo tanto el valor de carga medido se verá degradado por 0.9×10^{-6} . Esto significa que el 0.00009 % de la carga acumulada en el pixel se pierde en la transferencia hacia atrás y adelante en el período de lectura del CCD Skipper.

2.9.7. Análisis general de ruido

El objetivo de lograr un bajo nivel del ruido en el detector es permitir la detección de señales débiles que depositen energía equivalente a unos pocos electrones en los pixeles. La capacidad del CCD Skipper para obtener niveles de ruido de lectura por debajo del electrón se ha demostrado en las secciones anteriores. En esta sección se evalúa el rendimiento del dispositivo cuando se leen todos los pixeles del arreglo. A niveles tan bajos de RL se vuelven significativas otras fuentes de perturbación

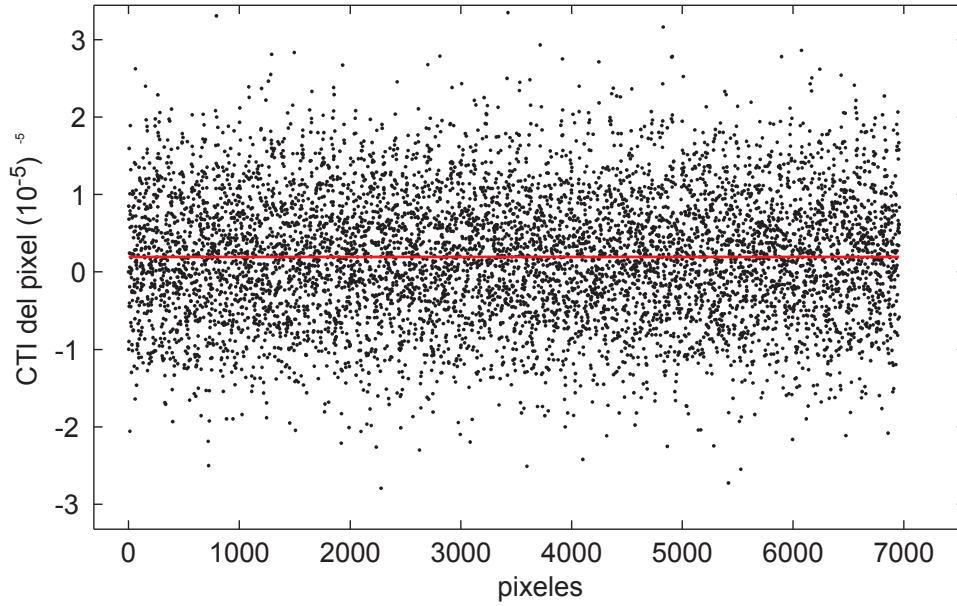


Figura 2.27: Ineficiencia en la transferencia de carga en la etapa de salida medida utilizando pixeles en la región de lectura múltiple del detector con cargas correspondiente al pico K_{α} de la fuente de ^{55}Fe .

propias del integrado y por lo tanto tienen que ser consideradas. Para un análisis general deberían tenerse en cuenta la ineficiencia en la transferencia de carga en la etapa de salida, la ineficiencia en la transferencia vertical y horizontal, y la generación espuria de corriente oscura. En la sección anterior se ha mostrado que la transferencia en la etapa de salida reporta una $\text{CTI} = 0.00009\%$ lo que sugiere que pixeles con pocos electrones de carga acumulada podrían ser medidos unas 1000 veces sin una degradación significativa de su señal. De la misma forma, el análisis de error por la ineficiencia en la transferencia de carga vertical y horizontal de la sección 2.7.2 muestra que esta fuente no representa un limitante cuando los detectores se utilizan para la medición de deposiciones de energía pequeñas. Por lo tanto la fuente de error más importante a analizar es la corriente oscura. Considerando que este error aumenta con el tiempo en que el detector se encuentra activo es de esperar que tenga un efecto no despreciable por el largo tiempo de lectura necesario para las múltiples lecturas de todos los pixeles del detector.

En el caso del CCD Skipper la generación de CO limita el número de muestras N por pixel. El RL (RMS) como función de N puede aproximarse por la línea punteada

en la figura 2.22 como

$$\sigma_{RN} = \sigma_1 / \sqrt{N},$$

donde σ_1 es el RL para $N = 1$ y para un dado T_S . Si se asume que el CCD es leído continuamente, imagen tras imagen, sin tiempo de exposición entre lecturas, el ruido de la CO (RMS) puede ser modelado según la ecuación (2.16) como

$$\sigma_{CO} = (2 \times 511 \times 512 CO N T_S)^{1/2},$$

donde CO es el la generación espuria promedio a la temperatura de operación T , 511×512 es el número total de pixeles leídos por amplificador en el detector. El ruido total es la suma en cuadratura de ambas contribuciones, y su valor mínimo se obtiene cuando

$$N = \frac{0.0014\sigma_1}{\sqrt{CO T_S}}.$$

Si se asume $T_S = 10.4 \mu s$, $CO = 2 e^-/\text{pixel}/\text{día}$ según las medidas presentadas en la sección 2.7.1 y $\sigma_1 = 5.5 e^-$ (tomado de la figura 2.22), un ruido total mínimo de $0.35 e^-$ se obtiene con $N = 490$. Si el RL para una muestra pudiera ser reducido a $\sigma_1 = 2 e^-$, como se espera con el uso de una nueva electrónica, el ruido mínimo total alcanzable sería de $0.21 e^-$ tomando $N = 178$ muestras por pixel.

Este análisis muestra la relación de compromiso que causa el RL y la CO para funcionamientos del detector a niveles de ruido por debajo del electrón, y da las perspectivas alcanzables con el uso del CCD Skipper.

2.10. Conclusiones del capítulo

Se han presentado las características de los dispositivos CCDs científicos que tienen mayor influencia en el uso de estos dispositivos en aplicaciones de detección de partículas diferentes a la luz visible. Se cuantificó el límite de detección de estos detectores de $1.5 e^-$ dado por el ruido de lectura de su amplificación de salida y se abordó una alternativa, el CCD Skipper, para mejorar este límite de detección (por debajo de $1 e^-$) y así mejorar el rendimiento en estas aplicaciones.

Capítulo 3

Aplicación de la tecnología CCD: desarrollo de dispositivo para la detección de neutrinos en un reactor nuclear

3.1. Introducción

En este capítulo se cuantifica la señal de eventos de neutrinos esperable en un CCD a través de la interacción coherente entre el neutrino y los núcleo de Silicio, en especial para neutrinos generados en un reactor nuclear. La capacidad de interacción se debe esencialmente al bajo umbral de de los dispositivos. Se verá que las señales de neutrinos esperadas son de muy baja energía y que cualquier disminución del ruido de lectura de los CCDs representa un incremento grande en los eventos detectados.

La primera parte del capítulo se enfoca de forma resumida en los aspectos más importantes de la generación de neutrinos en el reactor y su interacción con el detector, lo cual establece las bases para la evaluación del funcionamiento en el CCD y la justificación de su utilización. Luego se cuantifica la distribución de los eventos esperados junto con su tasa de ocurrencia según la masa activa disponible de detectores. Los análisis desarrollados en este capítulo están orientados al escenario disponible en el reactor Angra II de la central nuclear Almirante Álvaro Alberto, en Brasil, donde se instaló el primer prototipo.

3.1.1. Detección de neutrinos con CCDs

La tecnología CCD reúne ciertas características atractivas para la detección de neutrinos. Entre estas se pueden citar la buena resolución espacial, una cantidad de masa activa relativamente alta, y el bajo umbral de detección, esto último dado por

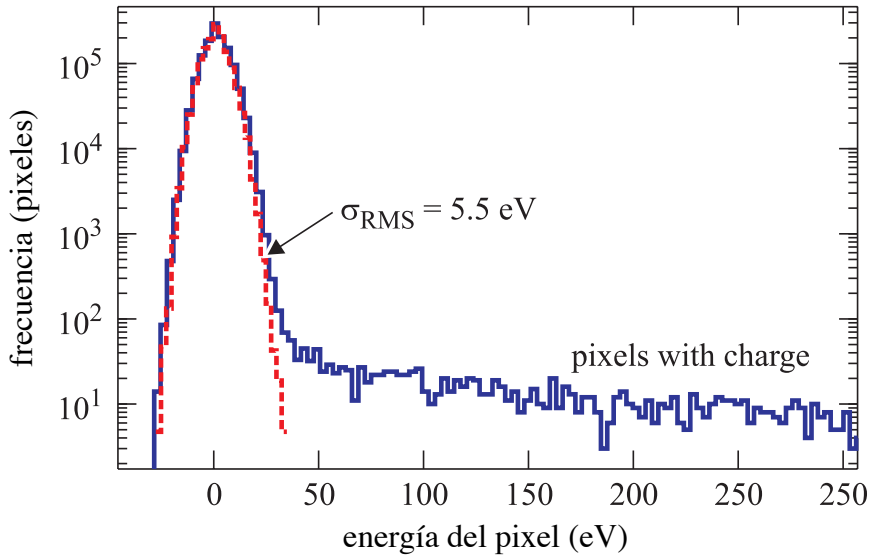


Figura 3.1: Histograma de pixeles individuales de imágenes tomadas con un CCD a una temperatura ambiente de 140 K y con un tiempo de lectura por pixel de $30 \mu\text{s}$.

el bajo nivel de ruido de lectura, la pequeña contribución de corriente oscura y la buena eficiencia de transferencia de la carga. Según lo visto en el capítulo 2, para un tiempo de lectura de cada pixel suficientemente lento ($30 \mu\text{s}$), se puede obtener un ruido de lectura Gaussiano con una desviación típica de 1.5 e^- , equivalente a una energía media de ionización por fotones de 5.5 eV .

La figura 3.1 muestra el histograma del valor de los pixeles obtenidos en una exposición del CCD a una fuente radioactiva de ^{60}Co (curva azul sólida) y cuando el CCD no está expuesto a ninguna fuente (curva roja punteada). El pico de energía cercano a 0 eV es el producido por el ruido de lectura mínimo obtenible (lectura a $30 \mu\text{s}$ por pixel). La distribución de este ruido decae rápidamente al aumentar la energía, permitiendo la detección de pixeles con muy poca carga acumulada como se ve en el histograma para energías mayores a algunas decenas de eV. Esta característica es deseable para los neutrinos ya que el rango de energía esperada es menor a 10 keV .

La buena resolución espacial es otra de los aspectos importantes para la detección de neutrinos. Esta ayuda a rechazar eventos producidos por otras partículas que produzcan un patrón distintivo diferente en las imágenes de salida. Para apreciar esta característica, en la figura 3.2 se muestra una de las imágenes de salida de un CCD que no está expuesto a ninguna fuente, funcionando a una altitud de nivel de mar.

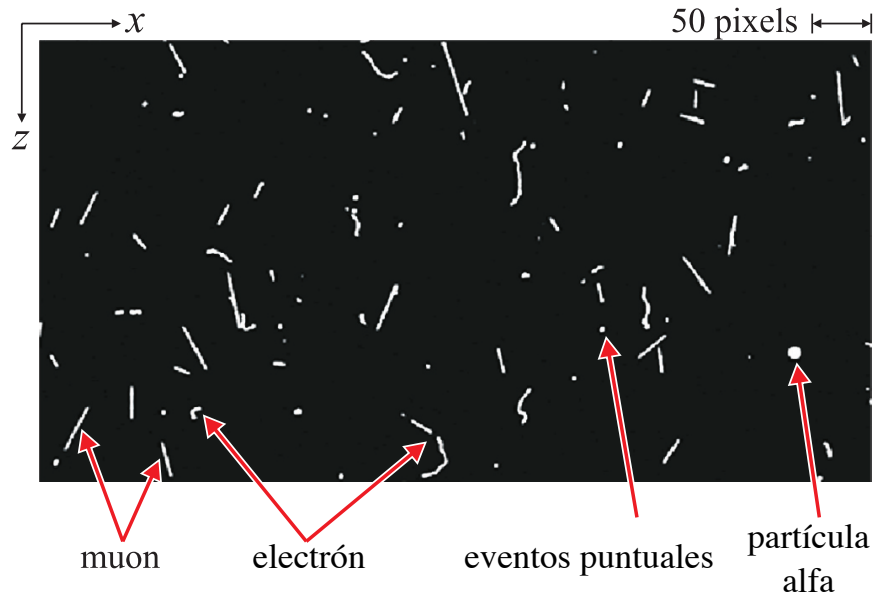


Figura 3.2: Compendio de eventos de imágenes obtenidas con un CCD de $250\mu\text{m}$ (Holland et al., 2003) funcionando a oscuras, a nivel de mar.

Entre las partículas detectadas se encuentra un muón atmosférico, caracterizado por una trayectoria recta que cruza la totalidad del Silicio. Esta partícula genera mucha ionización en su trayectoria dado que es una partícula cargada, y es escasamente deflectada en su dirección ya que su masa es sustancialmente mayor que la masa efectiva de los electrones de la red. Las trayectorias curvadas son causadas principalmente por electrones energéticos producidos por radiación electromagnética en cercanías del detector o en el mismo Silicio. Las partículas alfa dejan una señal circular muy brillante, causada por el efecto plasma cuando la partícula interactúa con el Silicio (Estrada et al., 2011). Y por último, se detallan los eventos puntuales que son aquellos producidos por partículas que generan toda la carga dentro del volumen de un pixel de manera que en la imagen de salida estos se encuentran representados por un único pixel o por un grupo reducido debido a la difusión de la carga a pixeles adyacentes. Este último patrón es el que se espera obtener en las imágenes de salida producto de la interacción coherente entre neutrino y núcleo, ya que la energía transferida al átomo de Silicio es tan pequeña que solo produce cargas libres en volúmenes con radio menor a un micrómetro. Otras partículas espurias, como los neutrones, electrones de baja energía y fotones de baja energía, pueden producir este tipo de patrón en el mismo

rango de energía esperado para el neutrino. Estos eventos contribuyen al número de falsos positivos totales, que terminan dificultando la detección. Por ello los detectores deben blindarse con materiales que permitan rechazar estas señales espurias que no pueden descartarse con procesamientos posteriores de las imágenes obtenidas. En el siguiente capítulo se estudia como se puede aprovechar la estructura del potencial eléctrico en el Silicio del detector para poder aumentar el rechazo a estas partículas espurias.

3.2. Interacción esperada entre neutrino y Silicio

Como se verá más detalladamente en la próxima sección, los reactores nucleares producen antineutrinos electrónicos ($\bar{\nu}_e$) con energías de hasta aproximadamente 12 MeV. A tales energías la probabilidad de interacción más alta está dada por la interacción elástica coherente de corriente neutral entre neutrino y el núcleo del átomo de Silicio (Harnik et al., 2012). La mención de corriente neutral hace referencia a que es uno de los tipos de interacción débil que está mediada por un bosón Z, como se muestra en el diagrama de Feynman de la figura 3.3, y por lo tanto la misma se manifiesta de manera similar para los tres “sabores” de neutrino o antineutrino. Esta interacción fue descubierta en neutrinos por (Hasert et al., 1973) en 1973. Un año más tarde, (Freedman, 1974) postuló que en estos procesos la ocurrencia de choques elásticos de neutrinos con el núcleo del átomo puede ser aumentada por coherencia si la transferencia de momento es pequeña, condición que se cumple para neutrinos provenientes de un reactor nuclear. Para los análisis siguientes solo se considera el aporte de esta interacción, ya que es la que mayor tasa de eventos generará en el CCD.

En este proceso, un neutrino de cualquier sabor choca con el núcleo del átomo de Si transfiriendo cierta cantidad de energía en la forma de un retroceso nuclear. La sección transversal (σ) que define la probabilidad de ocurrencia de este proceso es conocida, y puede expresarse como (Freedman, 1974; Zuber, 2011)

$$\frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}_e} dE_{\text{rec}}}(E_{\bar{\nu}_e}, E_{\text{rec}}) = \frac{G_F^2}{8\pi} [Z(4\sin^2\theta_W - 1) + N]^2 M \left(2 - \frac{E_{\text{rec}}M}{E_{\bar{\nu}_e}^2}\right) |f(q)|^2 \quad (3.1)$$

donde M , N y Z son la masa, el número de neutrones y el número atómico del

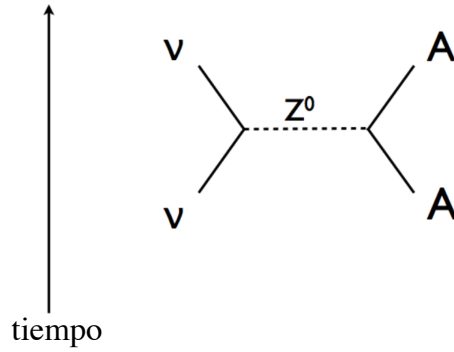


Figura 3.3: Diagrama de Feynman del choque elástico coherente de corriente neutral entre neutrino y núcleo.

núcleo, respectivamente, $E_{\bar{\nu}_e}$ y E_{rec} son la energía incidente del neutrino y la energía transferida al núcleo, G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, θ_W es el ángulo de Weinberg, y $f(q)$ es el factor de forma nuclear para una transferencia de momento q . Para neutrinos donde $E_{\bar{\nu}_e} < 50$ MeV, el momento transferido (q^2) es suficientemente pequeño tal que $q^2 R^2 < 1$, donde R es el radio del núcleo, y se puede aproximar el factor de forma del núcleo como $|f(q)| \approx 1$, con solo un pequeño porcentaje de error (Scholberg, 2006). Para transferencias de momento pequeñas, la amplitud de los nucleones individuales están en fase y se suman coherentemente, y por lo tanto la sección transversal se incrementa por un factor de aproximadamente N^2 .

Aunque la sección transversal es aumentada por la coherencia, el choque elástico entre neutrino y núcleo es difícil de observar debido a las energías transferidas a los núcleos son muy pequeñas y están por debajo del umbral de los detectores típicos en funcionamiento hoy en día. La máxima energía transferida al núcleo puede expresarse como

$$\max(E_{rec}) = 2E_{\bar{\nu}_e}^2/M, \quad (3.2)$$

donde la masa atómica (M) del material utilizado como detector es inversamente proporcional a la máxima energía transferida. La figura 3.4 muestra como varía esta cantidad en función de la energía del neutrino incidente para Silicio. Para el rango de energías alcanzables en un reactor nuclear, hasta 12 MeV, el rango de energía transferida al núcleo llega hasta aproximadamente los 10 keV. Además, este rango se hace más pequeño para materiales más pesados como por ejemplo Germanio, el cual

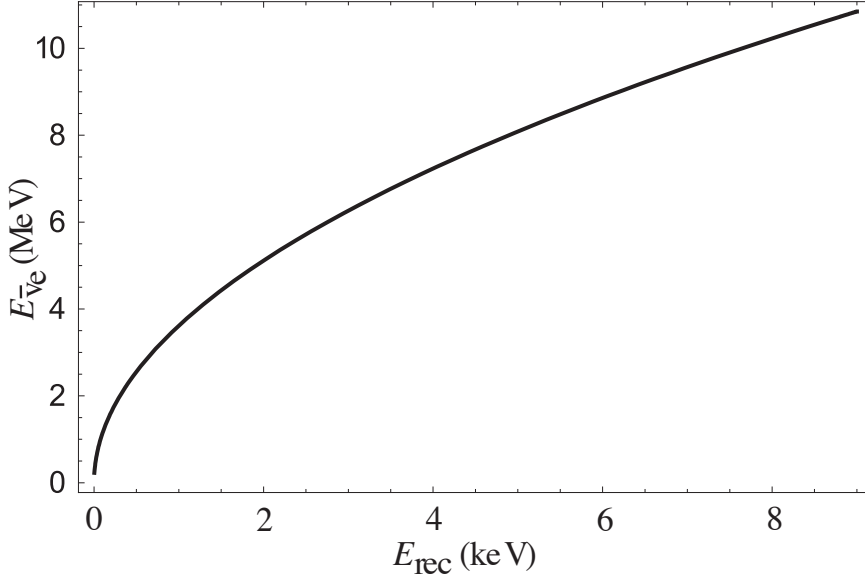


Figura 3.4: Máxima energía de retroceso para núcleos de Silicio en función de la energía del neutrino.

es otro de los elementos semiconductores bajo análisis en la comunidad científica para ser usado en la detección de neutrinos de baja energía.

Utilizando la ecuación (3.1) se puede calcular la sección transversal total ($\sigma_T(E_{\bar{\nu}_e})$) para un núcleo de Silicio asumiendo una fuente monoenergética de neutrinos de energía $E_{\bar{\nu}_e}$,

$$\sigma_T(E_{\bar{\nu}_e}) = \int_{E_{th}}^{\infty} dE_{rec} \frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}_e} dE_{rec}}(E_{\bar{\nu}_e}, E_{rec}) = \frac{G_F^2}{4\pi} [Z(4 \sin^2 \theta_W - 1) + N]^2 E_{\bar{\nu}_e}^2$$

donde E_{th} es la mínima energía de retroceso medible. Esta puede ser aproximada por

$$\sigma_T(E_{\bar{\nu}_e}) \approx 4.22 \times 10^{-45} N^2 E_{\bar{\nu}_e}^2 \quad (3.3)$$

cuando $E_{\bar{\nu}_e}$ se expresa en unidades de MeV, $E_{th} = 0$ y σ_T en cm^2 . El caso particular del Silicio ($N = 14$) está graficado en la figura 3.5 con trazo sólido azul. La curva muestra la poca probabilidad de interacción de los neutrinos con la materia, ya que la sección transversal es menor a 10^{-40} cm^2 para todas las energías de neutrinos esperada. Además, esta sección tiene una fuerte dependencia con la energía, con una caída muy pronunciada hacia bajas energías. La figura también muestra la curva (trazo rojo continuo) resultante de pesar la sección transversal total σ_T por el espectro esperado

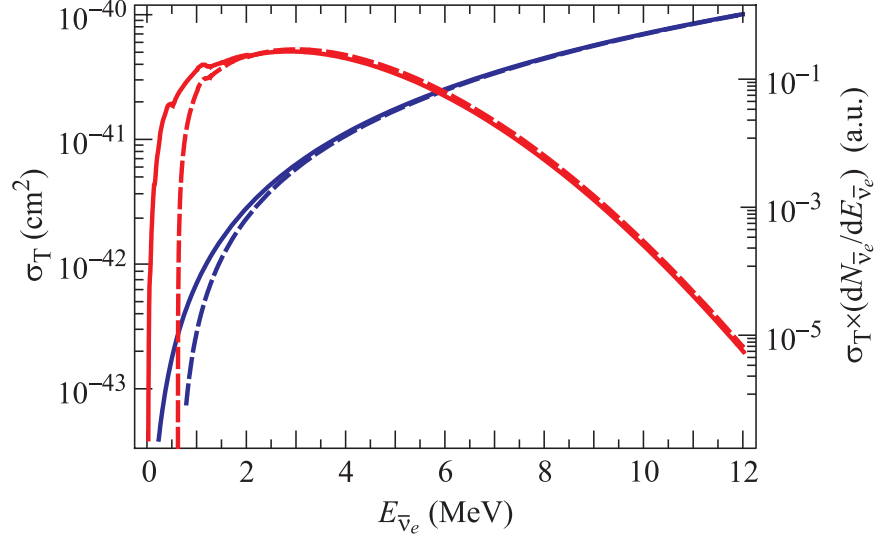


Figura 3.5: Sección transversal total, σ_T , de la interacción coherente entre neutrino y núcleo del átomo de Silicio, calculada a partir de la ecuación (3.3) (curva azul, izquierda), y cuando es multiplicada por el espectro de antineutrinos esperado del reactor nuclear (curva roja, derecha).

de $\bar{\nu}_e$ de un reactor nuclear ($dN_{\bar{\nu}_e}/dE_{\bar{\nu}_e}$). La misma da una idea de la magnitud del intervalo de energías de antineutrinos que tendrán mayor probabilidad de interactuar con el detector, que quedan comprendidos entre 1 y 5 MeV. Como se verá más adelante, este aspecto es importante ya que diferentes procesos en el reactor nuclear producen neutrinos a diferentes energías, y el conocimiento de estos espectros con mayor precisión es uno de los temas bajo investigación en la comunidad científica.

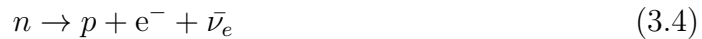
Si el límite inferior de la integración en el cálculo de σ_T de la ecuación (3.3) se reemplaza por la energía de retroceso umbral de detección esperado para la tecnología CCD, como por ejemplo 5 veces el desvío típico del ruido de lectura ($5\sigma_{RMS} = 28$ eV), se obtienen las curvas mostradas con trazo discontinuo en la misma figura 3.5. Estas curvas presentan un escenario más realista ya que aquellas deposiciones con energías por debajo del umbral impuesto no serán detectadas por el sistema. Se observa que ambas cantidades no se ven sustancialmente modificadas, lo que se debe al bajo umbral de detección que puede esperarse en un CCD. De hecho, el intervalo de energía de neutrinos con máxima probabilidad de interacción es poco afectado por el umbral impuesto. Esto demuestra la capacidad de estos dispositivos para la detección de la

interacción coherente entre neutrino y núcleo. Se verá más adelante que la elección del umbral en aproximadamente $5\sigma_{RMS}$ no es arbitraria, y responde al compromiso existente entre fijar un umbral lo más bajo posible y evitar la detección de muchos falsos positivos, es decir, eventos espurios ficticios generados por la naturaleza aleatoria del mismo ruido de lectura.

La reducida sección transversal para energías de neutrino bajas en conjunto con la débil señal depositada en el detector (en el rango de los keV) justifican la imposibilidad, hasta el momento, de detectar esta interacción, y por consiguiente, la dificultad de desarrollar equipamiento capaz de monitorear los antineutrinos provenientes de un reactor nuclear. Los detectores de neutrinos de baja energía en funcionamiento hoy en día (Abe et al., 2012; Ahn et al., 2012; An et al., 2014) no son capaces de observar la interacción coherente y basan su funcionamiento en la observación de la interacción de decaimiento beta inverso, la cual tiene una menor probabilidad de ocurrencia. Esta disminución es contrarrestada con mayor volumen de material activo, del orden de las toneladas, generando sistemas con poca versatilidad y movilidad. Los sistemas basados en CCDs permitirían aprovechar el aumento en la detección por la coherencia y así construir sistemas con una masa activa menor a un kilogramo.

3.3. Fuente de antineutrinos: reactor nuclear

Los reactores nucleares son una fuente muy intensa de antineutrinos ($\bar{\nu}_e$). Los antineutrinos aparecen por el decaimiento β de neutrones que son parte de núcleos de los átomos productos de las fisiones del reactor:



donde n es el neutrón, p el protón y e^- el electrón. Por la cinemática del proceso el espectro de la energía de los antineutrinos está distribuido de forma continua hasta energías de 12 MeV, con un máximo entre 0.5 MeV y 1 MeV. Dado que la mayoría de estos decaimientos se producen en los subproductos de la fisión nuclear (Grupen & Buvat, 2012), la tasa de producción de antineutrinos puede considerarse esencialmente proporcional a la potencia térmica del reactor (Xin et al., 2005b). Típicamente, se emiten 3.1×10^{16} $\bar{\nu}_e$ /s por MW de potencia térmica.

Los antineutrinos se generan en el núcleo del reactor y se esparcen en todas las direcciones. Como la probabilidad de interacción con la materia es muy baja, se puede modelar al reactor como una fuente isotrópica de antineutrinos, inclusive por fuera del blindaje del reactor. Por lo tanto, para una distancia L entre el detector y el núcleo del reactor, el flujo se verá reducido por un factor de $1/(4\pi L^2)$.

El primer prototipo instalado en la Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto se encuentra situado a aproximadamente 30 metros del núcleo de un reactor de 4 GW de potencia térmica (reactor Angra II) y a aproximadamente 190 metros de uno de 2 GW (reactor Angra I). Más detalles sobre la ubicación del sistema de CCDs en la central nuclear puede encontrarse en el Apéndice A. Si se considera que el flujo de antineutrinos es proporcional a la potencia del reactor y que son emitidos de forma isotrópica, los eventos generados en el detector por el segundo reactor serían el 1.5 % de la señal esperada del más cercano y de mayor potencia.

Estos reactores usan tecnología de agua liviana presurizada (PWR). En este tipo de reactores, varios procesos están involucrados en la producción de antineutrinos, pero la mayoría del flujo está generado por dos mecanismos: el primero es debido al decaimiento β de los fragmentos subproducto de las fisiones en el reactor. El segundo mecanismo dominante es por el decaimiento de los elementos constituyentes del combustible del reactor o nuevos elementos generados en el ciclo térmico. Dentro de este grupo, el proceso con mayor producción es el decaimiento beta del ^{239}U generado por la absorción de un neutrón por parte del ^{238}U . La contribución relativa de estos isótopos al flujo total varía según el tipo de tecnología de reactor, así también como en el ciclo de quemado del combustible en un mismo reactor, resultando en escenarios de flujo de antineutrinos que difieren en un pequeño porcentaje para una misma potencia térmica. Aunque esas variaciones son reconocibles, son suficientemente pequeñas como para permitir justificar las bases de un detector de antineutrinos de forma independiente al modelo del reactor. Dado que el flujo y el espectro de antineutrinos esperado por fisión para cada uno de los isótopos es diferente, el flujo y espectro resultante total será la composición de los individuales pesados por su ocurrencia media. Las próximas subsecciones detallan cuantitativamente estos mecanismos.

3.3.1. Antineutrinos producidos por isótopos fisionables

En los reactores nucleares de tecnología de agua liviana, que agrupa a los reactores de ebullición de agua liviana (BWR, por sus siglas en inglés) y los reactores de agua liviana presurizada (PWR), la mayor producción de $\bar{\nu}_e$ esta dada por el decaimiento beta de los subproductos de los 4 isótopos con mayor tasa de fisión en el núcleo del reactor (Kopeikin & Sinev, 2001): ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Este proceso aporta aproximadamente $\approx 6.1 \bar{\nu}_e/\text{fisión}$. En estos reactores, el combustible se reemplaza parcialmente (generalmente 30 %) cada períodos de 6 a 24 meses (Crossland, 2012), por lo que dicho combustible tiene que ser capaz de generar la suficiente cantidad de fisiones para mantener la potencia térmica del reactor durante todo el intervalo de tiempo. Esto se logra enriqueciendo el combustible para incrementar la proporción de ^{235}U presente en un 0.7 % en el uranio natural, hasta 3 a 5 % dependiendo del largo del ciclo. Como consecuencia de los largos ciclos de quemado, es de esperar un cambio apreciable en los elementos que componen el combustible. En la figura 3.6 se muestra la contribución relativa de los cuatro isótopos a la potencia térmica total del reactor durante un período continuo sin reemplazo de combustible. En particular la figura muestra estas cantidades para dos tipos de reactores: las curvas en rojo en trazo continuo para el reactor de la central nuclear Kuo-Sheng (China) que es del tipo BWR, y las curvas azules en trazo discontinuo para el reactor Gosgen (Suiza) del tipo PWR (Boehm & Vogel, 1992). La contribución relativa de los isótopos en ambas tecnologías es esencialmente la misma. La mayor variación se manifiesta durante el ciclo de quemado. Al inicio del este, el ^{235}U produce su mayor cantidad de fisiones. Como producto del consumo del ^{235}U , se produce ^{241}Pu . Al mismo tiempo el ^{238}U , originariamente en cantidades del 95 % al 97 %, captura neutrones subproducto de las fisiones y genera ^{239}U que luego decae en ^{239}Pu , aumentando el aporte de este isótopo a la potencia térmica total (Kessler, 2012; Crossland, 2012).

La variación en el número total de neutrinos generados es menor que la variación porcentual de la tasa de fisión de los isótopos, ya que el número de neutrinos generados por fisión es similar para todos ellos, y el número de fisiones totales, para una misma potencia térmica en el reactor, no varía demasiado. Para simplificar el análisis y dado que puede ser dificultoso obtener información sensible como la composición del combustible en función del tiempo, se utilizan valores medios en el número de

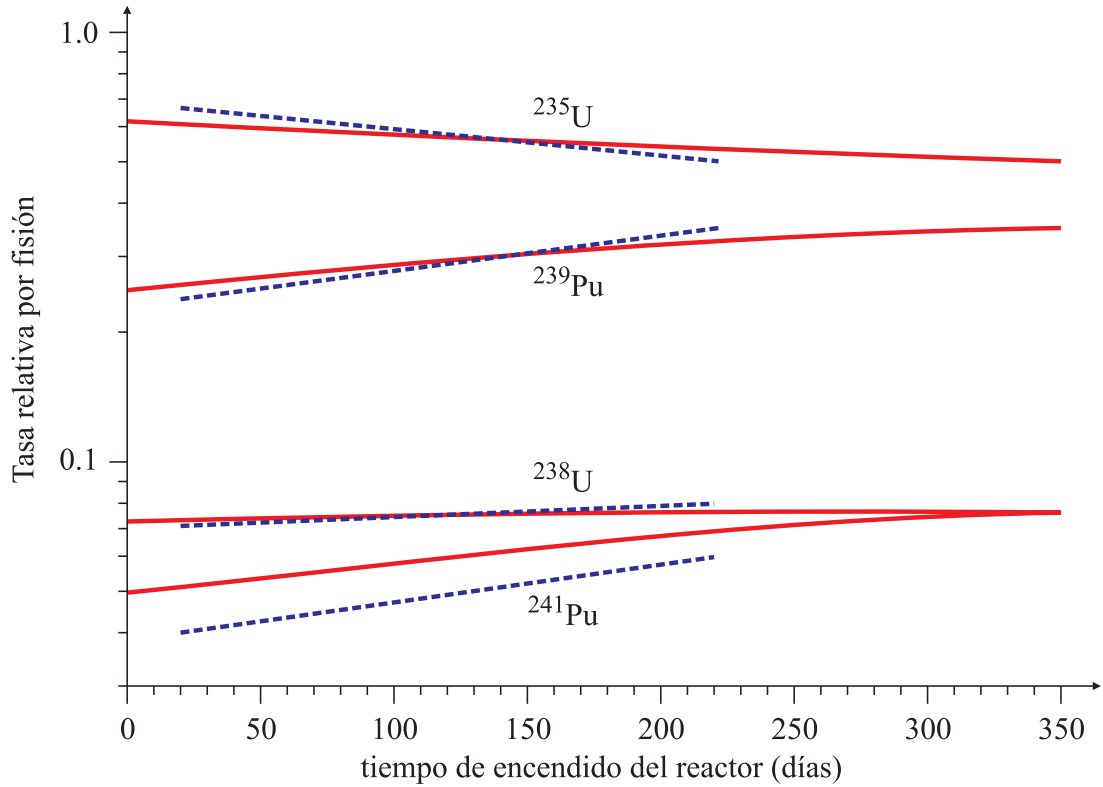


Figura 3.6: Contribución relativa de los cuatro isótopos más importantes al número total de fisiones en el reactor. Curvas rojas: reactor tipo BWR. Curvas azules: reactor tipo PWR.

fisiones esperado. La Tabla 3.1 muestra la tasa media de fisiones por isótopos como así también la producción individual de neutrinos para un ciclo de quemado del reactor de la central Kuo-Sheng (Wong et al., 2007). Estos valores serán utilizados para los análisis posteriores.

El espectro de $\bar{\nu}_e$ también es diferente según el proceso. La figura 3.7 muestra el espectro generado por cada isótopo, $dN_{\bar{\nu}_e}/dE_{\bar{\nu}_e}$. Estos datos tomados de (Vogel et al., 1981; Vogel & Engel, 1989), los cuales son utilizados para cálculos similares en detectores de germanio en (Wong et al., 2007).

Tabla 3.1: Contribución relativa de los isótopos al número total de fisiones, producción de neutrinos por proceso y por fisión en el reactor. Valores típicos de la planta nuclear Kuo-Sheng Power Plant (Wong et al., 2007).

| Proceso | Tasa relativa por fisión en el reactor (α_{iso}) | Producción de $\bar{\nu}_e$ ($N_{\bar{\nu}_e}$ /proceso) | Producción de $\bar{\nu}_e$ ($N_{\bar{\nu}_e}$ /fisión) |
|----------------------------|-----------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|
| ^{235}U | 0.56 | 6.14 | 3.43 |
| ^{238}U | 0.08 | 7.08 | 0.56 |
| ^{239}Pu | 0.30 | 5.58 | 1.67 |
| ^{241}Pu | 0.06 | 6.42 | 0.38 |
| $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ | 0.60 | 2.00 | 1.20 |

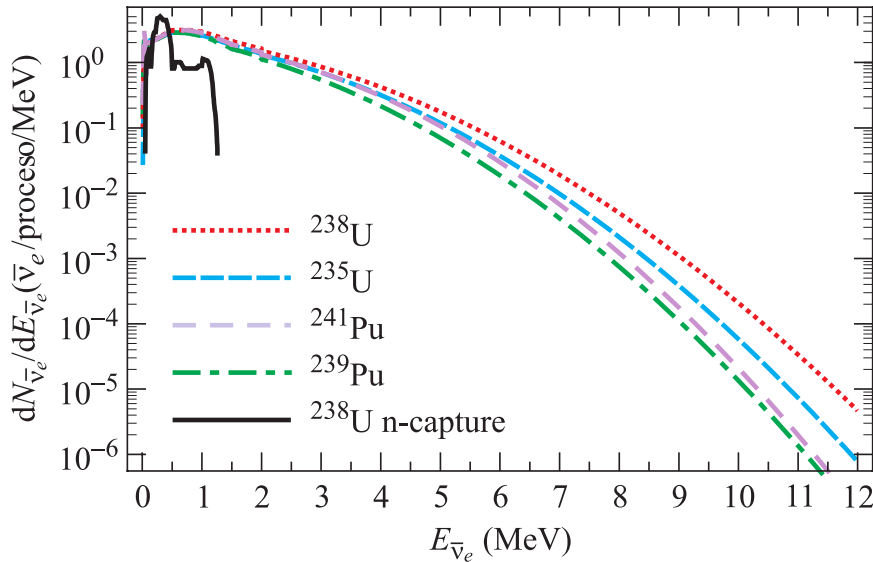
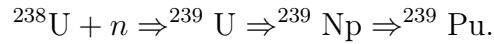


Figura 3.7: Espectro de antineutrinos para cada proceso (Wong et al., 2007).

3.3.2. Antineutrinos producidos por captura de neutrones en ^{238}U

El otro mecanismo de producción de antineutrinos en un reactor nuclear es por el proceso de captura de un neutrón por parte del isótopo ^{238}U . El contenido de ^{238}U en reactores nucleares varía entre 95 % y 97 %. Este isótopo absorbe neutrones subproductos de las fisiones a través de la reacción (n,γ) y produce como resultado ^{239}U . Este nuevo isótopo tiene un tiempo de vida muy corto (16 minutos), y decae dos veces para formar finalmente ^{239}Pu ,



En cada uno de estos decaimientos beta se produce un antineutrino. Típicamente, la tasa de ocurrencia de este proceso es de 0.6 capturas de neutrones por ^{238}U , por fisión en el reactor, generando un total de 1.2 $\bar{\nu}_e$ por fisión del núcleo, y contribuyendo con un 16 % al flujo total. La Tabla 3.1 resume estas cantidades.

El espectro de $\bar{\nu}_e$ producido en este proceso es diferente al de los isótopos fisionables. En este caso la máxima energía del antineutrino es aproximadamente 1.3 MeV. La figura 3.7 muestra su espectro en trazo continuo negro. Al ser de más baja energía, su incidencia en el número de eventos generados en el detector es menor que el esperado por los $\bar{\nu}_e$ de isótopos fisionables. Una descripción más detallada de este proceso puede encontrarse en (Wong et al., 2007).

3.3.3. Flujo y espectro total

Hasta ahora se han visto cuáles son los procesos encargados en la generación de antineutrinos. Para evaluar su contribución total en un reactor dado, se debe establecer su contribución a la potencia térmica del mismo.

La forma de evaluar las contribuciones individuales es calculando la energía liberada por la fisión de cada isótopo. Por ejemplo, en una fisión de un átomo de ^{235}U , su núcleo absorbe un neutrón resultando en un compuesto que puede ser altamente inestable y que se divide en dos (a veces tres) fragmentos de acuerdo a una distribución de probabilidad determinada que define el tipo de fragmento (producto de fisión) generado. Además de los productos de fisión, 2 a 3 neutrones son generados inmediatamente después de la fisión. Luego, los productos de la fisión pueden decaer por los mecanismos mencionados. De esta forma, la energía total E_{Tot} liberada en una fisión es la suma de las contribuciones de la energía cinética de los productos de fisión, la energía cinética de los neutrones generados, la energía de la radiación gamma generada en el proceso, la energía cinética de los electrones y de los antineutrinos en los decaimientos β posteriores. Salvo la energía entregada al antineutrino, se puede considerar que el resto es absorbida por los materiales que conforman la estructura del núcleo del reactor, y por lo tanto es convertida en energía térmica

Tabla 3.2: Energía térmica promedio liberada por fisión (Kessler, 2012)

| Isótopo | Energía térmica, E_{iso} : [MeV] ([Joules]) |
|-------------------|-----------------------------------------------|
| ^{235}U | 202.76 194.14 (3.11×10^{-11}) |
| ^{238}U | 206.24 195.2 (3.13×10^{-11}) |
| ^{239}Pu | 207.24 200.15 (3.21×10^{-11}) |
| ^{241}Pu | 210.91 202.11 (3.24×10^{-11}) |

del reactor. En cambio, como el antineutrino tiene poca interacción con la materia, puede considerarse que escapa totalmente de la estructura del reactor. La Tabla 3.2 muestra la energía promedio liberada por la fisión de los isótopos más importantes, y la energía que efectivamente contribuye a la potencia térmica del reactor. Pueden encontrarse variaciones menores al 1 % respecto a los valores presentados en la tabla (Kessler, 2012), dependiendo de la energía inicial del neutrón absorbido, pero no son significativas para el análisis de esta tesis.

Se puede encontrar el número total de fisiones por segundo (N_F) esperadas en el reactor, para una dada potencia térmica P_T , utilizando las energías térmicas individuales (E_{iso}) de la Tabla 3.2 y la tasa relativa de ocurrencia para cada isótopo (α_{iso}) de la Tabla 3.1, como

$$N_F = \frac{P_T}{\sum_{i=\text{Isótopo}} \alpha_i E_i}, \quad \text{Isótopo} = \{^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{241}\text{Pu}, ^{239}\text{Pu}\}.$$

Para el reactor nuclear Angra II con una potencia de 3.95 GW térmicos, esto equivale a aproximadamente 1.25×10^{20} fisiones por segundo y a una producción de 9×10^{20} antineutrinos por segundo. A partir de esta cantidad, se puede encontrar la densidad del flujo ($D_{\bar{\nu}_e}$) en la posición del detector, a $L = 30$ metros del núcleo del reactor, como

$$D_{\bar{\nu}_e} = \frac{N_F}{4\pi L^2} = 7.95 \times 10^{12} [\bar{\nu}_e/\text{cm}^2/\text{seg}]$$

De manera similar, se puede encontrar el espectro total de antineutrinos esperado en el detector,

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} = D_{\bar{\nu}_e} \sum_{i=\text{Isótopo}} \alpha_i \left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} \right)_i. \quad (3.5)$$

La figura 3.8 muestra el espectro total con y sin la contribución de captura del ^{238}U , normalizado a una fisión en el reactor.

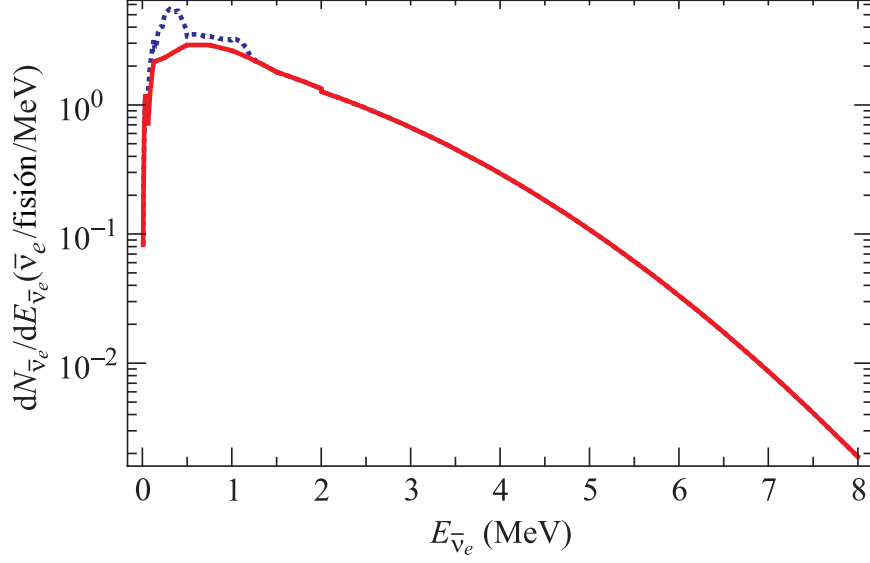


Figura 3.8: Espectro total de antineutrinos por cada fisión en el reactor. La curva roja representa la contribución de los isótopos fisiónables, y la curva azul considerando también el aporte de la captura de neutrones por ^{238}U .

3.3.4. Señal esperada en el CCD

En esta y en las siguientes subsecciones se estudiará la señal de antineutrinos observada en un detector CCD, que permitirá concluir el capítulo con la justificación de la capacidad de esta tecnología en la detección de antineutrinos.

Como parte de la interacción coherente entre el neutrino y el núcleo del átomo se espera que parte de la energía de la partícula sea transferida como un retroceso nuclear al átomo, que luego ioniza electrones circundantes en la red de Silicio, generando pares hueco-electrones. El campo eléctrico en el sustrato del CCD se encarga de capturar estos huecos libres en un pozo de potencial hasta que el arreglo es leído, momento en el que los paquetes de carga son transferidos al amplificador de salida para su lectura. Es interesante en este punto conocer cuántas cargas libres se esperan generar en cada interacción y como serán posteriormente colectadas y leídas por el CCD.

Usando la sección transversal diferencial presentada en la sección 3.2 y el espectro total de antineutrinos esperado en el detector obtenido en la sección 3.3.3, se puede encontrar la distribución en energía, $\frac{dR}{dE_{\text{rec}}}(E_{\text{rec}})$, de los eventos en el detector,

$$\frac{dR}{dE_{\text{rec}}}(E_{\text{rec}}) = N_t \int_{\sqrt{\frac{E_{\text{rec}}M}{2}}}^{\infty} dE_{\bar{\nu}_e} \frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}}(E_{\bar{\nu}_e}) \times \frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}_e} dE_{\text{rec}}}(E_{\bar{\nu}_e}, E_{\text{rec}}), \quad (3.6)$$

y también su tasa de ocurrencia,

$$R = \int_{E_{th}}^{\infty} dE_{rec} \frac{dR}{dE_{rec}}(E_{rec}), \quad (3.7)$$

donde N_t es el número de átomos de Silicio en el volumen activo del detector, $\sqrt{E_{rec}M/2}$ es la energía mínima de un neutrino que puede producir una energía de retroceso en el núcleo de Silicio igual a E_{rec} , y E_{th} es la mínima energía de retroceso detectada.

Las soluciones encontradas para dR/dE_{rec} y R a partir de las ecuaciones (3.6) y (3.7) se muestran en la figura 3.9 y 3.11, respectivamente. La distribución en energía de los retrocesos nucleares esperados en el detector (figura 3.6) decrece rápidamente con la energía. Aunque pueden ocurrir eventos con energías de hasta 10 keV, cualquier retroceso con $E_{rec} > 3$ keV tiene muy poca probabilidad de ocurrencia. De hecho, más del 96 % de los eventos ocurren para $E_{rec} < 2$ keV. Este comportamiento también puede ser observado desde la curva del espectro integrado en la figura 3.11 (curva roja), la cual representa la tasa de eventos como función de la máxima energía de retroceso observada: por encima de 2 keV, la distribución se vuelve plana y por lo tanto no se percibe un incremento significativo en el número de eventos. Esta característica permite encontrar el mejor límite en la energía de los eventos detectados de forma de maximizar la relación señal de neutrino a eventos espurios.

A fin de corroborar los resultados obtenidos utilizando publicaciones más recientes del espectro de antineutrinos producidos un reactor nuclear, se obtuvieron las curvas resultantes de la ecuación (3.6) considerando los espectros propuestos en (Mueller et al., 2011) y en (Huber, 2012) para los antineutrinos producidos por los isótopos fisionables. Los resultados obtenidos se pueden encontrar en la figura 3.9 marcados con cuadrados (\square) y cruces (\times), respectivamente. En ambos casos, se utilizaron los nuevos cálculos del espectro de antineutrinos presentados por Haag para el ^{238}U (Haag et al., 2014). Los resultados muestran una buena concordancia con el espectro previamente encontrado. La razón por la cual no se consideró inicialmente estas publicaciones como base del análisis fue que ninguna de ellas provee información para todo el rango completo de energías de los antineutrinos, solo para energías entre 2 y 8 MeV.

No toda la energía transferida al núcleo del átomo se transforma en energía disponible para liberar electrones. Parte se transforma en fonones contribuyendo al incremento de la energía térmica del sistema. El número de cargas liberadas para una

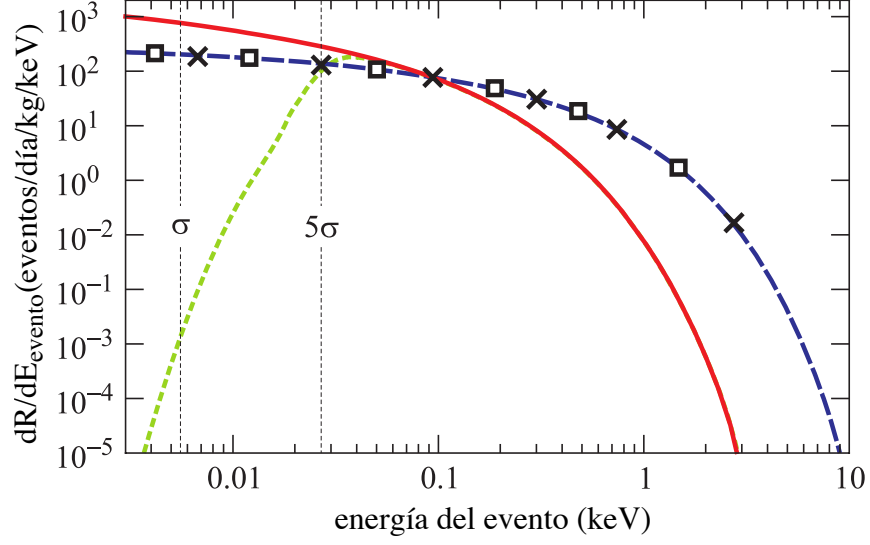


Figura 3.9: Espectro de energías de los eventos esperados en las imágenes de salida del detector CCD: (— — azul) espectro de energía de retroceso, (— rojo) espectro de eventos detectado utilizando el factor quenching de la teoría de Lindhard, y (- - - verde) utilizando la curva de eficiencia presentada en la sección 2.8; espectro de retrocesos nucleares utilizando los cálculos del espectro de antineutrinos presentados por Mueller *et al* (\square) (Mueller et al., 2011) y Huber (\times) (Huber, 2012).

dada energía de retroceso generalmente se mide como una proporción respecto a la producción electrones por un fotón de la misma energía, ya que se conoce que para fotones de esta energía se necesitan en promedio 3.65 eV para generar un electrón (Janick, 2001). La cantidad que refleja esta proporción es llamado factor *quenching*, Q . Este factor tiene una dependencia muy grande con la energía y desafortunadamente no es muy bien conocido para energías de retroceso menores a 4 keV. Actualmente en Fermilab se están llevando a cabo varias experiencias para medir el factor en este rango de energías. Más detalles de estas técnicas se pueden encontrar en (Tiffenberg, 2013). Sin embargo, mediciones para energías de eventos mayores a 4 keV concuerdan con la teoría propuesta en (Lindhard et al., 1963) y bien resumidas en (Lewin & Smith, 1996). La figura 3.10 muestra las predicciones de Lindhard y un compendio de publicaciones disponibles de mediciones del factor a diferentes energías.

La energía medible (E_m) de los eventos de neutrinos será una fracción (Q) de la energía de retroceso depositada,

$$E_m = QE_{rec} \quad (3.8)$$

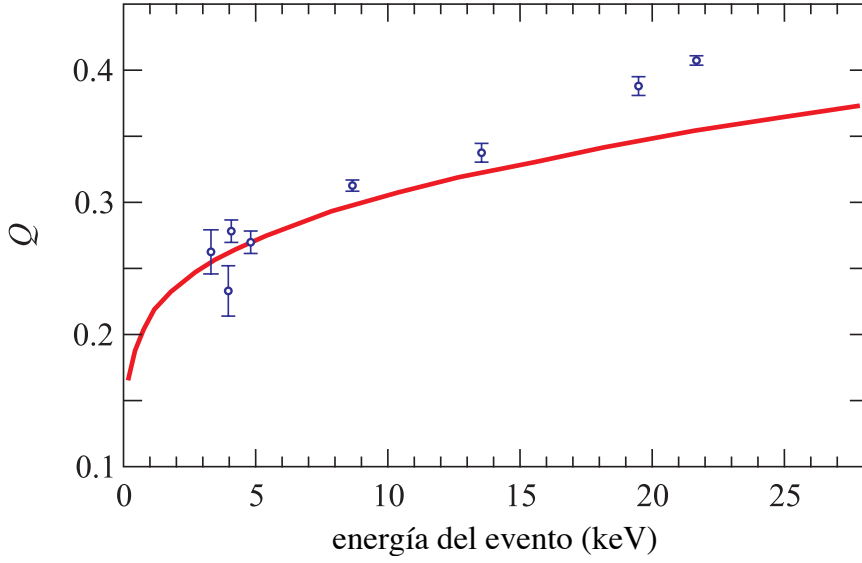


Figura 3.10: Factor *quenching* Q para Silicio. Compendio de mediciones publicadas en (Barreto et al., 2012), y las predicciones teóricas de Lindhard (Lindhard et al., 1963; Lewin & Smith, 1996).

donde Linhard postula que Q puede calcularse como

$$Q = \frac{kg(\epsilon)}{1 + kg(\epsilon)} \quad (3.9)$$

con

$$g(\epsilon) = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon \quad (3.10)$$

$$k = 0.133Z^{2/3}A^{1/2} \quad (3.11)$$

$$\epsilon = 11.5E_{rec}Z^{-7/3} \quad (3.12)$$

donde Z es el número atómico del material ($Z = 14$ para Silicio), A es la masa atómica en unidades de masa atómica ($A = 28.085$ para Silicio), y E_{rec} en keV. Utilizando este factor, se puede calcular el espectro en función de la energía de ionización (medible) de los eventos en un CCD, dR/dE_m , como

$$\frac{dR}{dE_m}(E_m) = \left(\frac{1}{Q(E_{rec}) + E_{rec} \frac{dQ}{dE_{rec}}} \frac{dR}{dE_{rec}}(E_{rec}) \right)_{E_{rec}=E_m/Q} \quad (3.13)$$

El resultado de esta expresión está también presentado en la figura 3.9 por la curva sólida roja, mostrando que el rango de energías posibles de ser medidas con el detector

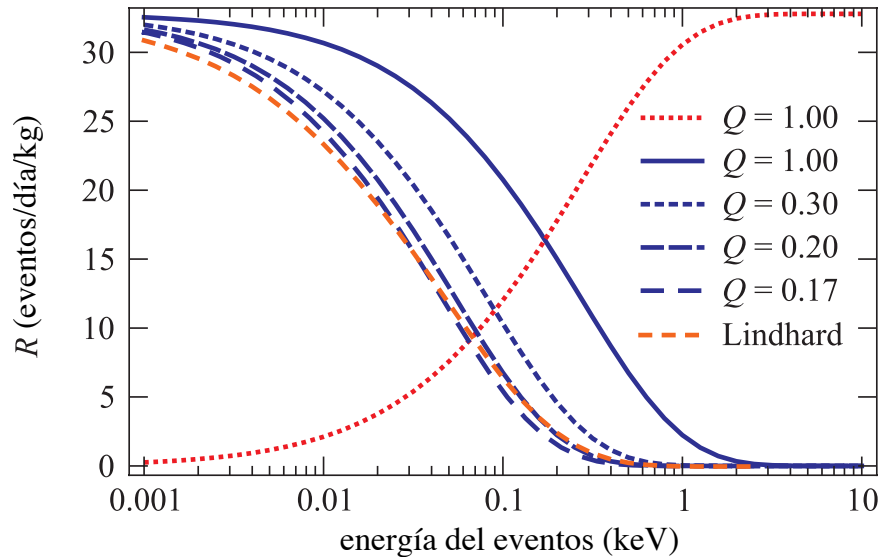


Figura 3.11: Número total de eventos detectados como función del umbral de detección para diferentes factores quenching (curva azul) y utilizando el factor de Lindhard (curva naranja). La curva punteada roja muestra el número total de eventos de como función de la máxima energía de retroceso detectada, usando $Q = 1$.

es inclusive más pequeño, reduciéndose a unos 3 keV. Además, su dependencia con energías de ionización más pequeñas es inclusive más fuerte, dado por la reducción del Q para bajas energías. Esta tendencia de aumento de eventos hacia bajas energías es una de las principales motivaciones para reducir aún más el ruido de lectura de los detectores CCDs y así conseguir umbrales de detección más bajos.

La figura 3.11 detalla el número total de eventos para escenarios con diferentes energías umbrales y diferentes factores *quenching*. Más allá de que el factor *quenching* no es bien conocido a energías bajas, tiene un efecto relativamente bajo con el número total de eventos detectados, debido al bajo umbral de detección. La Tabla 3.3 resume el número de eventos esperados por kilogramo de Silicio por día para diferentes factores *quenching* y para dos valores diferentes de umbral de detección. El número total de eventos esperados para energía de umbral nula es 33 eventos por kilogramo de Silicio por día.

Si los nuevos modelos de antineutrinos (Mueller et al., 2011; Huber, 2012) mencionados anteriormente, se utilizan para los cálculos de la tabla 3.3, los resultados no

Tabla 3.3: Número esperado de eventos para diferentes condiciones de factor *quenching* y umbral de detección, dado en eventos/kg/día.

| E_{th} | $Q=1$ | $Q=0.3$ | $Q=0.2$ | $Q=0.17$ | Lindhard |
|-------------------------|-------|---------|---------|----------|----------|
| $1\sigma_{RMS}$ (5.5eV) | 31.6 | 29.5 | 28.3 | 27.7 | 26.3 |
| $5\sigma_{RMS}$ (28eV) | 27.9 | 21.3 | 18.1 | 16.7 | 16.5 |

varían más de un 5 %. Variaciones similares a aquellas esperadas por cambios temporales en el ciclo de quemado del combustible del reactor y para diferentes reactores, y por lo tanto el análisis de detección de neutrinos utilizando CCDs es consistente para los diferentes modelos de espectro de antineutrino disponibles.

A fin de cuantificar el límite de la capacidad de detectar eventos en bajas energías se puede computar la eficiencia de detección. Para este caso se asume un *binning* en ambas direcciones para maximizar la eficiencia. En particular se considera un *binning* de 10×10 pixeles. De esta forma, los eventos de neutrinos mayormente representados con un solo pixel en la imagen de salida serán detectados si pasan cierto umbral de detección fijado. Para obtener la eficiencia de detección utilizando esta técnica, se hizo una simulación de Monte Carlo de eventos a diferentes energías y con posiciones iniciales aleatorias uniformemente distribuidas en todo el volumen del detector. En esta simulación se propuso un umbral de detección posterior de 28 eV. La curva de eficiencia resultante de la experiencia se muestra en la figura 3.12, la cual indica la fracción de eventos que serán efectivamente detectables para cada energía.

Si se considera esta eficiencia en el espectro de eventos de neutrinos se obtiene la curva punteada verde de la figura 3.9. Como es de esperarse, para eventos menores a 28 eV el espectro esperado decae abruptamente, reduciendo la tasa total de eventos esperados a 16 eventos por kg de Silicio por día, representando una reducción del 3 % comparada con los cálculos utilizando las predicciones de Lindhard reportadas en la Tabla 3.3 y para el mismo umbral de detección.

La eficiencia de detección puede ser mejorada aún más con nuevas técnicas de lecturas de CCDs que permiten ruidos de lectura por debajo de 3.65 eV ($1 e^-$) RMS. Estas técnicas pueden consultarse en (Cancelo et al., 2012; Fernandez Moroni et al., 2012), y una de ellas será detallada en el siguiente capítulo de esta tesis.

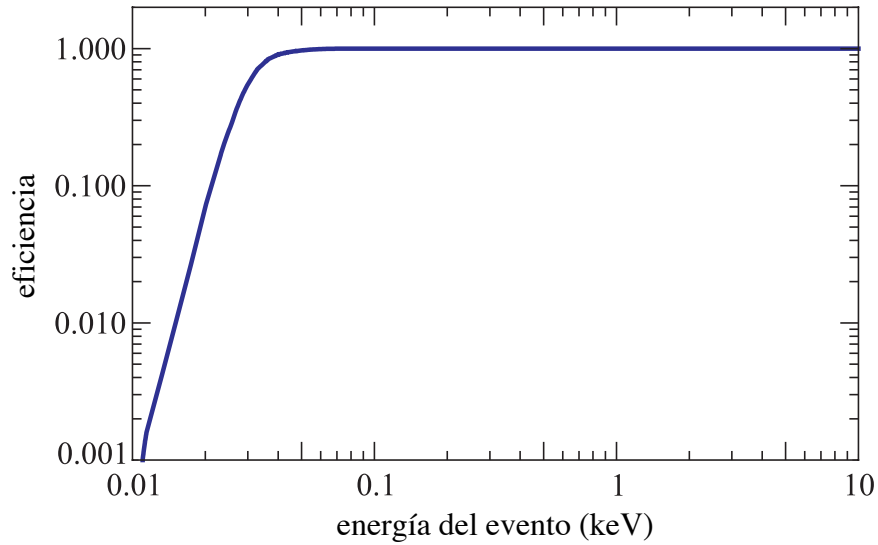


Figura 3.12: Curva de eficiencia de detección de eventos de neutrinos usando un umbral de 28 eV y un *binning* de 10×10 píxeles.

3.4. Conclusiones del capítulo

Se explicaron las características más importantes de la interacción de neutrinos de baja energía producidos en un reactor nuclear. Se encontró la distribución de energía de los eventos esperados de esta interacción mostrando que su detección está esencialmente condicionada por el ruido de lectura de los dispositivos. También se cuantificó la tasa de ocurrencia de estos eventos para el escenario disponible en la central nuclear Almirante Álvaro Alberto, en Brasil. Esta tasa es de 16.5 eventos por día por kg considerando las predicciones del factor quenching por Lindhard y asumiendo un umbral de 5 veces el valor RMS del error de lectura para evitar eventos espurios ficticios por este ruido. El número de eventos de neutrinos es muy pequeño si se lo compara con el número de eventos espurios por otras partículas en el mismo intervalo de energía, de aproximadamente 3×10^4 eventos por kg por día. Es por esto que se requiere un esfuerzo adicional para reducir el número de eventos espurios. La primera alternativa desarrollada fue la construcción de un blindaje alrededor de los detectores de forma de reducir la llegada de partículas externas al detector. Los aspectos generales del diseño se explican en el Apéndice A. Otra alternativa para separar eventos espurios de eventos de neutrinos es midiendo la profundidad de interacción que se explica en el

capítulo siguiente. Por último, algunas consideraciones respecto a contaminaciones radioactivas intrínsecas de los materiales utilizados en el empaquetado de los detectores se mencionan en el capítulo 5.

Capítulo 4

Identificación de eventos de neutrinos

4.1. Introducción

En los capítulos anteriores se ha mencionado de que el rendimiento del sistema de detección depende de su capacidad de distinguir los eventos producidos por los neutrinos de otros eventos espurios. En este capítulo se exploran algoritmos de detección que puedan diferenciar los eventos de neutrinos de otros eventos producidos por partículas con deposiciones similares, basados en la profundidad de la deposición de energía. La derivación de este algoritmo requiere de dos pasos previos: encontrar un modelo matemático para los eventos de neutrinos esperados en las imágenes de salida que sirva de base para analizar las características mencionadas, y la calibración de los parámetros de ese modelo en función de la profundidad donde se produce la interacción. En particular, se estudiará el movimiento de las cargas libres generadas en el sustrato de Silicio a fin de poder completar el modelado matemático de los eventos en función de la profundidad donde se generan, y se presentará una nueva técnica para la obtención de los parámetros de este modelo para detectores CCDs.

Primeramente se resume la importancia de obtener información respecto a la profundidad de generación de los eventos en el detector. Luego se presentan las características del movimiento de las cargas libres en el detector por arrastre de campo eléctrico y por difusión para obtener un modelo matemático de la conformación de los eventos puntuales en las imágenes de salida de los CCDs utilizados. Por último se utilizan las deposiciones producidas por partículas conocidas de la radiación natural para ajustar el modelo en función de la profundidad del detector.

4.2. Necesidad de una calibración en profundidad del detector

Los eventos de neutrinos generan deposiciones de energía entre 0 y 3 keV. A estos eventos se suman aquellos producidos por la aleatoriedad del ruido Gaussiano de lectura asociado a cada pixel, y los generados por otras partículas del fondo natural de radiación, entre las cuales se pueden mencionar electrones, fotones de baja energía, rayos gamma de alta energía y neutrones. En el rango de energías de interés todas estas partículas producen deposiciones de energía similares a la de los neutrinos: eventos puntuales, llamados de esta forma porque toda la ionización se genera en un volumen mucho menor al volumen del pixel. Esto dificulta la capacidad de separación ya que no pueden ser fácilmente distinguidas. Sin embargo, los eventos espurios de fotones y electrones de baja energía puede ser rechazados si se conociera la profundidad de generación de la deposición de carga, ya que estas partículas tienen una penetración baja en el Silicio de apenas algunos micrómetros, y por lo tanto sus interacciones se producen en cercanías de las caras del detector. Por el otro lado, como la probabilidad de interacción del neutrino es muy baja, tiene una probabilidad de interacción uniforme con la profundidad. De manera similar a los neutrinos, los neutrones y rayos gamma tienen una probabilidad de interacción baja que hace que puedan interactuar también de forma equiprobable en todo el espesor del detector. Por lo tanto, el efecto de estas últimas dos partículas solo puede ser disminuido utilizando blindaje externo.

La probabilidad de interacción para fotones de baja energía puede vislumbrarse a través de la ecuación del flujo ($I(y)$) que atraviesa un cierto espesor de material y , definida como

$$I(y) = I_0 e^{-\frac{y}{\gamma}}, \quad (4.1)$$

donde I_0 es el flujo inicial en $y = 0$, y γ es la longitud de atenuación de fotones la cual es altamente dependiente de la energía. Esta ecuación asume que el haz de fotones se mueve en la dirección de y . La longitud de atenuación es la distancia a la cual el flujo cae un 63 % de su valor inicial. En la figura 4.1 se muestra su variación en función de la energía del fotón. La longitud de atenuación no supera el micrómetro para eventos de energía de hasta 500 eV. Esta energía es aproximadamente el límite de energía de ionización equivalente para la interacción de neutrinos según la figura 3.9, y por lo

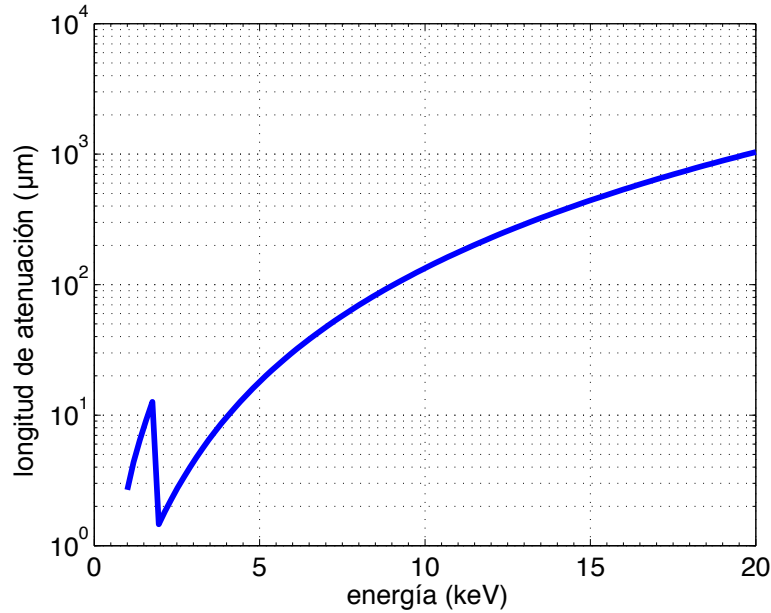


Figura 4.1: Longitud de atenuación de fotones entre 30 y 1000 eV en Silicio, con ángulos de penetración perpendiculares.

tanto tiene sentido tratar de encontrar una herramienta que permita separar estos eventos espurios de los neutrones en función de la penetración en el Silicio.

De la misma forma se puede encontrar la profundidad alcanzada por electrones con energías en el intervalo de interés de los neutrinos. La figura 4.2 muestra el rango de penetración CSDA (por sus siglas en inglés de *Continuous slowing down approximation range*) para una densidad de Silicio de 2.329 g/cm^2 . Si bien la curva no se extiende hasta el intervalo de energías de los eventos de neutrinos, esta es monótonamente creciente con la energía, y por lo tanto, para energías menores a 10 keV el rango será menor que $1.5 \mu\text{m}$. De esta forma se muestra que los electrones, como los fotones de baja energía, tienen una baja penetración en el Silicio y su interacción queda confinada al volumen sobre las superficies del detector. Es posible obtener un mayor rechazo a eventos espurios si se pudiera conocer la profundidad de interacción de los eventos puntuales. Esto requiere el desarrollo de dos herramientas: primero un algoritmo capaz de medir la difusión de los eventos puntuales a partir las imágenes de salida, y segundo, una técnica para calibrar la curva profundidad-difusión de los detectores. El resto del capítulo aborda estos temas para eventos de neutrinos, pero el análisis es similar para cualquier evento de deposición puntual.

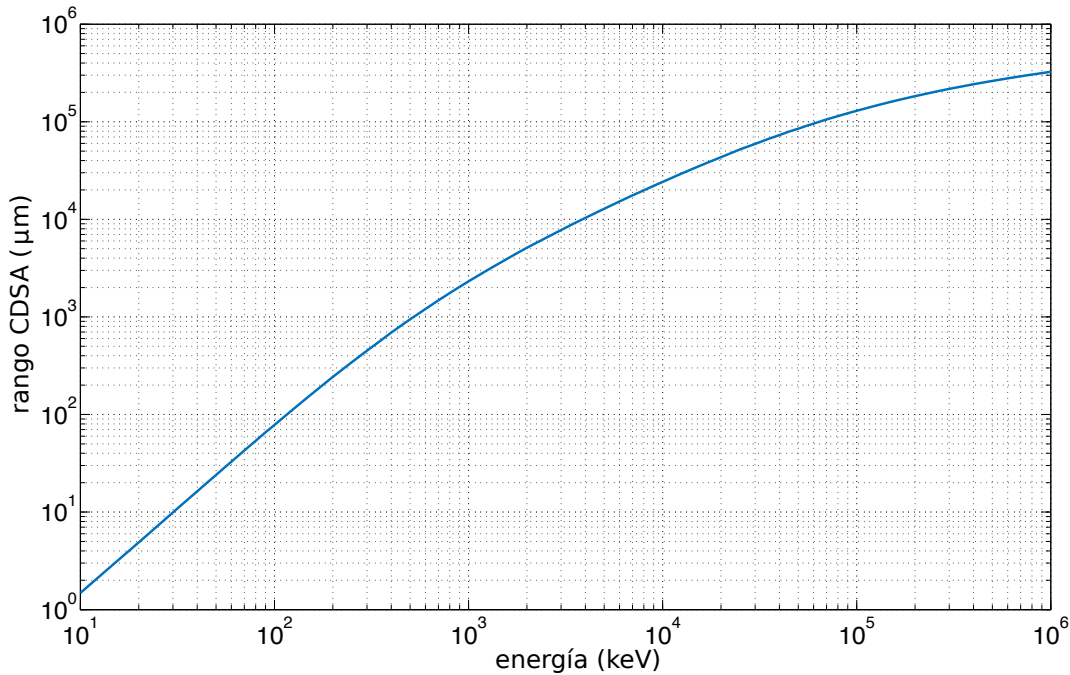


Figura 4.2: Rango CSDA de electrones en el Silicio.

4.3. Modelado Matemático de los eventos de neutrinos

En esta sección se encuentra un modelo matemático de la forma del evento completo que aparece en las imágenes de salida. Para la obtención del modelo, se suponen cuatro procesos concatenados para la formación de un evento en la imagen de salida:

- Generación de carga libre por parte del neutrino u otra partícula con deposición puntual.
- Movimiento de las cargas libres.
- Colección de huecos libres.
- Lectura de los pixeles.

Cada uno de estos procesos contribuye en algún aspecto a la conformación del perfil del evento de neutrino en la imagen de salida. En las siguientes secciones se detallan las características más importantes.

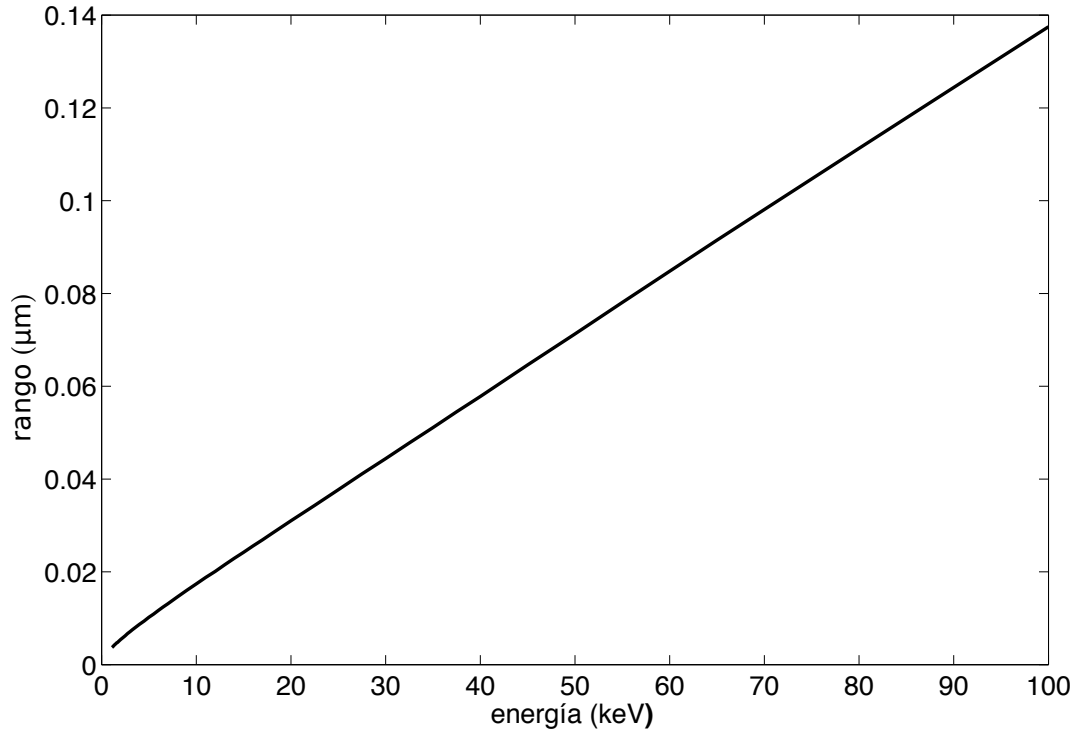


Figura 4.3: Rango de penetración de iones de Silicio con una carga positiva neta en Silicio para diferentes energías. Simulación obtenida utilizando software SRIM.

4.3.1. Generación de carga libre por neutrinos

Los neutrinos transfieren parte de su energía a los núcleos de los átomos de Silicio en forma de energía cinética. Este átomo atraviesa cierta distancia en el volumen del Silicio transfiriendo energía a los electrones circundantes que puede ser suficiente como para enviarlos a la banda de conducción, generando pares hueco-electrón. Dada la masa del átomo de Silicio y la carga neta que asociada al perder electrones en su desplazamiento, la distancia recorrida debido a la energía recibida de un neutrino de un reactor nuclear es muy pequeña. La figura 4.3 muestra el rango de penetración simulado para un ion de Silicio con una única carga positiva en Silicio para diferentes energías. Aunque las energías mostradas son muy superiores a la esperada de la transferencia de un neutrino, la distancia recorrida es muy inferior a las dimensiones de los pixeles. Esto permite modelar la generación de carga por neutrinos como una generación puntual en una determinada posición (x_i, y_i, z_i) del volumen del detector.

4.3.2. Movimiento de las cargas libres en el sustrato del CCD

Para hallar el modelo matemático del los eventos en las imágenes de salida se necesita conocer cómo es el movimiento de las cargas libres generadas por las interacciones. En las siguientes secciones se abordan los mecanismos de difusión y arrastre por campo eléctrico de la cargas en Silicio vaciado.

Arrastre de portadores por campo eléctrico

El campo eléctrico en el sustrato de Silicio en vaciamiento es el encargado de mover las cargas generadas a través del volumen del Silicio hacia los pozos de potencial debajo de las compuertas en la parte frontal del detector. La figura 2.5 muestra la forma del potencial eléctrico en dos dimensiones debajo de las compuertas del detector. A profundidades mayores de aproximadamente $10 \mu\text{m}$ la variación espacial del potencial sobre el eje x inducida por las diferentes tensiones aplicados en las compuertas deja de existir. A profundidades mayores, el potencial solo varía en función de la profundidad (y) y no en las direcciones laterales del arreglo. El mismo resultado puede interpretarse de las predicciones analíticas del potencial eléctrico en una sola dimensión mostrado en la figura 2.7, donde se lo calcula en función de la profundidad para tensiones de compuerta de 8 V y de -3.5 V que corresponderían a las tensiones aplicados para compuertas contiguas en funcionamiento normal del detector. En este caso también se observa que las diferencias entre las dos curvas son apreciables en los primeros $10 \mu\text{m}$ de profundidad; mas allá de ese punto no hay variaciones en las direcciones x y z . Por lo tanto, a profundidades mayores de $10 \mu\text{m}$ el campo eléctrico tendrá componente no nula solo en la dirección y . De la ecuación (2.2) se puede modelar el campo eléctrico en esta región con una ecuación lineal

$$E(y) = a_1 y + a_2 \quad (4.2)$$

donde $a_1 = qN_D/\epsilon_{Si} > 0$, $a_2 = E(y_J) - qN_D/\epsilon_{Si}y_J < 0$, con unidades $[\text{V}/\mu\text{m}^2]$ y $[\text{V}/\mu\text{m}]$, respectivamente.

De esta manera, la fuerza aplicada sobre un hueco libre en el sustrato de Silicio es

$$F_E(y) = m_h \frac{dv_h(y)}{dt} = q_e E(y) \quad (4.3)$$

donde el segundo miembro de la ecuación modela esta fuerza según la segunda ley de Newton en la cual m_h es la masa equivalente de un hueco libre y $v_h(y)$ es la velocidad del hueco en la dirección del campo eléctrico. A su vez, esta expresión está igualada a la fuerza eléctrica generada por el campo en el Silicio, donde q_e es la carga del electrón ($q_e=1.6\times 10^{19}$ C). Utilizando esta igualdad se puede encontrar una expresión para la velocidad del hueco libre generada por el campo eléctrico,

$$\int_{v_{h,E}^i}^{v_{h,E}^f} m_h dv_h = \int_{t_0}^{\tau+t_0} q_e E(y) dt \quad (4.4)$$

donde t_0 es un instante inicial y τ es el tiempo promedio entre choques que tiene la carga sin estar afectada por otras interacciones en la red. $v_{h,E}^i$ es la velocidad inicial en la dirección del campo eléctrico en el tiempo t_0 y $v_{h,E}^f$ es la velocidad final en $t_0 + \tau$. Cuando la carga está expuesta a campos eléctricos de baja intensidad, la energía térmica transferida al portador por la red es mucho mayor que la ganada por el campo eléctrico, haciendo que la velocidad prácticamente se reinicie en forma aleatoria después de cada choque. Este proceso hace que la velocidad inicial media de la carga sea nula, y por lo tanto permite modelar la velocidad inicial entre choques como $v_{h,E}^i = 0$. Además, la distancia libre recorrida es muy pequeña, y por consiguiente se puede asumir que el campo eléctrico no varía entre choques. Con estas suposiciones, la solución de la ecuación (4.4) queda expresada como

$$v_{h,E}^f(y) = \frac{q_e E(y)}{m_h} \tau \quad (4.5)$$

y por lo tanto la velocidad media en el trayecto puede expresarse como,

$$v_{h,E}(y) = \frac{v_{h,E}^f(y)}{2} = \frac{q_e E(y)}{2m_h} \tau. \quad (4.6)$$

La velocidad de los huecos varía linealmente con el campo eléctrico para toda profundidad. Esta relación proporcional ha sido ampliamente estudiada para diferentes dispositivos semiconductores a diferentes temperaturas, dopados y orientaciones de la red. La constante de proporcionalidad es llamada movilidad de los huecos en el Silicio (μ_h), de forma que la velocidad media inducida por el campo se puede condensar como

$$v_{h,E}(y) = \mu_h E(y). \quad (4.7)$$

Esta última ecuación se puede utilizar para encontrar el tiempo medio T_D que tarda una carga generada a una profundidad y_i en ser colectada por los pozos de potencial. Reemplazando en la ecuación (4.7) la velocidad de arrastre por su expresión de derivada de la posición en función del tiempo, y resolviendo la ecuación diferencial, se llega a que T_D es

$$T_D = \frac{1}{a_1 \mu_h} \ln\left(\frac{E(y_i)}{E(y_p)}\right) = \frac{1}{a_1 \mu_h} \ln\left(\frac{a_1}{E(y_p)} y_i + \frac{a_2}{E(y_p)}\right) \quad (4.8)$$

donde a_1 , a_2 son los parámetros del modelo del campo eléctrico en la ecuación (4.2), $E(y_p)$ es el campo eléctrico en la posición donde comienza el pozo de potencial del pixel, y $E(y_i)$ es el campo eléctrico donde la carga fue generada.

Esta ecuación puede simplificarse para el caso de CCDs anchos. De la figura 2.7 se observa que el parámetro a_2 (ordenada al origen de la recta que modela el de campo eléctrico en el sustrato) es un valor similar a la magnitud de campo esperada en los límites del pozo de potencial (a profundidad y_p). Por lo tanto, se puede usar la aproximación $a_2 \simeq E(y_p)$ para simplificar el modelo del tiempo de viaje de la carga,

$$T_D \simeq \frac{1}{a_1 \mu_h} \ln\left(\frac{a_1}{E(y_p)} y_i + 1\right). \quad (4.9)$$

Movimiento por difusión

El movimiento de las cargas libres por el proceso de difusión está generado por los sucesivos choques elásticos de los átomos que conforman la red, los cuales tienen una energía cinética que depende de la temperatura del material. Por consiguiente, el movimiento por difusión no puede ser modelado de forma determinista y requiere un tratamiento estocástico a fin de asignar probabilidades a las posibles posiciones de la carga. Si la carga no se encuentra expuesta a un campo eléctrico muy intenso, la velocidad y la dirección luego de cada choque es aleatoria y no tiene relación con sus valores previos al choque. Esto se debe a la diferencia de momento entre el átomo y el hueco haciendo que la cinemática del choque quede dominada por el primero. El movimiento resultante puede ser descrito como un movimiento de pasos al azar en tres dimensiones, donde los pasos son muy pequeños en comparación a las dimensiones de los pixeles del CCD. De esta forma se puede modelar la posición de una carga libre como un movimiento Browniano en tres dimensiones.

El tiempo que le toma al campo eléctrico arrastrar la carga hasta el pozo de potencial del pixel, es el tiempo que tiene la carga para difundir. En particular, es interesante conocer la difusión en las direcciones x y z , ya que estas definirán como se distribuye la carga en los diferentes pixeles y por lo tanto como estará conformado el evento en las imágenes de salida. En estas direcciones, la posición alcanzada por la carga es también un movimiento Browniano en dos dimensiones, y por lo tanto la distribución de probabilidad de la posición luego de un tiempo T_D desde su generación queda definida por una distribución normal bivariada, $N(\boldsymbol{\mu}_D, \boldsymbol{\sigma}_D)$ donde $\boldsymbol{\mu}_D = (x_i, z_i)$ es el punto de generación de la carga y $\boldsymbol{\sigma}_D = \text{diag}(\sigma_D(T_D), \sigma_D(T_D))$ es el desvío típico del camino recorrido en ambas direcciones, las cuales se suponen iguales.

La figura 4.4 muestra el histograma de la diferencia del valor medio cuadrático de los pixeles calculados en ambas direcciones del CCD para eventos de rayos X de 8.048 keV de energía. Estos fotones producen deposiciones locales de energía y por lo tanto la difusión de la carga ionizada es similar en todas las direcciones. Para la medición de la difusión en una de las direcciones del arreglo se obtiene una representación unidimensional del evento sumando el valor de todos los pixeles que corresponden a cada coordenada, y luego se le ajusta una distribución normal para obtener el valor de su desviación estándar. La diferencia entre ambas desviaciones ($\sigma_{D,X} - \sigma_{D,Y}$) se utiliza como entrada del histograma. Estos rayos X tienen una alta penetración en el Silicio y por lo tanto producen deposiciones de carga en todo el espesor del detector. Se observa que la distribución está centrada en 0 y es simétrica, lo que sugiere que no hay variaciones considerables en ambas direcciones del arreglo para eventos producidos en el sustrato.

De esta manera, la función de densidad de probabilidad de la posición de una carga luego de difundir un tiempo T_D puede expresarse como

$$f_{X,Z}(x, z) = \frac{e^{-\frac{(x-x_i)^2 - (z-z_i)^2}{2\sigma_D^2(T_D)}}}{2\pi\sigma_D^2(T_D)}. \quad (4.10)$$

Cuando las cargas se generan muy cerca de los pozos de potencial tienen poco tiempo para difundir, menor es la dispersión observada del evento en la imagen de salida, y por consiguiente éste tendrá una conformación más concentrada, mientras que a profundidades mayores el evento resultante ocupará varios pixeles. La pixelación

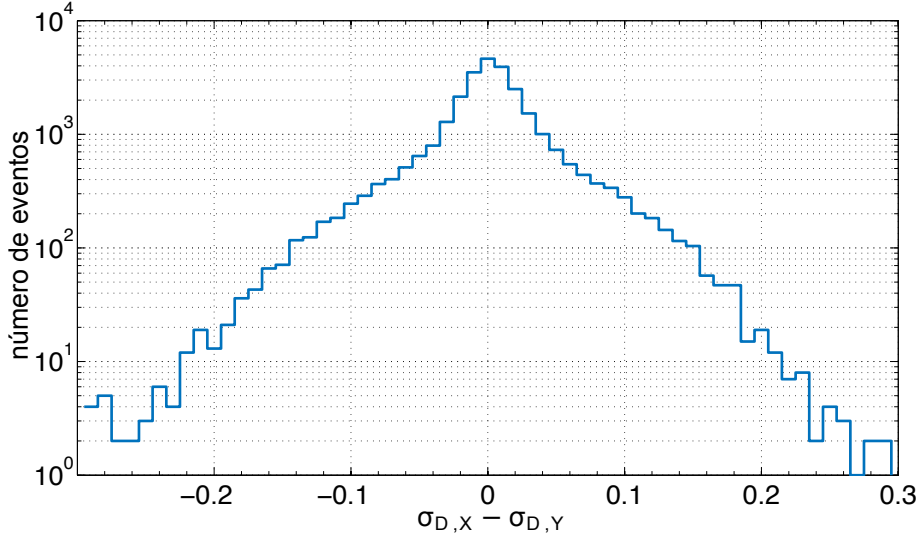


Figura 4.4: Histograma de la diferencia entre las difusiones medidas en ambas direcciones.

del arreglo pone un límite en la precisión de reconstrucción de la difusión original, ya que elimina la información de la posición donde se origina la carga. Esto queda en evidencia para eventos con difusiones muy chicas donde toda la carga se acumula en un único pixel.

Según la ecuación de difusión de Einstein (Einstein, 1956), la varianza del desplazamiento es

$$\sigma_D^2(T_D) = 2DT_D, \quad (4.11)$$

donde D es el coeficiente de difusión de huecos libres en Silicio, el cual depende de las propiedades del material y la temperatura. Utilizando la expresión para el tiempo de colección de la carga en la ecuación (4.8), se puede encontrar una expresión para la dispersión de la posición de las cargas libres

$$\sigma_D(y_i) = \sqrt{\frac{2D}{a_1\mu_h} \ln\left(\frac{a_1}{E(y_p)}y_i + \frac{a_2}{E(y_p)}\right)}. \quad (4.12)$$

La ecuación sugiere que la difusión será dependiente de las tensiones de sustrato utilizadas en el CCD y de las propiedades del Silicio dopado. Con esta ecuación se encuentra un modelo que relaciona la profundidad de generación de las cargas libres (y_i) con la difusión del objeto que se obtiene en la imagen de salida (σ_D). En las secciones siguientes se presenta una técnica que permite obtener los parámetros de este modelo sin tener que conocer las propiedades del Silicio utilizado en la fabricación

del detector.

Si se usa la aproximación de CCD anchos, $a_2/E(y_p) \approx 1$, la ecuación (4.12) puede simplificarse a

$$\sigma_D(y_i) = \sqrt{b_1 \ln(b_2 y_i + 1)}. \quad (4.13)$$

donde $b_1 = 2D/a_1\mu_h$, $b_2 = a_1/E(y_p)$.

4.3.3. Colección de huecos libres

Los huecos generados se ven afectados por los procesos de difusión y arrastre por campo eléctrico. Ambos factores determinan una distribución de probabilidad en el desplazamiento. Una vez que las cargas son atrapadas por los pozos de potencial, pierden la capacidad de difundir hacia pixeles vecinos y pasan a conformar el paquete de carga del pixel. Como resultante habrá un número N_p de pixeles (P_i , $i = 1, \dots, N_p$) que almacenan todas las cargas generadas. Si en este punto no se considera el ruido de lectura, el valor de cada pixel puede ser expresado como,

$$P_j = Q_j, \quad j = 1, \dots, N_p, \quad (4.14)$$

donde Q_j es una variable aleatoria discreta que representa el número de cargas captadas por el pixel j . Estas variables aleatorias cumplen que,

$$q_T = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_{N_p} \quad (4.15)$$

donde q_T es el número de cargas generadas. De esta forma, cada pixel puede ser modelado como un experimento binomial, $P_j \sim B(q_T, \lambda_j)$, donde λ_j es la probabilidad de que una carga libre llegue al pozo de potencial del pixel j . En forma conjunta, todos los pixeles que forman el evento siguen un experimento multinomial, cuya densidad de probabilidad conjunta está definida como

$$f_{\mathbf{P}}(\mathbf{q}; q_T, x_g, y_g, z_g) = \begin{cases} \frac{q_T!}{q_1! \dots q_{N_p}!} \prod_{j=1}^{N_p} \lambda_j^{q_j}, & \text{para } \sum_{j=1}^{N_p} q_j = q_T, \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (4.16)$$

donde $\mathbf{P} = (P_1, \dots, P_{N_p})^T$ es el vector de variables aleatorias de los pixeles del evento, $\mathbf{q} = (q_1, \dots, q_{N_p})^T$ es el vector del valor de carga de cada pixel, y $\lambda_1, \dots, \lambda_{N_p}$ son las

probabilidades de que una carga libre del evento sea acumulada por el pixel correspondiente. La suma de estas probabilidades debe ser igual a la unidad ($\sum_{j=1}^{N_p} \lambda_j = 1$). Además, dado que su movimiento sigue un proceso de Wiener, estas probabilidades pueden calcularse como

$$\lambda_i = \int_{x_j}^{x_{j+1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{e^{-\frac{(x-x_i)^2-(z-z_i)^2}{2\sigma_D^2(y_i)}}}{2\pi\sigma_D(y_i)} dx dz \quad (4.17)$$

donde x_j , x_{j+1} , z_j , z_{j+1} son los límites del pixel j -ésimo en ambas direcciones del arreglo, x_i y z_i es la posición inicial en las direcciones x y z del arreglo donde se originó la carga. La coordenada y_i que mide la profundidad en la posición inicial de la carga, se encuentra implícita en la variable de la desvió típico de la difusión σ_D , según la ecuación (4.13).

4.3.4. Lectura de los pixeles

Al modelo anterior es necesario incorporarle la contribución del ruido de lectura a la medida de cada pixel, la cual agrega una variabilidad adicional en el valor obtenido. En este caso el valor obtenido de los pixeles en la imagen de salida será

$$P_j = Q_j + R_j, \quad j = 1, \dots, N_p \quad (4.18)$$

donde R_i es una variable aleatoria continua Gaussiana que mide el RL. La figura 4.5 muestra la correlación de pixeles vacíos contiguos, sugiriendo que las muestras de ruido entre pixeles diferentes pueden ser modeladas como no correlacionadas, y por lo tanto independientes entre sí. Como consecuencia, este error puede modelarse como un ruido Gaussiano blanco, cuya función de distribución para todos los pixeles será

$$f_R(r) = \frac{1}{\sigma_R\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_R^2}} \quad (4.19)$$

donde σ_R es el desvió típico del error en los pixeles, y puede ser calculado utilizando los pixeles vacíos en el *overscan* de las imágenes de salida.

Suponiendo que las variables aleatorias del ruido (R_i) son a su vez independientes de las Q_i se encuentra la distribución conjunta de todos los pixeles que componen el

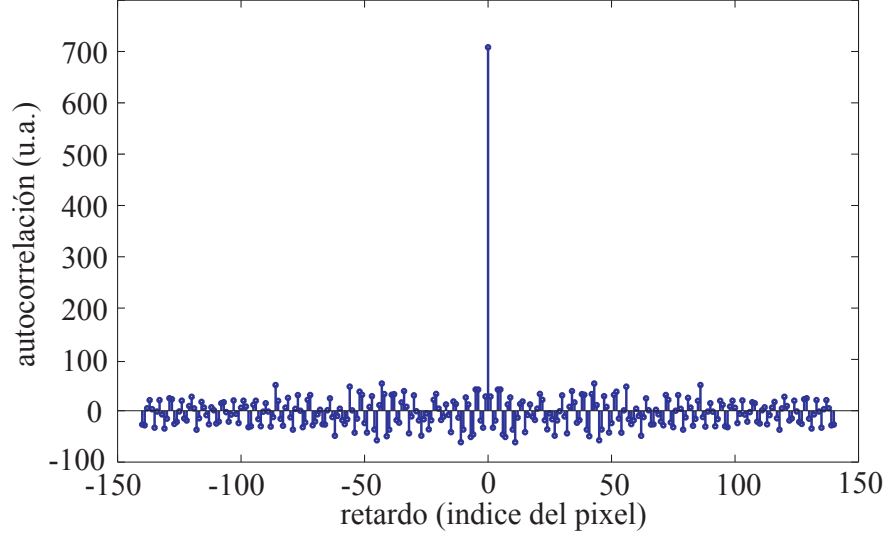


Figura 4.5: Autocorrelación del ruido de pixeles consecutivos en la imagen de salida.

evento. En particular, su densidad de probabilidad es

$$f_{\mathbf{P}}(\mathbf{P}; q_T, x_g, y_g, z_g) = \sum_{q_1=0}^{q_T} \sum_{q_2=0}^{q_T-q_1} \dots \sum_{\substack{q_{N_p-1}=0 \\ q_{N_p}=q_T-\sum_{j=1}^{N_p-1} q_j}}^{q_T-\sum_{j=1}^{N_p-2} q_j} q_T! \prod_{j=1}^{N_p} \frac{\lambda_j^{q_j}}{q_j!} e^{-\frac{(p_j-q_j)^2}{2\sigma_R^2}} \frac{1}{\sigma_R \sqrt{2\pi}} \quad (4.20)$$

la cual está formada por réplicas desplazadas de la función de densidad de probabilidad del ruido del amplificador de salida que están centradas en los posibles valores de carga. Cada réplica también se encuentra escalada, según la probabilidad de acumulación de cada pixel.

La figura 4.6a muestra esta distribución para un evento que está integrado por dos pixeles ($N_{pix}=2$) y una carga total generada de $q_T=10 e^-$, con una probabilidad de colección de carga para el primer pixel de $\lambda_1=0,6$ mayor a la del segundo $\lambda_2=0,4$ y tres escenarios diferentes de ruido de lectura: $\sigma_R=0,25 e^-$, $0,5 e^-$ y $1,5 e^-$. Es por esto que las réplicas centradas en $(p_1, p_2)=(6,4)$ son aquellas con mayor amplitud. La figura 4.6b muestra la distribución obtenida al medir el valor de los pixeles resultantes al simular los procesos físicos descritos anteriormente. Para la simulación de la carga se utilizó $x_g=0,45$, $z_g=0$ y $\sigma_D=0.15$ (equivalente a $\lambda_1=0,6$ y $\lambda_2=0,4$). Se ve que las distribuciones en los tres escenarios son similares a las calculadas analíticamente.

La distribución de probabilidad encontrada representa cualquier ionización puntual que se produzca en el volumen del detector, no solo la generada por neutrinos.

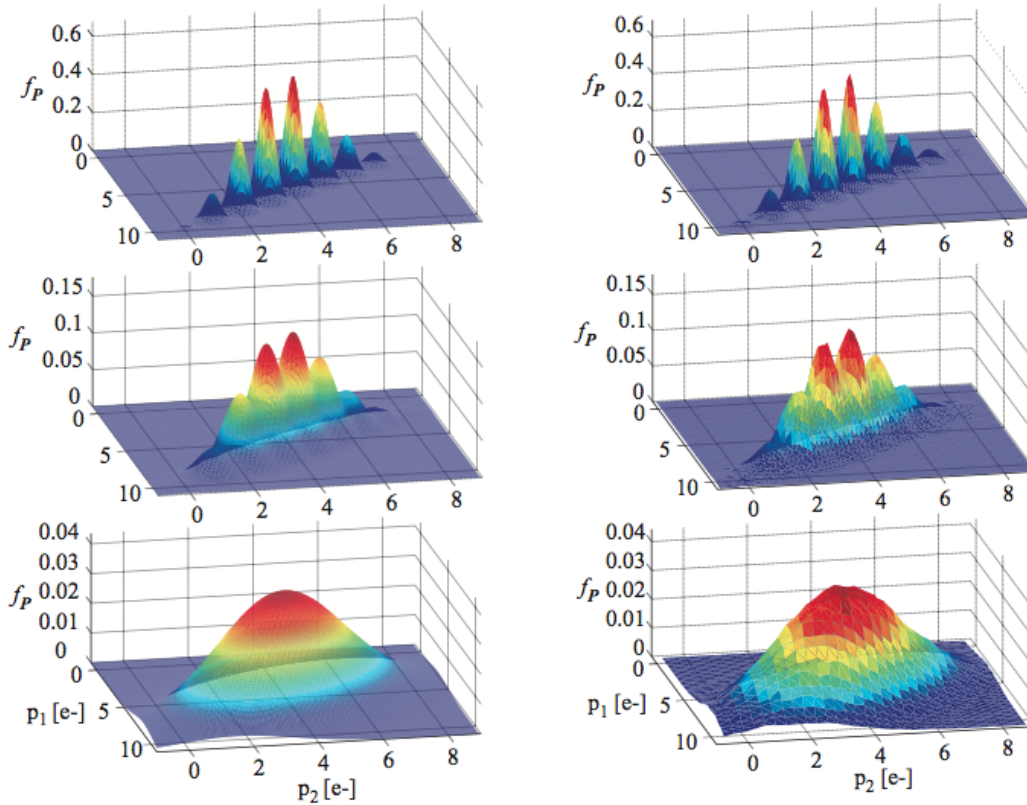


Figura 4.6: Densidad de probabilidad conjunta de los pixeles que conforman un evento: (a) calculo analítico utilizando la ecuación obtenida en (4.20), (b) medida a partir de los valores de los pixeles simulando los procesos físicos descritos.

A su vez, el modelo puede ser ajustado a los eventos puntuales en las imágenes de salida para extraer información de los parámetros. En particular, se pueden mencionar dos características deseables para extraer del evento: una medida de la difusión que permite inferir la profundidad a la cual se generó, y la bondad de ajuste del modelo que permite rechazar aquellos que tengan diferencias significativas y por consiguiente no sean eventos puntuales.

Una diferencia del modelo aparece cuando se incorpora la variabilidad de la carga total generada en función de la energía de la partícula que interactúa. Esto que se debe a que no todas las partículas producen la misma cantidad de carga en el Silicio, inclusive si todas tienen originalmente la misma energía. Cada proceso físico tiene una determinada distribución de probabilidad de la cantidad de carga que se ioniza. Si notamos como $f_{q_T}(q_T; E_0)$ a la densidad de probabilidad de esta distribución, donde E_0 es la energía de la partícula que interactúa, se puede encontrar la función de

densidad de probabilidad del evento total como

$$f_{\mathbf{P}}(\mathbf{P}; E_0, x_g, y_g, z_g) = f_{\mathbf{P}}(\mathbf{P}; q_T, x_g, y_g, z_g) f_{Q_T}(q_T; E_0). \quad (4.21)$$

4.4. Obtención de la curva difusión-profundidad

Las ecuaciones (4.17), (4.20) y (4.21) muestran el modelo estocástico que presentan los eventos de neutrinos en las imágenes de salida. La información más relevante del modelo es la difusión del evento que permite inferir la profundidad de generación del evento. Con esta información se pueden separar los eventos de neutrinos de aquellos producidos en adyacencias de las superficies del CCD. Para que esto sea posible se debe obtener una medición de la curva profundidad-difusión que sirva para obtener la profundidad en función de la densidad medida. En esta sección se presenta una nueva técnica para medir esta relación utilizando rayos X.

4.4.1. Técnica para la obtención de la relación profundidad-difusión de eventos puntuales

La técnica está basada en la utilización de alguna partícula que interactúe a una profundidad conocida en todo el espesor del detector. Esta profundidad teórica se iguala con la difusión medida de los eventos puntuales en las imágenes de salida para obtener la relación entre ambas. En particular, la técnica se enfoca en el uso de rayos X ya que son una de las partículas más utilizadas en la calibración de otros parámetros de rendimiento de los CCDs. Además, la técnica posibilita la utilización de los rayos X producto de la fluorescencia natural de los materiales que rodean el CCDs, lo que permite el ajuste de la curva sin necesidad de llevar el detector al laboratorio para exponerlo a una fuente de rayos X. La técnica se puede aplicar a cualquier partícula con probabilidad de interacción en función de la profundidad conocida.

Dada una partícula que produzca ionización puntual en el Silicio con una distribución de probabilidad acumulada en función de la profundidad conocida $G_Y(y)$, la distribución acumulada de eventos pero en función de la difusión del evento ($G_{\sigma_D}(\sigma_D)$) es

$$G_{\sigma_D}(\sigma_D) = G_Y(\sigma_D(y)) \quad (4.22)$$

donde la función $\sigma_D(y)$ está determinada por la ecuación (4.13). Una realización de la distribución $G_{\sigma_D}(\sigma_D)$ puede ser medida a partir de los eventos de la partícula conocida encontrados en la imagen de salida del experimento como

$$\hat{G}_{\sigma_D}(\sigma_D) = \frac{N_e(\sigma_D)G_Y(y_w)}{N_T} \quad (4.23)$$

donde $N_e(\sigma_D)$ es el número de eventos con difusiones entre 0 y σ_D , N_T es el número total de eventos detectados y $G_Y(y_w)$ es la distribución teórica conocida evaluada en el ancho del detector (y_w). De las ecuaciones (4.22) y (4.23) se puede encontrar una expresión del valor de profundidad y que equivale a cada difusión de la distribución medida

$$y = G_Y^{-1}(\hat{G}_{\sigma_D}(\sigma_D)). \quad (4.24)$$

Cualquier conjunto de puntos (y_i, σ_{Di}) que resuelvan esta ecuación es una muestra de la curva de profundidad-difusión a encontrar. Luego se ajusta el modelo de la ecuación (4.13) para encontrar una expresión analítica de la curva.

Puede llegar a ser conveniente en el análisis trabajar con las acumuladas teóricas y medidas iniciando la acumulación desde el lado de atrás del detector. En este caso la distribuciones acumuladas en función de la profundidad y en función de la difusión pueden calcularse como

$$G'_Y(y) = G_Y(y_w - y). \quad (4.25)$$

y

$$\hat{G}'_{\sigma_D}(\sigma_D) = \frac{(N_T - N_e(\sigma_D))G_Y(y_w)}{N_T} \quad (4.26)$$

respectivamente.

4.4.2. Distribución $G_Y(y)$ para rayos X

La interacción más probable para rayos X con energías menores a 30 keV es el efecto fotoeléctrico (Knoll, 2010), donde toda la energía es depositada localmente en el Silicio en un volumen mucho menor al volumen del pixel. La figura 4.7 detalla la sección eficaz de las diferentes interacciones de fotones con Silicio para el rango de energías de los rayos X. Se observa que el efecto dominante es el fotoeléctrico con los electrones del átomo. De este modo los eventos de rayos X pueden ser considerados como deposiciones puntuales en el Silicio.

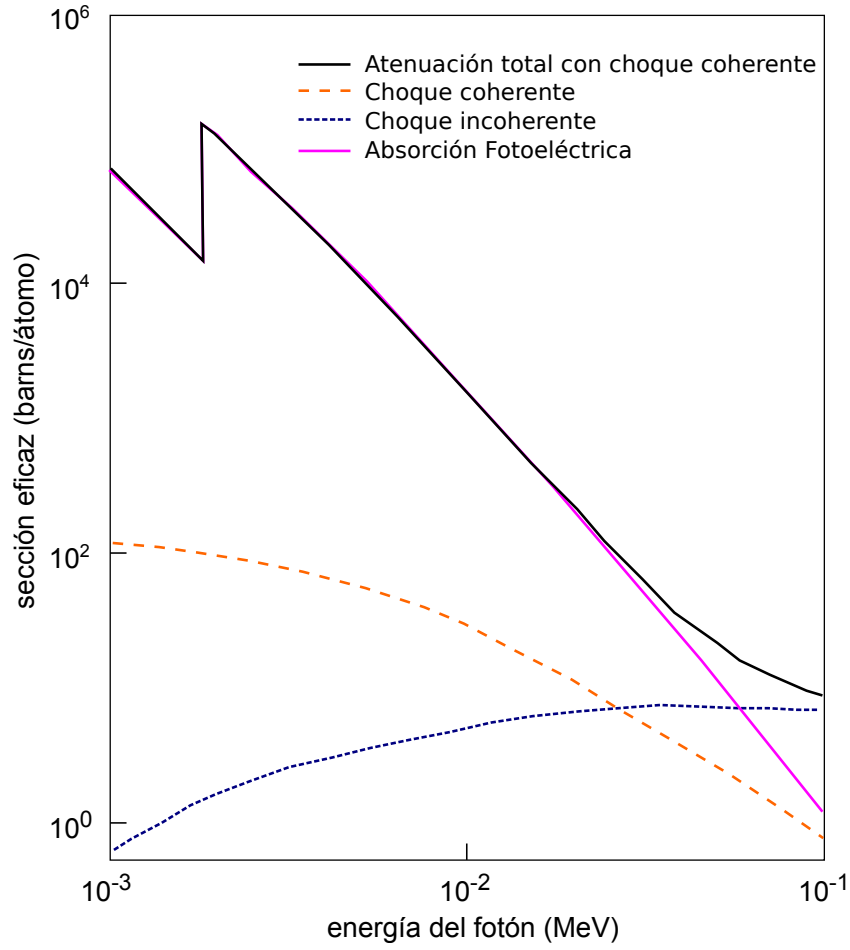


Figura 4.7: Sección eficaz de las posibles interacciones de fotones con Silicio.

Para un rayo X de energía E_0 entrando a Silicio con un determinado ángulo θ a la superficie del material ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), como se muestra en la figura 4.8, la probabilidad de que llegue hasta una distancia d en la dirección de propagación es

$$g_D(d) = \frac{e^{-\frac{d}{\gamma}}}{\gamma} \quad (4.27)$$

donde γ es la longitud de atenuación para fotones mostrada en la figura 4.1. Como interesa conocer la probabilidad en función de la profundidad con respecto a la superficie del material (y) se tiene que usar la composición $y = d \sin(\theta)$ para obtener la nueva distribución

$$g_Y(y; \theta) = \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)}, \quad y \geq 0. \quad (4.28)$$

De manera más general, se puede suponer que la fuente de rayos X no produce un haz en una única dirección, si no que los fotones llegan a la superficie del Silicio con diferentes ángulos, los cuales están determinados para una dada función de



Figura 4.8: Geometría considerada para la interacción de rayos X.

densidad de probabilidad $g_{\Theta}(\theta)$. De esta forma, la distribución de deposiciones a una profundidad y se obtiene como

$$g_Y(y, \theta) = \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)} g_{\Theta}(\theta), \quad y \geq 0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (4.29)$$

y la distribución marginal en función de la profundidad como

$$g_Y(y) = \int_0^{\pi/2} \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)} g_{\Theta}(\theta) d\theta, \quad y \geq 0. \quad (4.30)$$

Esta ecuación permite calcular la distribución de deposiciones de eventos puntuales en función de la profundidad para cualquier distribución de ángulos de rayos X. La distribución acumulada de $g_Y(y)$ da la cantidad de interacciones que sucedieron antes de una dada profundidad y

$$G_Y(y) = \int_0^y g_Y(u) du, \quad (4.31)$$

4.4.3. Distribución $\hat{g}_{\sigma_D}(\sigma_D)$ para rayos X

Es habitual que dentro de los eventos de rayos X medidos en las imágenes de salida haya eventos espurios producidos por otras partículas que producen deposiciones en el mismo rango de energías. Estas deposiciones espurias pueden tener perfiles de deposición diferente al producido por los rayos X y por consiguiente agregar un error

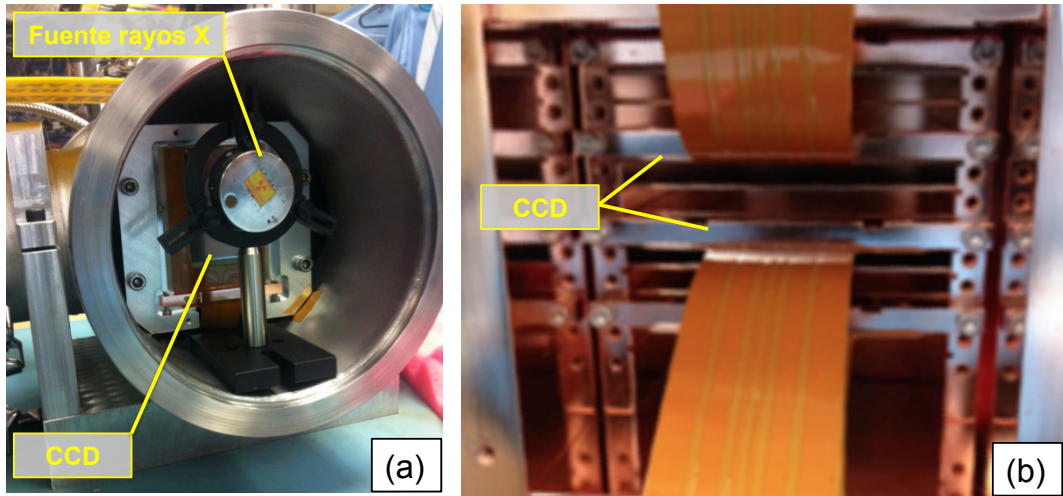


Figura 4.9: Instalación de los detectores para las experiencias de calibración la curva profundidad-difusión.

sistemático a la distribución acumulada medida. Este error puede eliminarse si se sustrae la distribución acumulada de los eventos espurios, la cual puede ser evaluada del mismo espectro en otro rango de energías. Los eventos espurios de este nuevo rango de energías tiene que ser representativo de los eventos espurios sobre el intervalo de energías de los rayos X. La incidencia de los eventos espurios sobre el resultado obtenido puede ser minimizado si la relación eventos de rayos X sobre eventos espurios es maximizada.

Si llamamos $N_b(\sigma_D)$ la función acumulada de eventos espurios con difusiones entre 0 y σ_D elegidos en un intervalo de energías $[E_{bi}, E_{bf}]$, y $N_T(\sigma_D)$ la función acumulada de eventos en el rango de energías de interés para los eventos de rayos X $[E_{Xi}, E_{Xf}]$, con difusiones desde 0 a σ_D , entonces la función acumulada de eventos de rayos X a utilizar es

$$N_e(\sigma_D) = N_T(\sigma_D) - \frac{(E_{Xf} - E_{Xi})}{(E_{bf} - E_{bi})} N_b(\sigma_D) \quad (4.32)$$

4.5. Experiencias de Laboratorio

En esta sección se explican las pruebas de laboratorio realizadas para medir las curvas de profundidad-difusión de los detectores CCD utilizando los resultados matemáticos explicados hasta el momento. Para estas experiencias se utilizaron dos detectores similares al mostrado en la figura A.7 con el mismo empaquetado, instalados

en dos sistemas diferentes como se muestra en la figura 4.9a y 4.9b. En ambos CCDs la cara trasera se encuentra pegada a la placa de aluminio nitroso la cual provee sostén mecánico para el circuito integrado. Se realizaron tres experiencias donde se utilizaron los rayos X de fluorescencia de los materiales circundantes al detector para la calibración. La fluorescencia ocurre cuando una partícula externa (de la radiación natural o de una fuente radioactiva) arranca un electrón de un determinado orbital en los átomos del material (α , β , etc.). Cuando el átomo vuelve a quedar neutro tomando un electrón desde la banda de conducción, se emite un rayo X de una determinada energía igual al salto energético del electrón para incorporarse al orbital. Estos rayos X son característicos de cada elemento y son ampliamente utilizados para determinar la composición de materiales (Shackley, 2010). Las tres experiencias fueron:

- En la primer experiencia se utilizaron los datos tomados con un CCD instalado en uno de los cubos de ensayo en Fermilab sin blindaje externo, como se muestra en la figura 4.9a. Para la calibración se utilizaron los rayos X provenientes de la fluorescencia del Itrio de energía 14.96 keV ($Y_{K\alpha}^1$), el cual forma parte de la composición de la placa de aluminio nitroso en un 2%. El subíndice indica el orbital del átomo involucrado en la fluorescencia, y el superíndice identifica el número de experiencia. Estos rayos X entran a través de la superficie trasera de los CCDs. Para aumentar la tasa de generación se utilizó una fuente radioactiva de rayos X de mayor energía como se muestra en la figura 4.10. En este caso se utilizaron datos recolectados durante 24 horas. El espectro de energías de los eventos obtenidos se muestra en la figura 4.10a.
- En la segunda experiencia se utilizó el mismo sistema de la experiencia anterior sin la fuente radioactiva externa. En este caso se usaron los mismos rayos X provenientes del Itrio ($Y_{K\alpha}^2$) que se generan por la radiación natural con datos correspondientes a 5 días de exposición. El espectro de energías de los eventos obtenidos se encuentra en la figura 4.10b.
- Por último, en la tercer experiencia se utilizaron los datos tomados por uno de los detectores instalados en el sistema de CCDs para la detección de neutrinos. Más detalles sobre este sistema pueden consultarse en el Apéndice A. El detector fue instalado dentro de una caja de cobre como se muestra en la figura

4.9b. La parte trasera del detector se encuentra adherida a la placa de aluminio nitroso y la parte delantera se encuentra mirando hacia arriba quedando totalmente rodeada por cobre. La figura 4.11 muestra un esquemático a escala de los cortes transversales del CCD instalado dentro de esta caja de cobre. En este caso, el sistema tenía instalado un blindaje pasivo formado por 30 cm de espesor de polietileno y 5 cm de espesor de plomo como se muestra en una de las configuraciones mostradas en la figura A.12 del Apéndice A. El blindaje disminuye la incidencia de radiación natural externa sobre los detectores. Para la experiencia se utilizaron: rayos X producidos en el cobre circundante con una energía de 8.048 keV ($\text{Cu}_{K\alpha}^3$); los rayos X producidos por la fluorescencia del Itrio de energía de 14.96 keV ($\text{Y}_{K\alpha}^3$); y por último rayos X producidos por el decaimiento natural del ^{238}U el cual es un contaminante radioactivo presente en la placa de aluminio nitroso. Mediciones de este contaminante fueron anteriormente publicadas en (Chavarria et al., 2015). Los datos utilizados corresponden a cuatro meses de exposición de los detectores. El espectro en energía de los eventos obtenidos en la exposición se muestra en la figura 4.10c.

En los espectros de energía obtenidos en cada experiencia se observan otros picos de rayos X los cuales no fueron utilizados porque no se conoce con exactitud la geometría asociada al momento de la experiencia, o porque los picos se encuentran cercanos a otros lo que dificulta análisis individual.

4.5.1. Distribuciones de θ utilizadas ($g_{\theta}(\theta)$)

La distribución de los ángulos de incidencia de los rayos X al CCD queda determinada por la geometría de los materiales donde se genera la fluorescencia. En las tres experiencias, los rayos X de $\text{Y}_{K\alpha}^1$, $\text{Y}_{K\alpha}^2$, $\text{Y}_{K\alpha}^3$ y ^{238}U se producen en la placa de aluminio nitroso y por lo tanto tienen distribuciones $g_{\theta}(\theta)$ similares. Para el caso del $\text{Cu}_{K\alpha}^3$ la geometría se detalla en la figura 4.11. En ambos casos la distribución se obtuvo utilizando métodos numéricos de Monte Carlo y los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.12. Se observa que para los rayos X generados en la placa de aluminio nitroso la probabilidad de alcanzar el CCD con cualquier ángulo es similar, en cambio, para el caso del cobre aquellos fotones con ángulos muy pequeños tienen

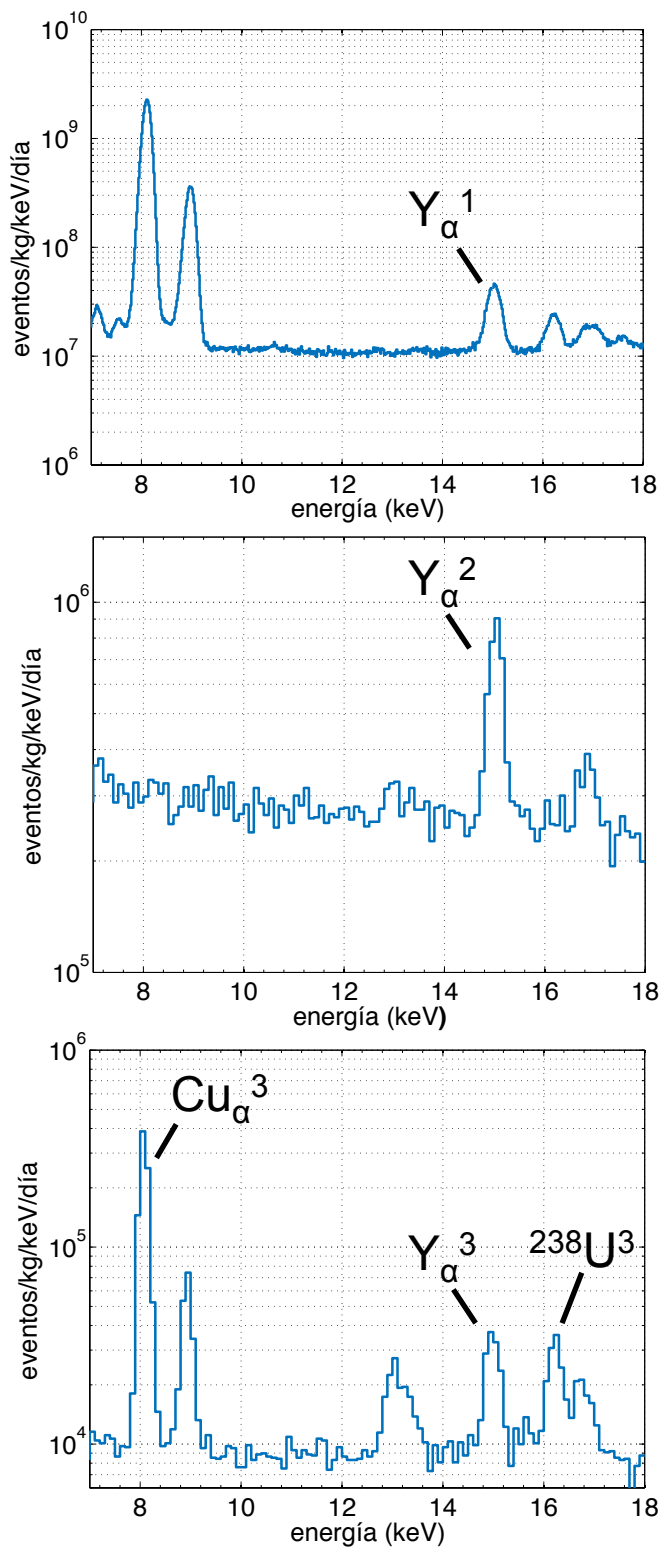


Figura 4.10: Espectro de energías de los eventos encontrados en cada experiencia: (a) experiencia 1, (b) experiencia 2 y (c) experiencia 3.

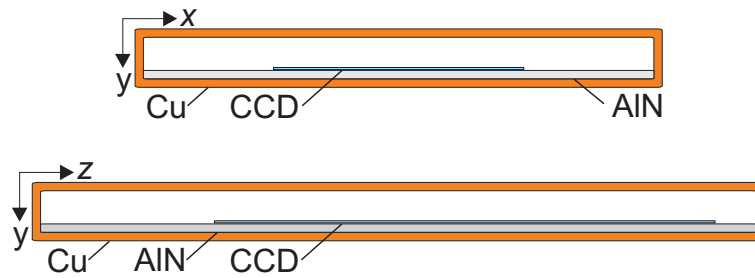


Figura 4.11: Esquemático del CCD instalado en el sistema de detección de neutrinos.

muy poca probabilidad de ocurrencia. Esto se debe a que los rayos que tienen ángulos chicos son generados en las superficies laterales las cuales tienen poca área y por lo tanto menos probabilidad de generar rayos X por radiación natural.

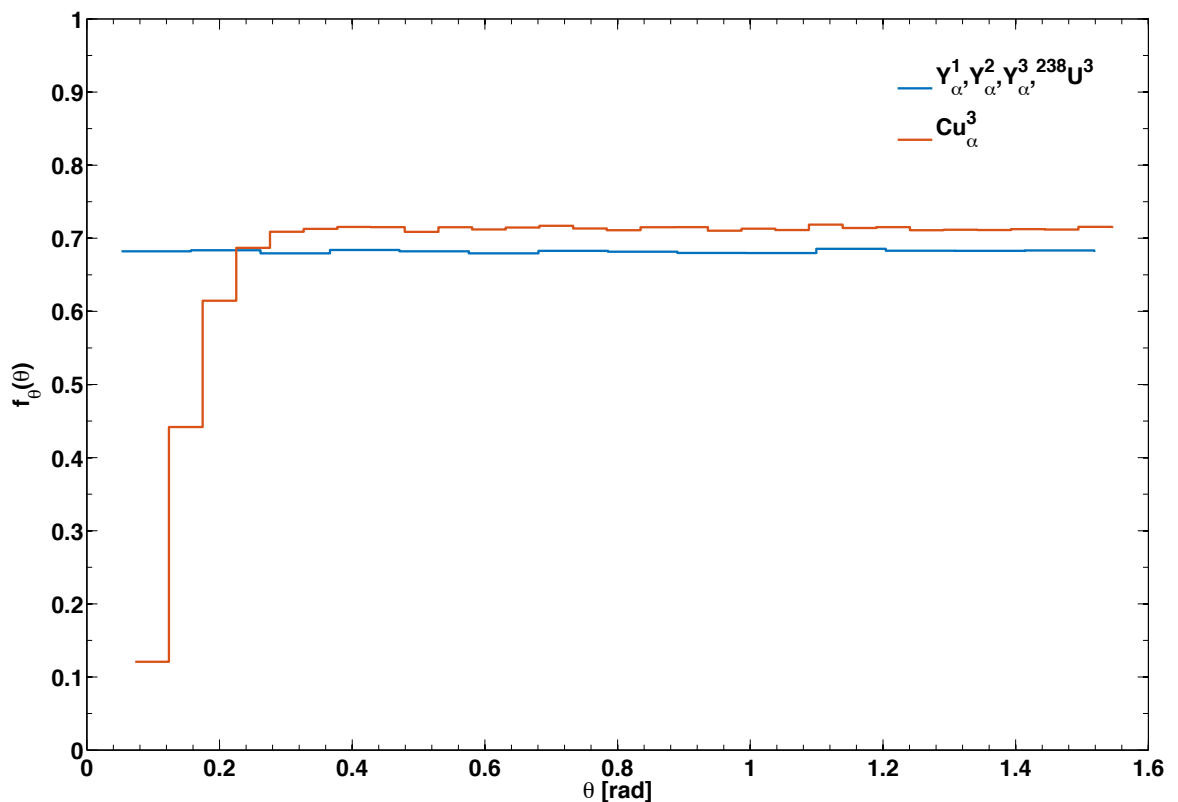


Figura 4.12: Distribución $g_{\Theta}(\theta)$ obtenidas por Montecarlo para los rayos X utilizados.

4.5.2. Distribución $g_Y(y)$ para los rayos X usados

Usando las ecuaciones (4.30) y (4.31), y las distribuciones de θ mostradas en la figura 4.12 es posible obtener las distribuciones de deposición en función de la profundidad ($G_Y(y)$) para los rayos X bajo análisis. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.13. En todos los casos se comienza la acumulación de probabilidad desde el lado de atrás del detector ($y=250\mu\text{m}$). A diferencia del resto, los fotones $\text{Cu}_{K\alpha}^3$ entran por la parte delantera del CCD. Es por esto que la velocidad de crecimiento de su curva es cada vez mayor para menores profundidades. La Tabla 4.1 muestra las longitudes de atenuación utilizadas en cada caso.

Tabla 4.1: Rayos X utilizados para la calibración de la curva profundidad-difusión.

| | energía [KeV] | señal [e^-] | ruido Fano [e^-] | γ [μm] |
|------------------------------|------------------|--------------------|-------------------------|-------------------------------|
| $\text{Cu}_{K\alpha}^3$ | 8.048 | 2204.932 | 15.92 | 71 |
| $\text{Y}_{K\alpha}^{1,2,3}$ | 14.958 | 4098.082 | 21.70 | 440 |
| $^{238}\text{U}^3$ | 16.100 | 4324.324 | 22.30 | 545 |

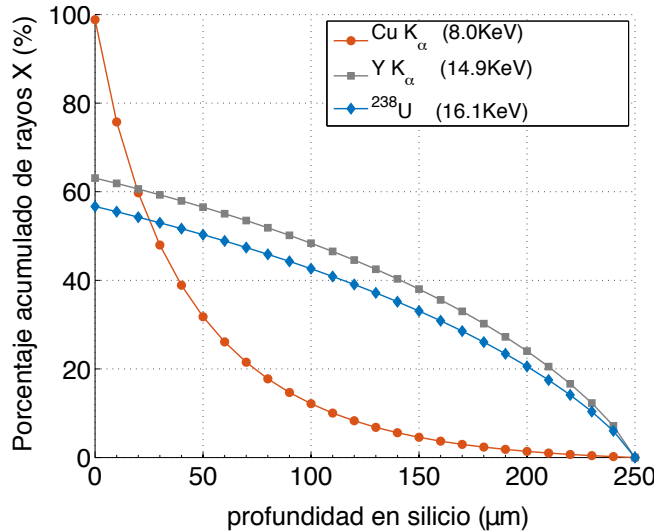


Figura 4.13: Distribución de probabilidad acumulada teórica para los rayos X utilizados.

Distribución $\hat{g}_{\sigma_D}(\sigma_D)$ para los rayos X usados

Las distribuciones $\hat{g}_{\sigma_D}(\sigma_D)$ para cada rayo X se obtienen utilizando la ecuación (4.23) midiendo la difusión que presentan los eventos en las imágenes de salida de

cada experiencia.

Para medir la difusión se utiliza un algoritmo de máxima verosilitud que maximiza una aproximación de la función de densidad de probabilidad de eventos puntuales presentada en la ecuación (4.20). La aproximación se utiliza para reducir los tiempos de cómputo y consiste en reemplazar la distribución multinomial asociada a la carga de todo el evento con distribuciones binomiales independientes para cada pixel. Esto permite agrupar las probabilidades de todos los pixel como el producto de las probabilidades individuales, y de esa forma se elimina el cálculo de los términos en las N_p sumatorias de la ecuación (4.20). De esta manera, la función de verosimilitud queda definida como

$$L(Q_T, x_g, z_g, \sigma_D) = \underset{Q_T, x_g, z_g, \sigma_D}{\text{maximizar}} f_{\mathbf{P}}(\mathbf{p}; Q_T, x_g, z_g, \sigma_D) \quad (4.33)$$

con

$$f_{\mathbf{P}}(\mathbf{p}; Q_T, x_g, z_g, \sigma_D) = \prod_{i=1}^{N_p} \sum_{q_i=0}^{Q_T} \frac{Q_T! \lambda_i^{q_i} (1-\lambda_i)^{Q_T-q_i}}{q_i! (Q_T-q_i)!} e^{-\frac{(p_i-q_i)^2}{2\sigma_R^2}} \frac{1}{\sigma_R \sqrt{2\pi}},$$

$$\lambda_i = \int_{x_{i,o}}^{x_{i,f}} \int_{z_{i,o}}^{z_{i,f}} \frac{e^{-[(x-x_g)^2+(z-z_g)]^2/(2\sigma_D^2)}}{2\pi\sigma_D^2} dz dx.$$

donde $\mathbf{p} = (p_1, \dots, p_{N_p})^T$ se reemplaza con los valores de los pixeles que conforman el evento a analizar.

Para evaluar la exactitud de la información de difusión reconstruida por el algoritmo, se simularon imágenes con eventos de rayos X con difusión en el rango de difusiones esperadas en las experiencias y se comparó la difusión simulada con la medida. El ruido de lectura en las imágenes de salida no fue el mismo en todas las experiencias. El sistema de las experiencias 1 y 2 presentaba un ruido de lectura de $5 e^-$, mientras que el de la experiencia 3 tenía un ruido de $3 e^-$. Estas diferencias fueron consideradas en las simulaciones. Otro efecto que también se tuvo en cuenta fue la variación de la carga total generada por fotón, conocida como ruido Fano (Janesick, 2001). Esta variación se debe a que no todos los rayos X de una misma energía producen exactamente la misma cantidad de ionización ya que parte de su energía puede ser transferida a la red y contribuir al aumento de su temperatura. Típicamente, esta variación puede modelarse con una distribución Normal centrada en la carga total esperada. La Tabla 4.1 muestra los valores de señal de ionización esperada en cada caso junto con el desvío típico de la distribución que modela la variación por Fano.

Los resultados para alguno de los rayos X de las experiencias se muestran en la figura 4.14. Cada figura muestra los resultados de uno de los rayos X utilizados: (a) $Y_{K\alpha}^1$, (b) $Y_{K\alpha}^3$ y (c) $Cu_{K\alpha}^3$. Se observa que para los tres casos el algoritmo reconstruye de forma satisfactoria las difusiones mayores a 0.35 pixeles. Debajo de este valor el algoritmo comienza a asignar valores de difusión diferentes a los simulados. La curva roja muestra el valor medio y el desvío típico de las difusiones medidas. Si bien la media de los valores de difusión obtenida sigue siendo similar al valor de difusión simulado, los puntos alejados de esta media pueden generar distorsiones en las distribuciones acumuladas y por lo tanto no deben considerarse.

La función de máxima verosimilitud de la ecuación (4.33) también genera información sobre que tan puntual es la deposición de la energía. Esto sirve para rechazar eventos no puntuales que no deberían ser considerados para el análisis. La figura 4.15 muestra la distribución de $L(Q_T, x_g, z_g, \sigma_D)$ para eventos simulados de $Y_{K\alpha}^1$ normalizados al máximo. Se ve que los eventos simulados están concentrados en el intervalo $-2 < L(Q_T, x_g, z_g, \sigma_D) < -4.5$ y por lo tanto estos límites son utilizados para aceptación de eventos de rayos X en los datos de las experiencias. Este es un límite amplio y no genera ninguna restricción cuando es usado para los demás rayos X.

La Tabla 4.2 muestra los intervalos de energía y el número de eventos utilizados para encontrar las distribuciones acumuladas en cada caso. También detalla el intervalo de energías utilizado para la sustracción de los eventos espurios. En la figura 4.16 se muestran las distribuciones acumuladas normalizadas según la ecuación 4.26. Por lo tanto, las gráficas muestran la probabilidad acumulada de interacción de los eventos empezando desde la parte trasera del detector. Estas curvas son comparables a las curvas teóricas mostradas en la figura 4.13, como supone la ecuación (4.22). Para el gráfico correspondiente a la primera experiencia (gráfico superior) también se muestran las curvas acumuladas correspondientes a los eventos totales (curva roja de trazo sólido) obtenida en el rango de energía de los rayos X, y la distribución acumulada de eventos espurios utilizada para sustraer el error en la acumulada de los rayos X. Para el resto de las gráficas solo se muestra la curva de resultante de rayos X ($\hat{G}'_{\sigma_D}(\sigma_D)$) luego de la sustracción.

Para el caso de la primera experiencia, las curvas de eventos totales, la de eventos espurios y la resultante muestran una trazo suave debido a la gran cantidad de eventos

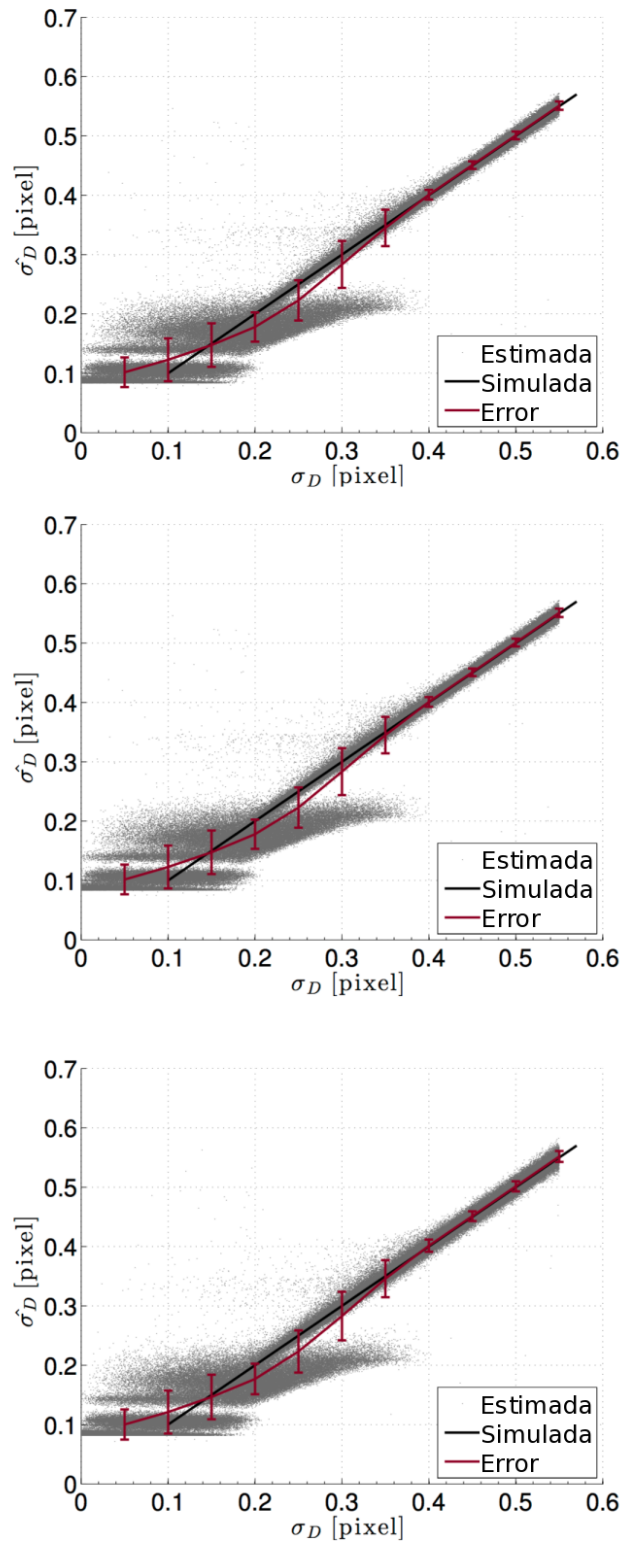


Figura 4.14: Difusiones medidas ($\hat{\sigma}_D$) en función de la difusiones simuladas (σ_D) para cada evento simulado. Los puntos grises corresponden a la información individual de cada evento mientras que la curva roja indica su valor medio junto con el desvío típico. Los gráficos corresponden a: (a) YK_α^3 , (b) CuK_α^3 y (c) YK_α^3 .

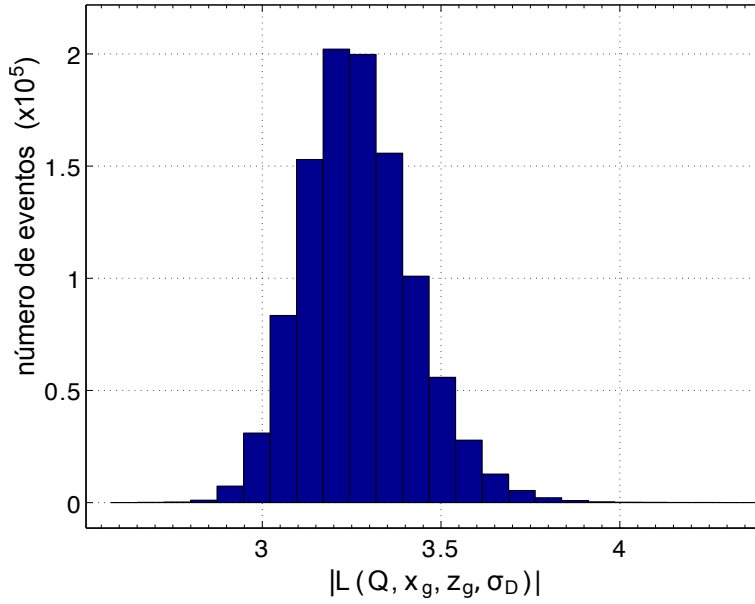


Figura 4.15: Distribución de valores de $L(Q_T, x_g, z_g, \sigma_D)$ obtenidos de las simulaciones de eventos de Y_{K_α} .

disponibles para la estimación de la distribución. Este fue uno de los objetivos de la fuente radioactiva externa para aumentar el flujo de rayos X generados. Para las otras experiencias, las curvas obtenidas presentan más variaciones debido a la menor estadística de eventos disponibles. Incluso con esta baja estadística las curvas de profundidad difusión obtenidas son similares en todos los casos.

Tabla 4.2: Información sobre los datos utilizados en las diferentes experiencias.

| Experiencias | Señal | Rango de energías (keV) | Número eventos | a | b |
|-----------------|---------------|-------------------------|----------------|----------|--------|
| Lab. con fuente | $Y K_\alpha$ | 14.60-15.50 | 49447 | -0.00258 | -0.287 |
| | BKG | 15.50-15.90 | 10598 | | |
| Lab. sin fuente | $Y K_\alpha$ | 14.80-15.40 | 2027 | -0.00238 | -0.331 |
| | BKG | 10.00-12.00 | 3055 | | |
| CONNIE | $Y K_\alpha$ | 14.60-15.50 | 1614 | -0.00257 | -0.286 |
| | $Cu K_\alpha$ | 7.80-8.35 | 8274 | -0.00263 | -0.273 |
| | ^{238}U | 15.90-16.60 | 1392 | -0.00263 | -0.276 |
| | BKG | 10.00-12.00 | 1650 | | |

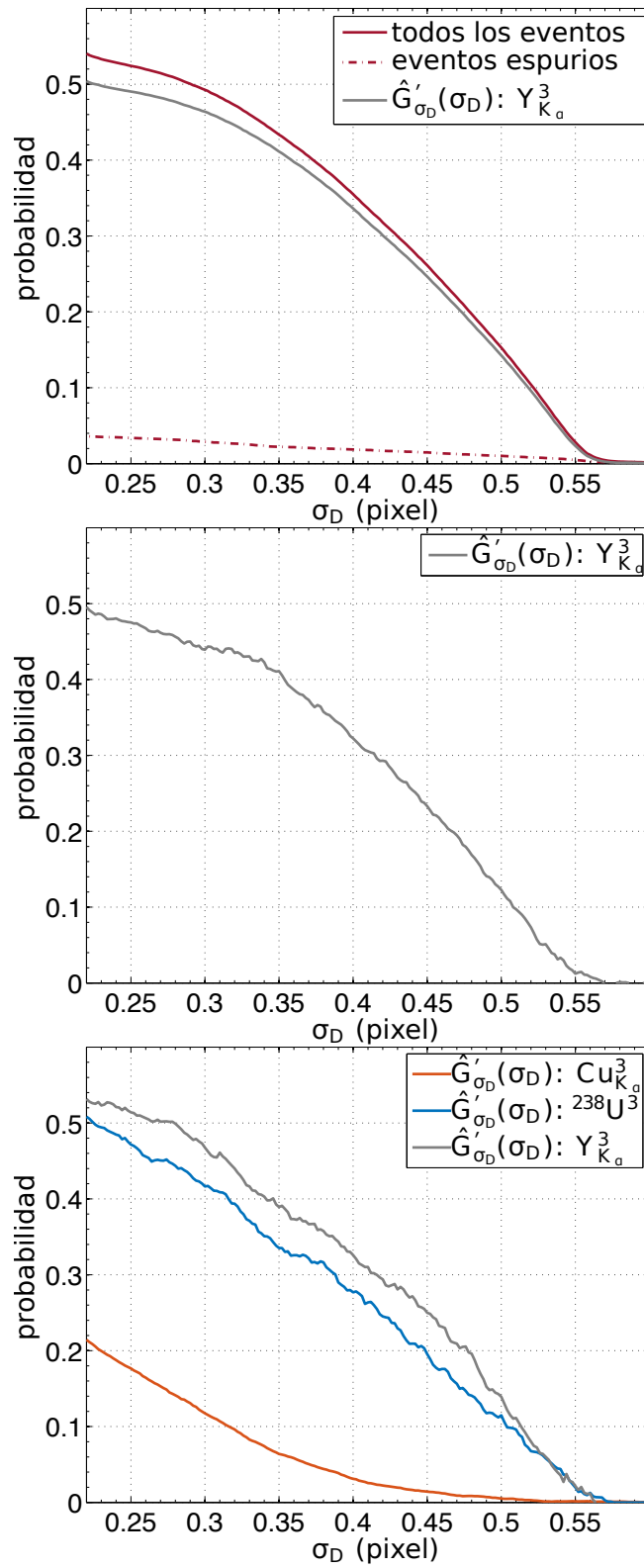


Figura 4.16: Distribución acumulada medida de los eventos de rayos X en función de la difusión empezando la acumulación desde el lado de atrás del detector.

4.6. Curva profundidad-difusión

Utilizando las curvas de probabilidad acumulada teóricas de la figura 4.13, las curvas medidas de la figura 4.16, y la ecuación (4.24) se obtienen los puntos que determinan la relación difusión-profundidad y se ajusta el modelo propuesto en la ecuación (4.13). Los puntos resultantes, junto con el mejor ajuste del modelo se muestran en la figura 4.17. Solo el intervalo de difusiones entre 0.35 y 0.54 pixeles fue utilizado para ajustar ya que el algoritmo de reconstrucción de difusiones funciona correctamente. Los valores ajustados del modelo para cada experiencia se muestran en la Tabla 4.2. Se aprecia que las constantes obtenidas son muy similares; únicamente la curva obtenida en la experiencia 2 muestra constantes levemente diferentes a las anteriores, pero dentro de los errores posibles por la estadística de los datos obtenidos.

Para evaluar la exactitud de las curvas encontradas se simuló eventos siguiendo las relaciones encontradas para cada experiencia y el número de eventos de rayos X y espurios según la Tabla 4.2. La difusión de los eventos espurios se supuso uniforme para todas las difusiones como sugiere la distribución acumulada lineal de la figura 4.16a. Los eventos simulados fueron procesados de forma similar a los datos de las experiencias. Los resultados sobre la variabilidad de los parámetros ajustados se pueden ver en la Tabla 4.2 que se muestra el desvío de los parámetros encontrados. Esta variabilidad es menor para aquellas experiencias con mayor número de eventos de rayos X, en particular el mejor resultado se obtiene para la experiencia 1. También es interesante observar los errores obtenidos sobre las curvas obtenidas, es decir con que precisión se pueden relacionar un punto de profundidad con la difusión del evento, y viceversa. Los errores de las curvas obtenidos para cada experiencia en función de la profundidad y de la difusión se muestran en la figura 4.18. La curva roja muestra la diferencia media medida respecto a la curva de profundidad-difusión utilizada para simular los eventos en cada caso. Este sesgo se debe a la reconstrucción de la difusión de los eventos simulados. Si los valores de difusión de los eventos se utilizan directamente para reconstruir la curva, este sesgo es cero. Igualmente el sesgo es muy pequeño, y disminuye cuando se tiene mayor estadística en los datos. Para el caso de la experiencia 1 este sesgo es menor a $0.5 \mu\text{m}$ en profundidad y menor a 1×10^{-3} pixel en difusión. También se observa en todos los casos que el sesgo es menor que el error estadístico. Este error estadístico es el desvío típico del error sobre la curva en

cada punto. La reducción de este error hacia profundidades y difusiones pequeñas se debe a que en términos absolutos la variabilidad del modelo tiende a cero a medida que ambas variables disminuyen. Este análisis de error demuestra que es posible medir una determinada curva de profundidad-difusión con un bajo error utilizando los algoritmos explicados anteriormente.

4.7. Variación al modelo propuesto

El modelo de difusión propuesto en este capítulo en la ecuación (4.12) es el modelo utilizado hoy en día en el área de los detectores CCDs. Este modelo es utilizado para inferir la función de dispersión para la detección de luz visible (Janesick, 2001; Holland et al., 2003). Trabajos publicados más recientemente, como por ejemplo (Mutoh, 2015), muestran que podría existir cierta relación entre la difusión y la carga total depositada. En las experiencias realizadas se observaron tendencias similares en los datos para eventos de diferentes energías. Por ejemplo, la figura 4.19 muestra la difusión en función de la energía de todos los eventos detectados en la experiencia 3 hasta una energía de 19 keV. Cada punto de la figura representa un evento medido en la experiencia. El límite en difusión en la parte trasera del CCD queda definido por la aglomeración de puntos cercanos a 0.5 pixel de difusión. La curva negra muestra el mejor ajuste lineal a los picos de concentración para cada energía. Las aglomeraciones de punto verticales corresponden a líneas de rayos X detectados para diferentes energías. Por otro lado, la aglomeración de puntos horizontales alrededor de 0.5 pixeles de difusión muestran eventos generados por electrones con muy poca penetración en el Silicio. Por lo tanto, esa línea marca el límite en difusión del CCD para cada energía.

El límite en difusión del detector muestra que para energías menores el la difusión obtenible es menor. El ajuste lineal sigue la ecuación

$$\sigma_D = 0.0035E_0 + 0.5 \quad (4.34)$$

donde E_0 es la energía de la partícula que interactúa en la parte trasera del detector. El mismo comportamiento se puede observar de las curvas de difusión-profundidad ajustadas de la experiencia 1. La figura 4.20 muestra de forma aumentada el final de la curva de la figura 4.17. Se observa que la curva ajustada para el cobre tiene

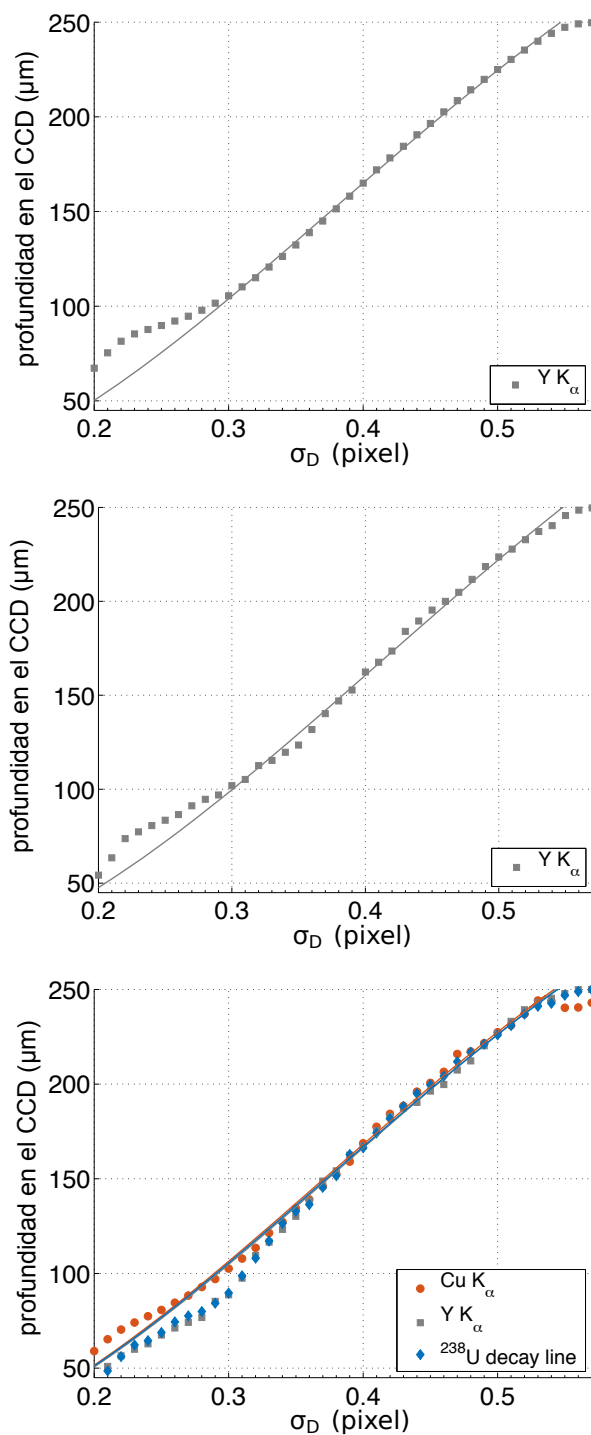


Figura 4.17: Curva difusión-profundidad obtenida en cada experiencia.

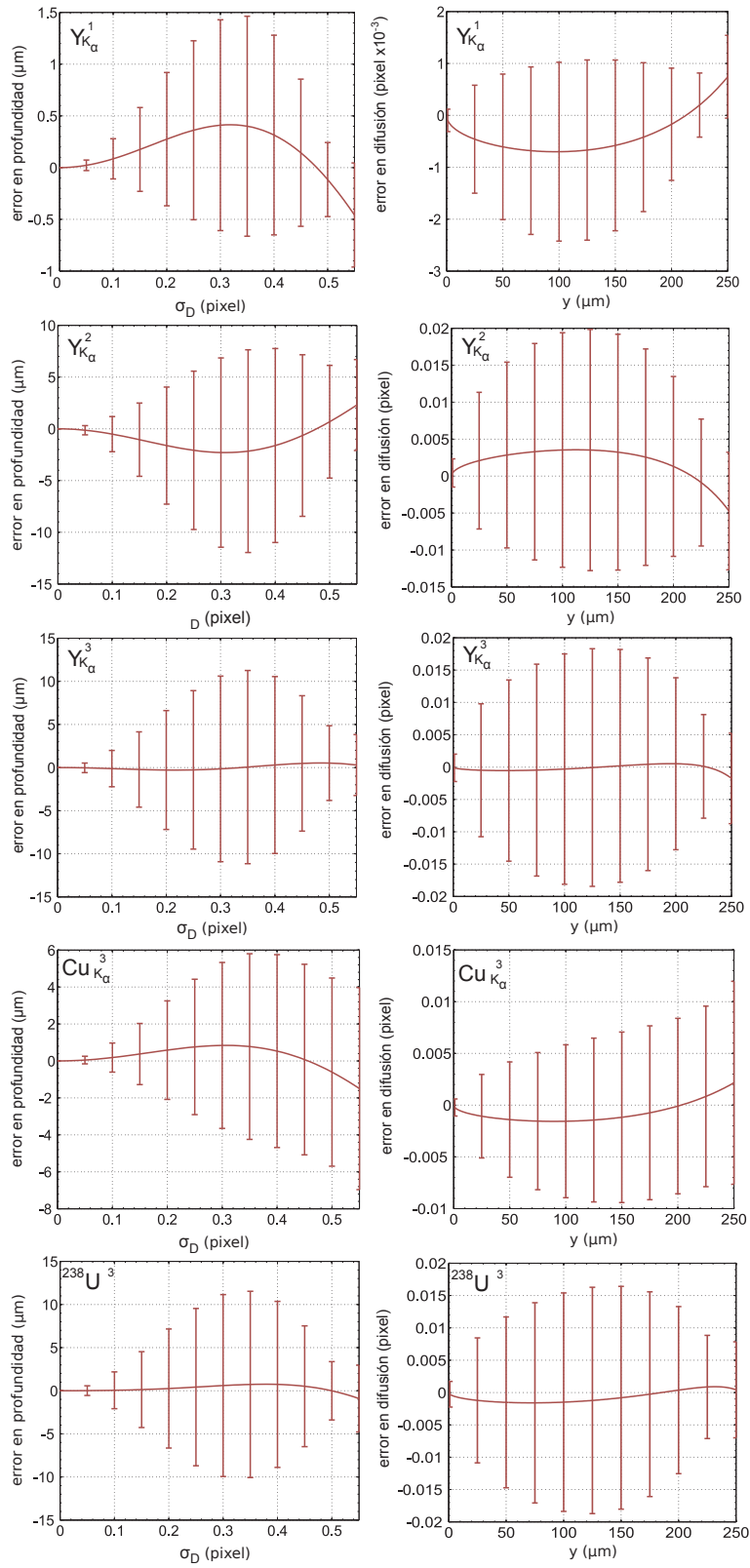


Figura 4.18: Errores obtenidos en la estimación de las curvas para cada experiencia. Columna izquierda: error en función de la difusión, columna derecha: error en función de la profundidad.

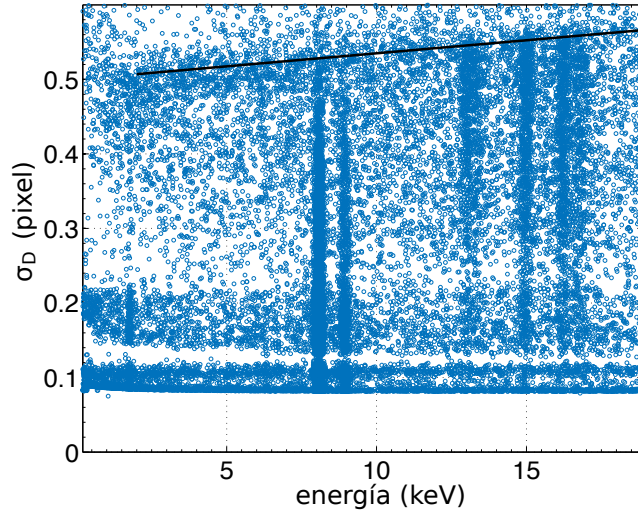


Figura 4.19: Valores de difusión y energía obtenidos para los eventos de la experiencia 3 (puntos azules). También se muestra el mejor ajuste lineal a las difusiones correspondiente de la parte trasera del detector.

una difusión menor para la máxima profundidad ($y=250 \mu\text{m}$) que la curva del itrio y del pico de la cadena del uranio que tienen energías más altas. Igualmente estas diferencias están dentro de los errores mostrados para las estimaciones de los diferentes picos de la figura 4.18. Estas curvas muestran que a difusiones mayores las curvas son muy similares indicando que las variaciones de difusión en función de la energía son relativamente pequeñas. En (Mutoh, 2015) se sugiere que esta dependencia no es lineal y que se hace cada vez más pequeña para bajas energías. Igualmente la técnica propuesta en este capítulo permite cuantificar este comportamiento utilizando fuentes de rayos X conocidas a diferentes energías para todas las profundidades. Se podrían utilizar rayos X de menor energía para cuantificar la curva a bajas energías y tener un ajuste más preciso para el intervalo de neutrinos.

La variación encontrada en el modelo de difusión se encuentra todavía bajo análisis y otras hipótesis como la longitud real de la generación de carga están siendo consideradas.

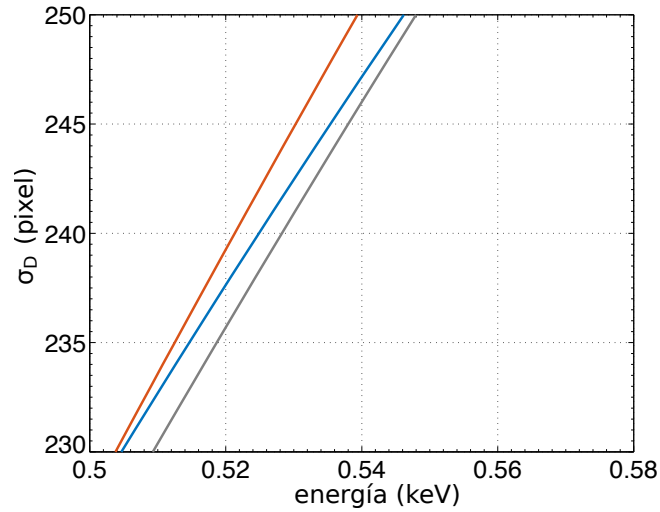


Figura 4.20: Parte final de las curvas difusión-profundidad de la experiencia 1.

4.8. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se ha desarrollado un modelo matemático de los eventos de neutrinos en las imágenes de salida del sistema de CCDs. Este modelo es también aplicable a interacciones de otras partículas que generen deposiciones puntuales de energía, como son los eventos espurios esperados para el rango de energías de los neutrinos. El análisis matemático permite inferir ciertos parámetros del evento como es la difusión. El capítulo también muestra una nueva técnica para la obtención de la relación profundidad-difusión de los eventos, la cual permite seleccionar regiones del detector con menor tasa de eventos espurios y de esta forma aumentar la relación de eventos de neutrinos a eventos espurios. La técnica muestra que se pueden obtener calibraciones muy precisas si se aumentasen los eventos de rayos X con alguna fuente externa. Igualmente, los resultados obtenidos con la fluorescencia de los rayos X producidos por la radiación ambiente muestran resultados satisfactorios que además permiten calibrar el detector sobre el mismo sistema CCD sin la necesidad de llevarlo a un lugar de ensayo en el laboratorio.

Capítulo 5

Condición de funcionamiento del sistema y resultados preliminares

5.1. Introducción

La capacidad de detección de neutrinos del sistema está basada en observar un número de neutrinos mayor que la fluctuación de los eventos espurios para un mismo intervalo de energías. Dentro de los eventos espurios se encuentran los eventos producidos por fuentes de error del integrado, de los cuales el ruido de lectura es el que produce el mayor error en el valor del pixel; y los eventos espurios producidos por partículas de la radiación natural. Como el espectro de los eventos de neutrinos se incrementa para energías bajas cuanto menor sea el umbral de detección impuesto mayor será el número de eventos detectados. Por el otro lado, un bajo umbral de detección genera muchos eventos espurios producidos por el ruido de lectura. Por lo tanto existe una decisión de compromiso en el valor de umbral a utilizar. El número de eventos por el ruido de lectura depende de la cantidad de pixeles evaluados, que a su vez depende del número de pixeles del detector y del número de lecturas por día. El número de lecturas queda determinado por el máximo tiempo de exposición para obtener una contribución de corriente acotada, y de la ocupancia de los eventos totales en las imágenes de salida. Si bien los eventos esperados de baja energía son muy pocos, la tasa de eventos de energía mayores a 80 keV es mucho mayor, y además producen eventos más grandes reduciendo la porción del arreglo disponible para la detección de eventos de neutrinos. Una muestra de estos eventos puede observarse en la figura 3.2. Estas condiciones quedan generalmente fijadas cuando se mide la corriente oscura en los detectores a utilizar.

Para los eventos espurios esperados de la radiación natural también existe una decisión de compromiso basada en el intervalo de profundidades donde se aceptan los eventos detectados. Esta región corresponderá a una franja central del volumen del

detector de forma de reducir la incidencia de electrones y fotones de baja energía. Esto requiere decidir el valor mínimo y máximo del intervalo.

La optimización de las condiciones de estas condiciones de funcionamiento permiten la operación del sistema de CCDs con máxima capacidad de detección de neutrinos. En las siguientes secciones se plantea de forma cuantitativa el funcionamiento del sistema en función de estas dos fuentes de eventos espurios. Se presentan los primeros resultados de los datos obtenidos del primer prototipo y se plantean las cuestiones más importantes para la primera etapa de actualización del sistema.

5.2. Características de funcionamiento esperadas del sistema CCD

Hasta este punto se sabe que los eventos esperados estarán formados por varios pixeles, y que la carga de estos será pequeña. Estos eventos estarán inmersos en el ruido de fondo presente en las imágenes de salida, producidos por el amplificador de salida del detector y que dificulta su detección. Cuanto mayor sea la dispersión de la carga en los pixeles aledaños más difícil será separarlos del fondo ruidoso. Por ello el algoritmo de detección es uno de los aspectos más importantes en el análisis de los datos, ya que debe ser lo suficientemente capaz de reconocer la mayor cantidad de eventos de antineutrinos sin generar falsos positivos producto del mismo ruido de fondo.

La eficiencia de detección para el rango de energías de interés de los eventos de antineutrinos, dependerá fuertemente del algoritmo de detección utilizado. En esta sección se evaluará la eficiencia basada en la maximización de la relación señal de la carga colectada al ruido de lectura por medio de la técnica de *binning* donde se suman la carga contenida de 10×10 pixeles del arreglo antes ser leída por el amplificador de salida. En contrapartida a la maximización de la relación señal a ruido, se pierde toda información de dos dimensiones de la conformación del evento y, por consiguiente, información de la profundidad a la cual fue generado. Se ha visto en el capítulo anterior que esta información puede resultar útil para separar eventos espurios de la radiación natural.

Para este análisis se consideran dos escenarios diferentes: un sistema de CCDs de 52 gramos en total con 10 CCDs de 5.2 gramos cada uno, y un sistema con un total de 500 gramos utilizando el mismo tipo de dispositivo. Estos escenarios fueron analizados originalmente porque son las actualizaciones previstas para el prototipo ya instalado en la central nuclear. El número de eventos totales esperados considerando la eficiencia de detección, diferentes Q y para ambas fases de prueba, se resume en la Tabla 5.1.

Una estimación de primer orden del tiempo de operación necesario para detectar la señal de antineutrinos en ambas configuraciones puede ser obtenida considerando los eventos detectados como un experimento de conteo de una señal, que se espera que sea mayor que la fluctuación de Poisson de los eventos espurios también detectados, para un dado nivel de confianza. Los antineutrinos serán obserbables si su señal es distintiva sobre otro tipo de partículas espurias que producen el mismo tipo de eventos (falsos positivos). Para esto hay que elegir un intervalo de energías de eventos a considerar. La figura 3.11 muestra que para $Q < 0.3$ casi todos los eventos tienen energías de ionización menor a 300 eV. De esta forma, se puede elegir el intervalo de observación entre energías de 28 eV ($5\sigma_{RMS}$) y 300 eV. Para este intervalo, y asumiendo el factor quenching propuesto por Lindhard y la eficiencia de la figura 3.12, la tasa de eventos según los cálculos presentados en las secciones anteriores, y haciendo un escalado en masa para 52 g, es de $0.84T$ eventos, con T en días.

La bibliografía disponible detalla que la tasa de ocurrencia de eventos de baja energía, a una altitud de nivel de mar, usando materiales pasivos como blindaje, puede reducirse hasta valores cercanos a 600 eventos/keV/kg/day (Heusser, 1995). Se han obtenido niveles similares de eventos espurios en experiencias pasadas con sistemas similares de CCDs operando en cavernas bajo tierra (Barreto et al., 2012; Tiffenberg, 2013) a poca profundidad (30 metros equivalente de agua) en el túnel Minos en Fermilab, y a gran profundidad (600 metros equivalente de agua) en el laboratorio Snolab, en Canadá. La señal espuria escalada por la masa del detector y la ventana de energías propuesta, resulta en una tasa de ocurrencia de $8.5T$ eventos (T en días) para el detector de 52 gramos.

Sin embargo, se deben considerar los eventos falsos dados por valores de ruido de lectura por encima del umbral de detección. La tasa de estos eventos dependerá del

Tabla 5.1: Número esperado de eventos por día (eventos por año) en un arreglo de CCDs de 52 g y 500 g asumiendo una eficiencia de detección como en la sección 2.8 y para diferentes factores quenching.

| Masa[g] | 52 | 500 |
|------------|------------|--------------|
| $Q = 1$ | 1.49 (524) | 13.81 (5040) |
| $Q = 0.3$ | 1.09 (396) | 10.43 (3809) |
| $Q = 0.2$ | 0.92 (336) | 8.84 (3228) |
| $Q = 0.17$ | 0.85 (309) | 8.15 (2975) |
| Lindhard | 0.84 (305) | 8.04 (2933) |

ruido individual de cada pixel, del número de evaluaciones de pixeles en el lapso de operación del detector y del algoritmo de detección. Si se considera 10 CCDs corriendo en paralelo leídos cada 2 horas y usando un *binning* de 10 por 10 pixeles, el número de evaluaciones de pixeles por día es de 2.015×10^7 . Considerando un umbral de 28 eV, la tasa esperada de eventos falsos por el ruido de fondo es de $3.18T$ eventos, con T en días.

Con estas cantidades se puede definir la relación entre la señal de antineutrinos y la variación de los eventos espurios para un sistema de CCDs de 52 gramos como

$$SNR = \frac{0.84T}{\sqrt{8.5T + 3.18T}} = 0.25\sqrt{T} \quad (5.1)$$

donde T es el tiempo de operación en días. De esta forma, se puede calcular el número de días de operación para alcanzar un cierto nivel de confianza (NC) en la detección. Algunos valores para diferentes NC están listados en la Tabla 5.2 para los sistemas de 52 y 500 gramos. Estos valores fueron calculados siguiendo las recomendaciones en (Buescher et al., 2004).

5.3. Resultados preliminares del primer prototipo

En el Apéndice A se explica en detalle la construcción del primer prototipo instalado en cercanías de un reactor de aproximadamente 4 GW de potencia térmica. La construcción del blindaje completo fue terminada a mediados de agosto de 2015. La figura 5.1 muestra el espectro de energías de los eventos obtenidos hasta una energía de 100 keV para diferentes configuraciones de blindaje. La figura fue construida a

Tabla 5.2: Tiempo de operación para obtener diferentes NC [PDG] para un sistema con masa total de 52 gramos y 500 gramos.

| CL [%] | T [days] | |
|--------|----------|-------|
| | 52 g | 500 g |
| 80.00 | 12 | 1.2 |
| 90.00 | 28 | 2.9 |
| 95.00 | 45 | 4.7 |
| 98.00 | 70 | 7.3 |
| 99.87 | 150 | 15.8 |

partir de los datos tomados por uno de los detectores durante diferentes periodos en la construcción del sistema. El espectro muestra una gran cantidad de eventos para altas energías que corresponden a muones cósmicos y electrones de alta energía que generan trazas de ionización largas en el silicio. También se observan los picos de rayos X esperados sobre un nivel continuo mayormente formado por eventos producidos por interacciones Compton por rayos gamma, neutrones, y electrones y fotones de baja energía. Como se esperaba, el blindaje tiene poca incidencia en la reducción de los muones cósmicos dado que estos pierden poca energía al atravesar los materiales del sistema y por lo tanto son difíciles de ser frenados completamente.

El efecto de reducción de los eventos espurios por el blindaje a bajas energías puede observarse mejor en la figura 5.2. El espectro color violeta corresponde a medidas por un tiempo total de 13 días cuando el sistema tiene como blindaje solo una capa de polietileno de 30 cm de espesor. Cuando se completa el blindaje según lo explicado en el Apéndice A, se obtiene el espectro de la curva roja que corresponde a una exposición total de 7 días. Si además a los eventos de este último conjunto de datos se los selecciona por profundidad tomando solo aquellos que fueron generados en la parte media del detector, es decir aquellos que presenten una difusión entre 0.26 y 0.4 pixel se obtiene el espectro de color azul. Estos espectros se encuentran normalizados por la masa de detección utilizada, inclusive en el espectro utilizando los cortes en profundidad. Por lo tanto se verifica que el corte en profundidad genera una reducción del número de eventos espurios. Estos datos corresponden a uno de los cuatro detectores instalados. Las grandes fluctuaciones en los espectros se deben a la poca

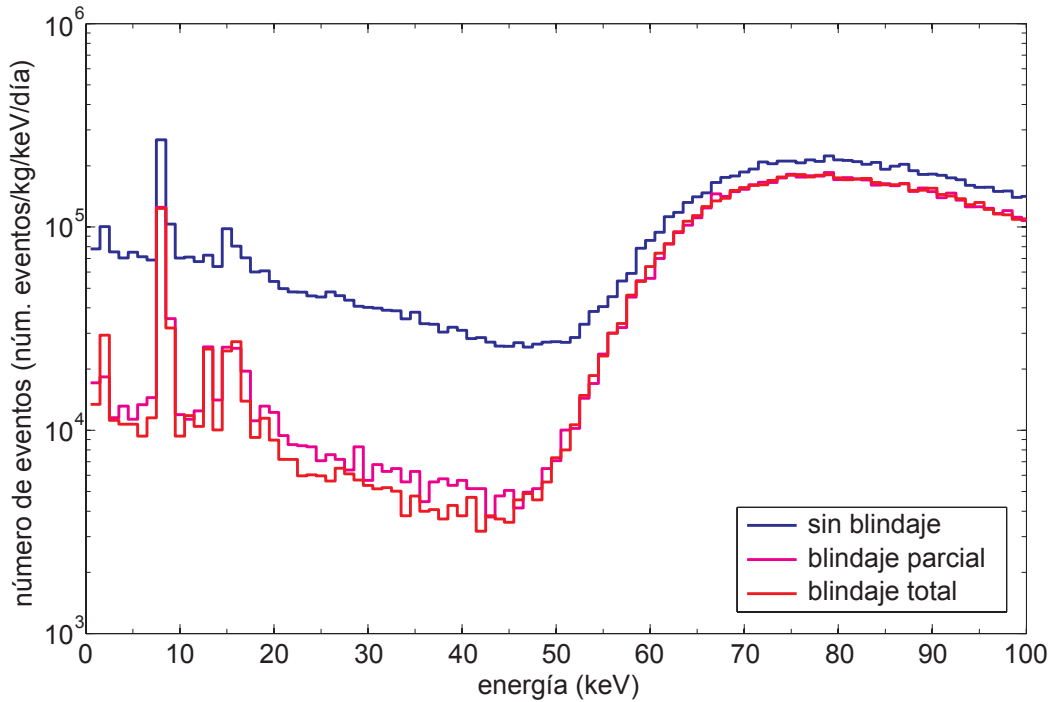


Figura 5.1: Espectro de eventos detectados hasta una energía de 100 keV.

estadística disponible debido a que los datos son muy recientes y no han sido analizados en su totalidad. Los picos en los espectros corresponden a contribuciones de rayos X esperadas en los datos: fluorescencia del silicio del CCD en aproximadamente 2 keV, fluorescencia del cobre en cerca de 8 keV, fluorescencia del Itrio alrededor de 15 keV, y picos del decaimiento del contaminante ^{238}U en cercanías de 13 y 16 keV.

Se observa del espectro resultante final utilizando los cortes en profundidad que el nivel de eventos espurios es superior al nivel de 600 eventos/keV/kg/day respecto a publicaciones anteriores de (Heusser, 1995). Sin embargo, este es un comportamiento esperado por la contaminación radioactiva del ^{238}U en la placa de aluminio nitroso. Información sobre este exceso de eventos fueron publicados por el proyecto DAMIC en (Chavarria et al., 2015; Tiffenberg, 2013). Una de las conclusiones de este análisis fue que la concentración de contaminante entre placas puede variar sustancialmente. Para la actualización del sistema de CCDs se espera reemplazar la placa de aluminio nitroso por placas de silicio con menor contaminación radioactiva. Con este reemplazo se espera obtener valores similares a los representados en las publicaciones.

Se observan resultados interesantes al comparar los eventos obtenidos cuando el

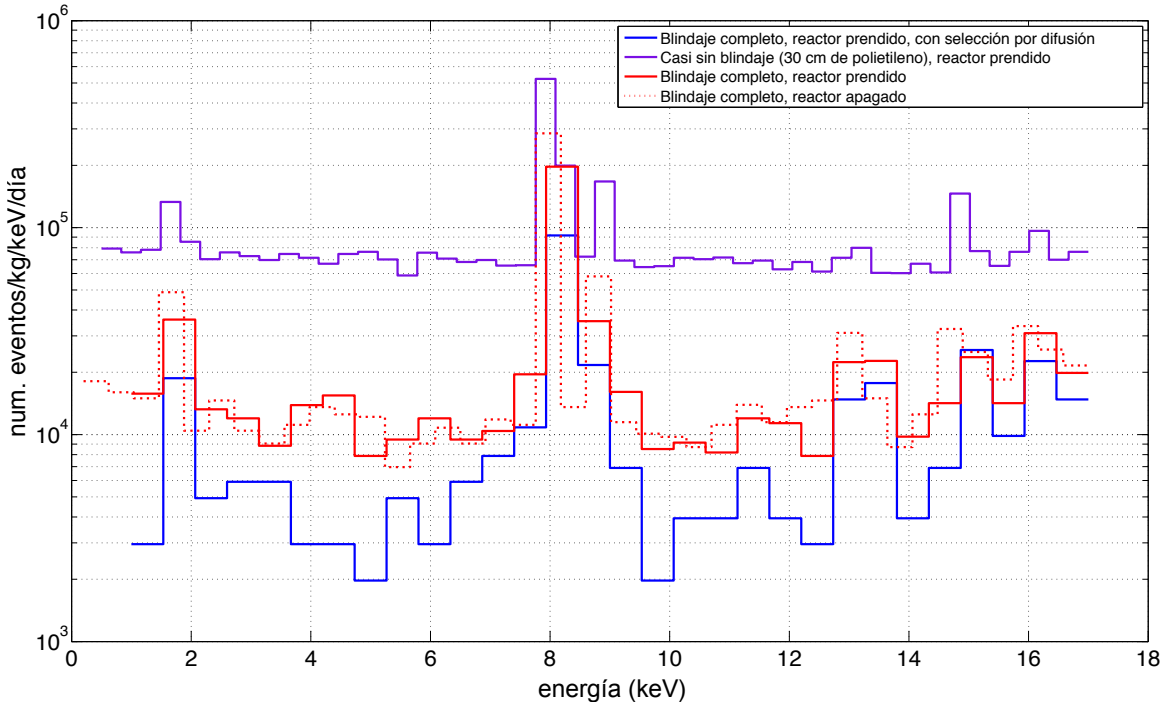


Figura 5.2: Espectro de eventos detectados con el primer prototipo en la planta nuclear para diferentes configuraciones de blindaje.

reactor esta con máxima potencia con datos donde el reactor está “apagado”. Estos últimos datos corresponden al período entre el 26 de septiembre de 2015 y el 23 de octubre de 2015, cuando se reemplazó parte del combustible del reactor. La figura 5.3 muestra los espectros obtenidos en ambos escenarios. Los datos de la figura corresponden a uno de los detectores durante 7.6 días con el reactor en máxima potencia y 14.8 días del período de mínima potencia. Ambos espectros lucen similares aunque presentan mucha variabilidad estadística.

Como la masa de detección de este sistema es muy baja, la variabilidad de la señal encontrada se debe básicamente a los eventos de otras partículas y no a la señal de neutrinos. Al restar ambos espectros se espera obtener un espectro centrado en cero eventos, ya que no se espera ninguna contribución diferente de las señales espurias para ambos escenarios. Este es uno de los resultados importantes del primer prototipo: poder asegurar que no hay cambios significativos de la señal de eventos espurios provenientes del reactor nuclear. La curva negra en la figura 5.3 muestra el histograma de sustraer ambos espectros, donde se observa que el resultado es consistente con un nivel de cero eventos. Los espectros han sido ajustados por los cortes por profundidad,

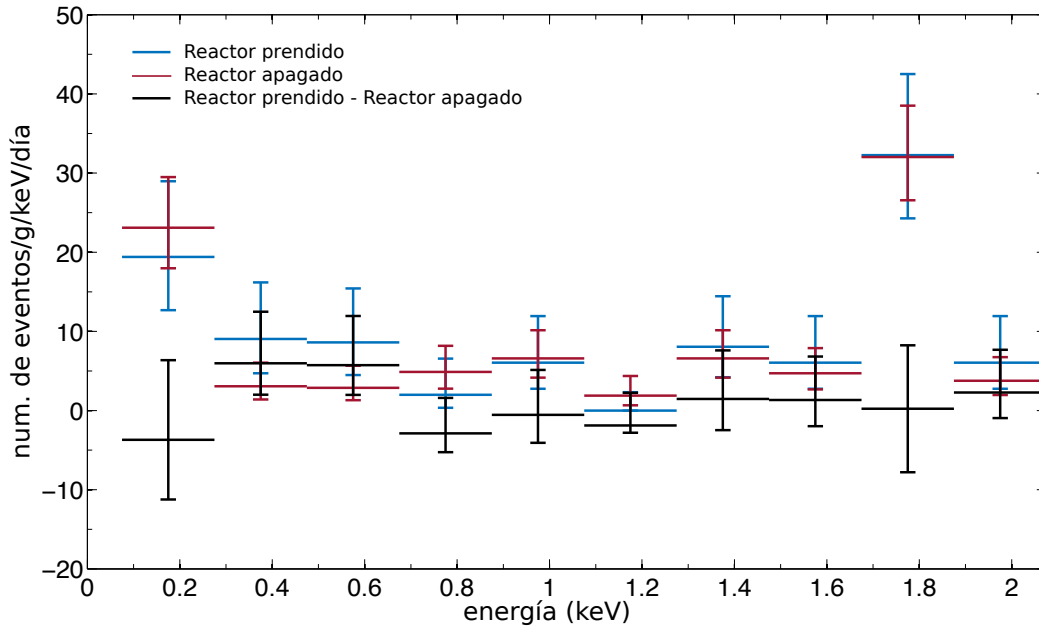


Figura 5.3: Espectro de eventos medidos entre con el reactor a máxima potencia (curva azul) y con mínima potencia (curva roja). La curva negra muestra la diferencia de eventos entre ambas condiciones.

lo que permite disminuir la incidencia de eventos espurios en la superficie del detector.

El primer prototipo actualmente instalado en la central nuclear dispone de 4 CCDs de aproximadamente 1 gramo cada uno, de los cuales 2 funcionan correctamente. Si se tiene en cuenta el análisis anterior, se concluye que no será posible obtener una señal significativa de la interacción coherente producida por los neutrinos. La variación en los eventos espurios hace que la señal de neutrinos quede enmascarada. La próxima actualización del sistema prevee el aumento de la masa activa de detección a cerca de 100 gramos. Con el primer prototipo se priorizaba el estudio de la factibilidad de funcionamiento del sistema de forma completamente remota y la medición del nivel y la composición de los eventos espurios.

El análisis de los datos totales disponibles se está llevando a cabo al momento de la escritura de la tesis, es por ello que solo se muestran conclusiones cualitativas respecto a los datos obtenidos.

5.4. Conclusión del capítulo

Se ha demostrado la capacidad teórica de un sistema de CCDs para la detección de neutrinos de baja energía proveniente de un reactor nuclear. Para masas activas superiores a algunas decenas de gramos se obtienen tiempos de detección razonables para la competitividad de los resultados científicos y la utilización de esta tecnología como medición de salvaguarda de la potencia de un reactor. Estos resultados están basados en suposiciones de la tasa de eventos espurios las cuales se tratan de comprobar con el primer prototipo instalado. Los eventos espurios provenientes del ruido de lectura son más fáciles de estudiar ya que su distribución se puede conocer con antelación a partir de pruebas de laboratorio de los detectores, como se mostró en el capítulo 2. Los eventos espurios provenientes de otras partículas son más difíciles de cuantificar ya que se requiere de un detector instalado en el lugar final del experimento. Esto se debe a que el flujo y la composición de la radiación natural varía con el lugar geográfico en el planeta así también como de los materiales que componen las instalaciones del lugar. Los materiales utilizados para el armado de los detectores, el sistema y el blindaje también tienen que ser elegidos con atención para evitar contaminaciones intrínsecas. Los datos muestran que las suposiciones acerca de la tasa de eventos espurios pueden alcanzarse si se reemplaza las placas de aluminio nitroso por otro soporte mecánico con menor contaminación intrínseca.

Capítulo 6

Conclusiones y trabajos futuros

En esta tesis se han explicado las principales características de los dispositivos CCDs científicos para su utilización como detectores de neutrinos provenientes de un reactor nuclear. Se explicó la capacidad de detección de los mismos junto con las limitaciones impuestas por el ruido de lectura y por eventos espurios de la radiación natural. Se explicaron alternativas para reducir estas limitaciones mostrando en cada caso resultados experimentales que avalaron los desarrollos teóricos.

Se demostró la factibilidad de esta aplicación y los resultados preliminares provenientes del primer prototipo muestran que las hipótesis consideradas para el análisis son aceptables. Esto último justifica las actualizaciones planeadas para aumentar la masa activa del sistema para obtener la estadística necesaria de eventos de neutrinos y cuantificar una medición de la interacción coherente entre neutrino y núcleo. El primer prototipo también fue importante para evaluar la operación remota del sistema, que es importante para cuando se disponga de un mayor número de detectores instalados, sobre todo ante el riesgo de condensación de agua o formación de hielo por pérdidas inesperadas de vacío.

Se llevaron a cabo distintos tipos de análisis a fin de comprobar la capacidad del sistema, resolver problemas de diseño y evaluar las necesidades para desarrollar el plan de las actualizaciones futuras. Algunos de estos trabajos fueron publicados y se consideran los aportes más significativos de esta tesis

- El estudio de las limitaciones dado por el ruido de lectura y el desarrollo de nuevas técnicas para disminuirlo fueron publicados en (Fernandez Moroni et al., 2011a; Fernandez Moroni et al., 2011b; Fernandez Moroni et al., 2012; Canelo et al., 2012).
- El análisis de factibilidad de los detectores CCDs para la detección de neutrinos provenientes de un reactor nuclear, publicados en (Fernandez Moroni et al., 2015a).

- El estudio de los eventos espurios a esperar por radiación natural, sus efectos en el CCD y el diseño del blindaje para reducir sus efectos, publicados en (Estrada et al., 2011; Fernandez Moroni et al., 2013a; Blostein et al., 2015; Chavarria et al., 2015).
- El estudio de la conformación de los eventos esperados y los primeros estudios para la calibración de la curva de profundidad-difusión, publicados en (Fernandez Moroni et al., 2013b; Fernandez Moroni et al., 2015b).

Como trabajos futuros se pueden mencionar dos grandes ramas: el análisis detallado de los datos de salida del primer prototipo y el proceso de construcción de los detectores que formarán parte de la actualización del sistema. Un análisis preciso de los datos disponibles del primer prototipo sirve para evaluar en detalle la tasa y composición de los eventos espurios obtenibles. Además, los datos permiten obtener conclusiones experimentales respecto a ciertos modelos de interacciones de neutrinos más exóticos. Alguno de ellos prevén un mayor número de eventos que la interacción coherente y por lo tanto podrían ser evaluados con la disposición actual del sistema. La actualización del sistema está prevista para mediados de 2016 y consiste en el aumento de la masa activa del detector. Se planea instalar aproximadamente 20 detectores de 5.2 gramos de silicio cada uno, sumando un total de más de 100 gramos de silicio activo. Estos detectores se encuentran en fabricación actualmente y tienen que ser probados extensivamente antes de ser instalados en el sistema en Brasil.

Apéndice A

Descripción del sistema de CCDs

A.1. Introducción

En este capítulo se detallan las características más importantes del primer prototipo del sistema de CCDs desarrollado para la detección de neutrinos que fue instalado en la Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto, Angra dos Reis, Brasil. El sistema está formado por distintos subsistemas de diferente índole: los detectores CCDs y la electrónica asociada para su control y lectura, el sistema de enfriamiento que mantiene los CCDs a una temperatura de operación de 100 K a 140 K, un sistema de vacío que elimina el aire en el recipiente donde se alojan los dispositivos y evita la condensación de agua y formación de hielo sobre los mismos, el sistema de monitoreo y control remoto de todos los sistemas periféricos, y el sistema de blindaje para reducir la incidencia de la radiación natural en los detectores.

Salvo por el sistema de blindaje, el resto del aparato fue armado en Fermilab para probar el sistema de monitoreo. Luego el sistema fue desarmado y enviado en un contenedor por vía marítima hasta el puerto de Río de Janeiro y luego por medio de un camión hasta la Central Nuclear en Angra dos Reis en el estado de Río de Janeiro.

Las diferentes partes del equipo serán revisadas mencionando únicamente los aspectos importantes para el funcionamiento de la aplicación, ya que cada subsistema consta de una complejidad que escapa al alcance de esta tesis.

A.2. Sistema completo

La fotografía de la figura A.1 muestra el sistema instalado en Fermilab para la realización de las pruebas de funcionamiento antes de su envío a Brasil. En la imagen misma se mencionan las partes más importantes de los diferentes sistemas. Ninguno

de los materiales que conforman el blindaje estaba incorporado al momento de la fotografía.

El cilindro de cobre central es el recipiente donde se alojan los detectores y sirve para mantener una cavidad cerrada para generar vacío alrededor de los sensores. La tapa superior del cilindro es abatible para permitir la manipulación de los detectores. A su vez, a través de esta tapa ingresan todas las líneas de comunicación y control de los CCDs (cables azules), la tubería del sistema de vacío y las tuberías del refrigerador. En esta imagen no se observa el refrigerador propiamente dicho, que en esta oportunidad se encuentra instalado en la habitación contigua para disminuir la contaminación sonora en el área de trabajo. La computadora encargada de ejecutar el software de monitoreo y guardar las imágenes obtenidas por el sistema de lectura tampoco está presente en esta fotografía. En esta etapa del ensayo solo estaba conectado el sistema de lectura a través de fibra óptica.

La placa verde (VIB, por sus siglas en inglés de *Vacuum Interface Board*) atraviesa la tapa de cobre y provee el medio físico para ingresar y extraer las señales eléctricas del CCD y las del control de temperatura. La interconexión de la placa VIB y de las tuberías debe ser hermética para evitar pérdidas de vacío y no debe dejar pasar la luz, ya que los detectores deben funcionar en completa oscuridad. En caso contrario, la luz produciría generación de carga en los detectores que enmascararía las señales a detectar.

La tapa superior del cilindro es desmontable con la ayuda de una grúa como se muestra en la fotografía de la figura A.2. Todos los elementos del interior están fijados a la tapa superior y quedan al descubierto una vez desmontada. En la figura A.2 la caja rectangular en la parte inferior aloja los detectores y provee el primer blindaje contra la radiación electromagnética natural. Por su parte superior salen los cables que comunican los CCDs con la parte interior de la placa VIB. Estos cables planos están hechos de material *kapton* que tiene un buen comportamiento a bajas temperaturas y brinda flexibilidad para su fácil instalación dentro de la cámara.

Justo encima de la caja de cobre se encuentra un cilindro de cobre y plomo que forma parte del blindaje de los detectores. Como se verá más adelante, las capas de blindaje rodean completamente al detector, y esta pieza completa la parte superior de la capa de blindaje de plomo. Si esta pieza no estuviera en el interior justo encima

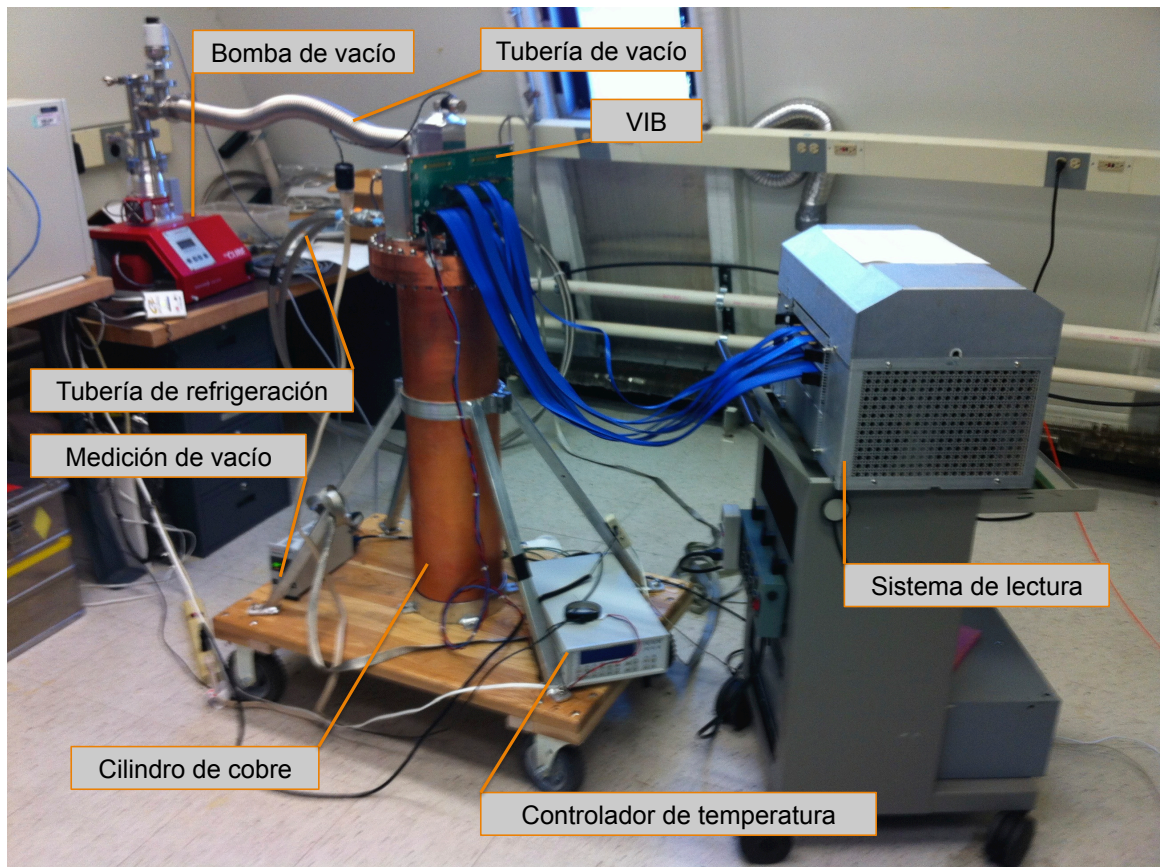


Figura A.1: Sistema de CCDs funcionando en Fermilab durante las pruebas preliminares antes de su envío a Brasil.

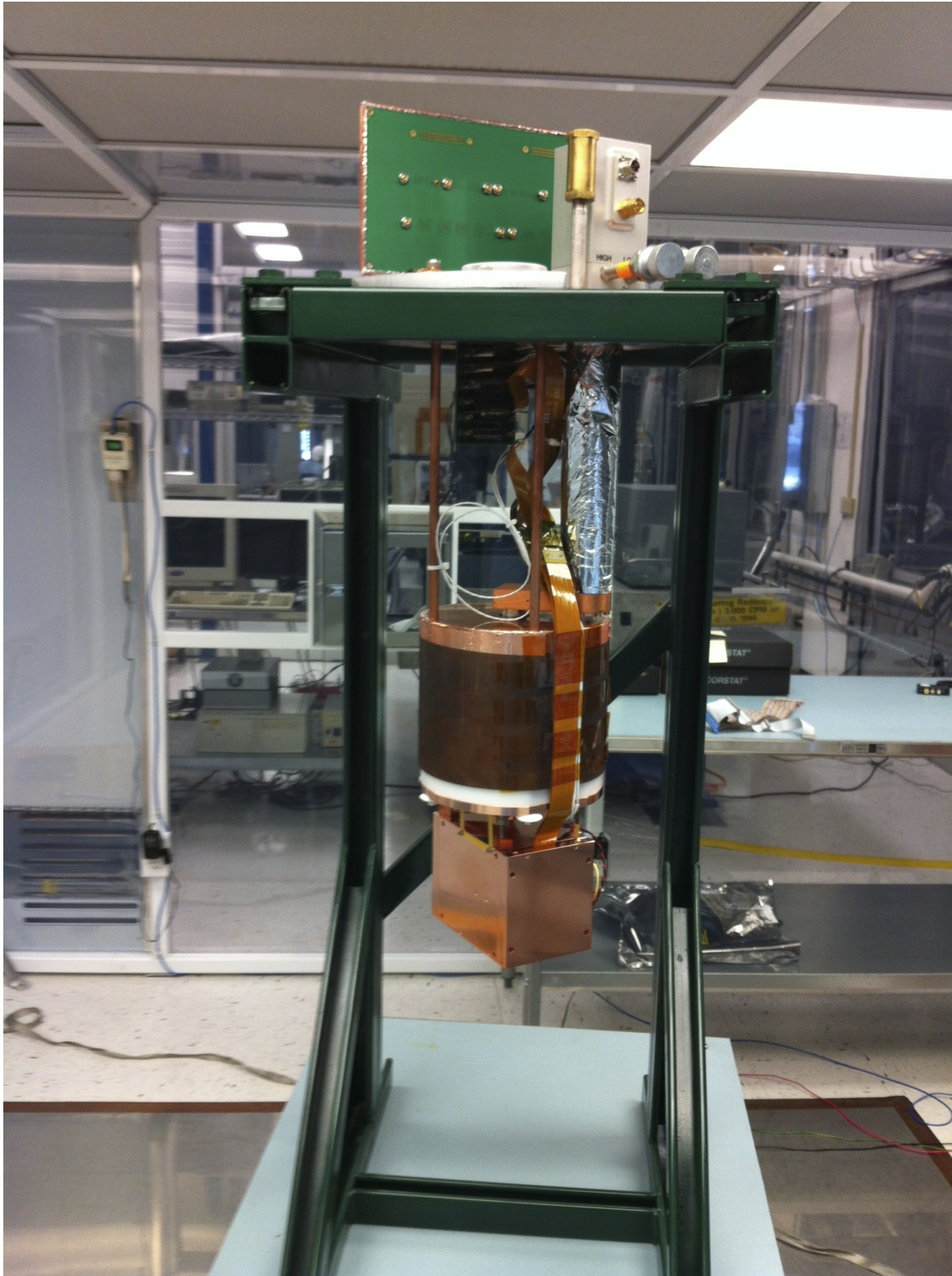


Figura A.2: Elementos del interior del cilindro de cobre en una de las habitaciones limpias en Fermilab.

de los detectores, habría que disponer de una estructura de plomo que rodeara todo el sistema por fuera, lo que resultaría más costoso y menos manejable. La caja de cobre se encuentra conectada térmicamente a la cabeza de enfriamiento en la tapa del cilindro por medio de una estructura de diferentes metales en su mayoría cobre, que atraviesa el tapón de plomo por su centro antes de conectarse a la caja de cobre.

Los cables blancos que aparecen en la imagen son los que llevan las señales del sensor de temperatura y de la resistencia calentadora que permite hacer control sobre el equipo. Estos cables también se conectan al VIB para su salida al exterior.

A.3. Sistema de enfriamiento

El sistema de enfriamiento está compuesto por dos aparatos: el refrigerador encargado de quitar calor del detector y los materiales afines, y el control de temperatura que se encarga de sensar la temperatura de los detectores y proveer calor para generar la acción de control. La temperatura de funcionamiento de los CCD está comprendida entre 100 K y 150 K. Lo óptimo es buscar temperaturas lo más bajas posibles de forma de reducir las fuentes de error como la corriente oscura y el ruido del amplificador de salida, sin comprometer otros aspectos de funcionamiento del CCD o de las propiedades mecánicas de los elementos que se utilizan para empaquetar el semiconductor. A temperaturas menores que 100 K la probabilidad de los dopantes en el silicio de convertirse en aceptores o donadores se reduce considerablemente debido a la baja energía térmica del material. Esto produce que no existan cargas fijas en los iones implantados y por lo tanto se pierde el vaciamiento del silicio y el CCD deja de funcionar. Más información sobre este límite puede encontrarse en (Janesick, 2001).

El refrigerador utilizado, de la empresa CRYOMECH modelo CP830, está basado en ciclos de expansión de helio en un circuito cerrado. Este dispositivo consiste en dos partes principales: un compresor que comprime el helio y remueve el calor del sistema, y una cabeza de enfriamiento que se encuentra sobre la tapa del cilindro que lleva el refrigerante a través de uno o varios ciclos de expansión para llegar a temperaturas criogénicas. Las mangueras flexibles de acero inoxidable, llamadas líneas flexibles de helio, conducen el helio comprimido del compresor a la cabeza fría y toman el helio con baja presión que retorna de ésta. La expansión adiabática del helio en la cabeza

fría permite alcanzar bajas temperaturas.

El control de temperatura es de la empresa Lake Shore Cryotronics modelo 332. El dispositivo provee control con una buena resolución hasta temperaturas de 1 K. Para el sensado utiliza resistores variantes con la temperatura (RTD), pero también puede utilizar diodos. El aparato provee dos salidas de control, la principal utilizada en el sistema de CCDs provee una potencia calorífica de 50 W y la segunda de 10 W. Entre los esquemas de control que ofrece el dispositivo, se utilizó el control PID con la opción de autoajuste. Además este sistema provee comunicación RS232 que se utiliza para obtener datos de temperatura y control desde el computador que ejecuta el software de monitoreo. La figura A.3 muestra el lugar donde el sensor de temperatura tipo RTD y la resistencia calentadora se encuentran ubicados a uno de los costados de la caja de cobre. Por este motivo los cambios de temperatura en los detectores no serán inmediatos, y puede existir cierto gradiente térmico dependiendo su ubicación en la caja. Además, como medida de seguridad para no generar estrés mecánico sobre los detectores, se fija un límite en la velocidad de cambio de temperatura de un grado por minuto.

La figura A.4 muestra como fluctúa la temperatura en los detectores cuando se le aplican diferentes acciones de control sobre el sistema. Los datos corresponden a una corrida de prueba con el sistema instalado en la planta nuclear, con un vacío en el cilindro de 10^{-7} mbar. Al inicio de la prueba, cuando se enciende el refrigerador, los detectores se encuentran a una temperatura de aproximadamente 300 K. Luego la temperatura comienza a bajar con una pendiente promedio de 0.27 K por minuto hasta obtener los 140 K fijados al algoritmo de control (fase 1 en la figura). El descenso se debe únicamente a la capacidad de enfriamiento del refrigerador ya que no hubo calor inyectado por el sistema de control. Se mantuvo la temperatura a 140 K por tres horas (fase 2) y luego se impuso una rampa ascendente de la temperatura de 1 K/min hasta llegar nuevamente a 300 K (fase 3). Se ve como el límite en la potencia térmica entregada por el controlador no alcanza a incrementar la temperatura (trazo sólido de la figura) a la velocidad fijada (línea punteada de la figura). Se mantuvieron los detectores a esa temperatura por 4 horas (fase 4), momento en el que se desconectó totalmente el controlador y se siguió midiendo como variaba la temperatura en función del tiempo (fase 5). En esta fase se observa que la temperatura desciende por debajo

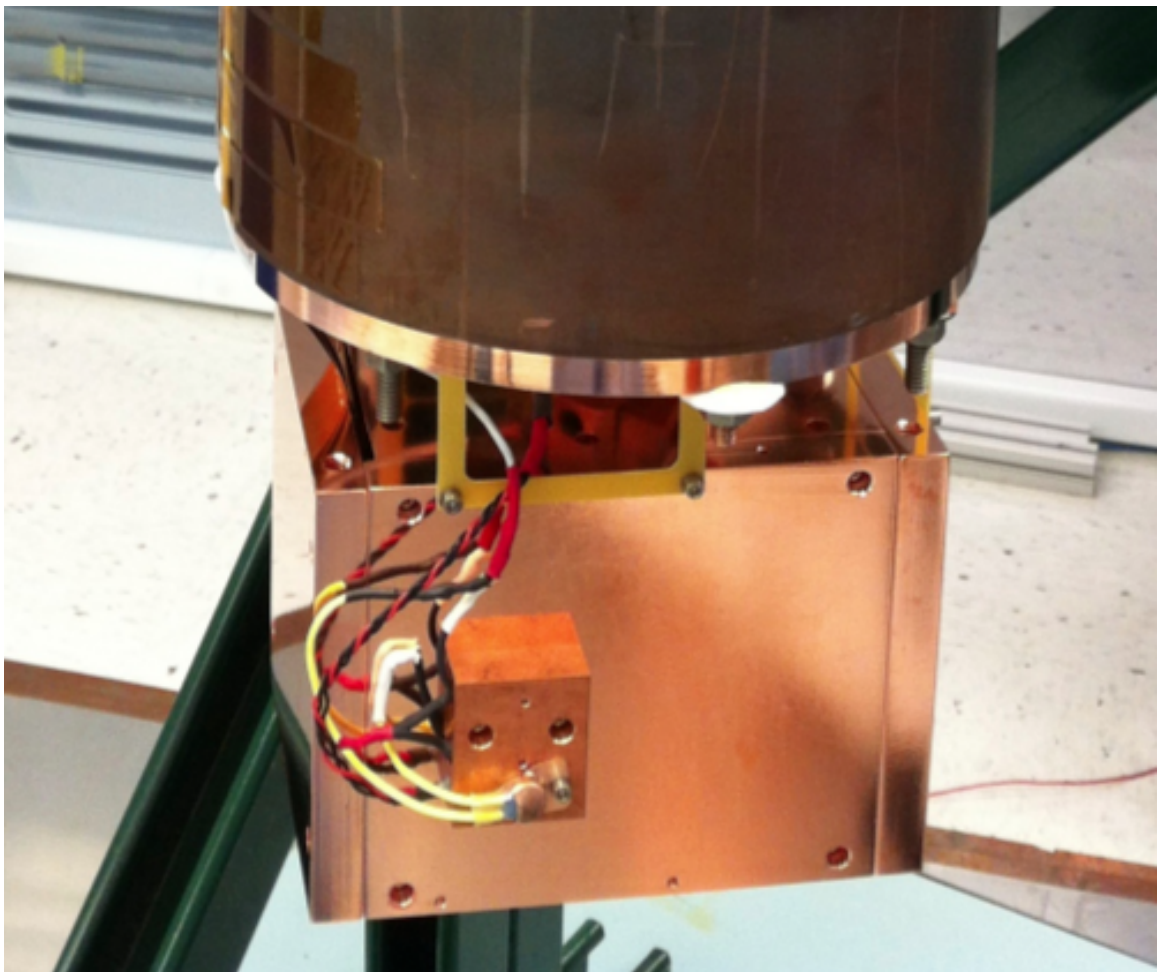


Figura A.3: Posición del calentador y sensor de temperatura en la caja de cobre.

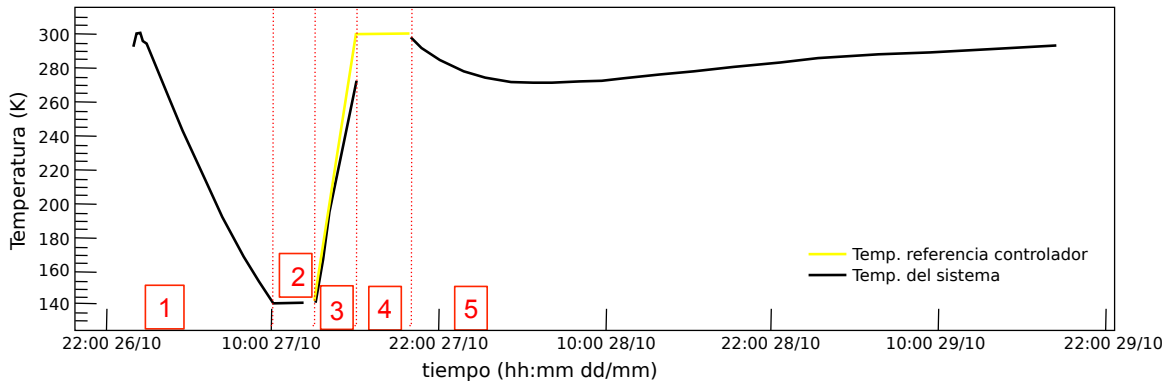


Figura A.4: Medidas de temperatura de los detectores para diferentes condiciones de funcionamiento.

de la prefijada anteriormente alcanzando valores de aproximadamente de 270 K. Esta excursión resulta de la capacidad térmica grande del tapón de plomo que acumula mucho frío y absorbe mucha de la energía térmica de la caja de cobre cuando se quita la inyección de calor por parte del controlador.

A.4. Sistema de vacío

El sistema de vacío está compuesto por la bomba de vacío, la manguera que la conecta con el cilindro de cobre, el mismo cilindro de cobre que aloja los CCDs, y el medidor externo de vacío.

La bomba de vacío es marca PFEIFFER y modelo HiCube 80 Eco. Está formada por dos bombas individuales: una con compresor seco de dos etapas que se encarga de realizar la extracción gruesa del interior del cilindro, y una bomba turbo con alta velocidad de giro que permite llegar a presiones menores.

El vacío es necesario para evitar condensación y generación de hielo del vapor de agua presente en el aire sobre los detectores. Esto puede producir degradación y rotura de los mismos. Según la temperatura de operación se necesitan distintos niveles de vacío mínimos por sobre los cuales se asegura la no condensación y formación de hielo. Estos valores están dados por la curva de condensación del vapor de agua para diferentes presiones y temperaturas de funcionamiento, como lo que se muestra en la figura A.5. Cualquier punto de funcionamiento por encima de la curva indica que existe condensación o formación de hielo. En la práctica, como medida de seguridad,

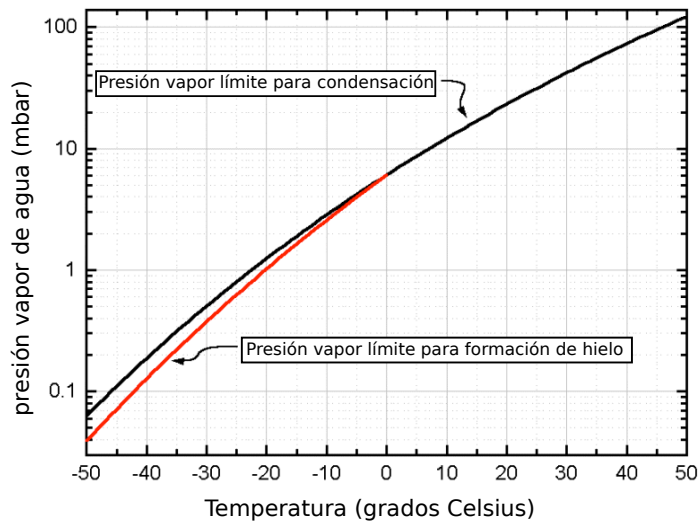


Figura A.5: Límite de condensación de hielo en función de la temperatura y la presión.

no se comienza a enfriar los detectores hasta que no se llega a una presión por debajo de 2×10^{-4} mbar. Luego el mismo proceso de enfriamiento ayuda a obtener presiones más bajas de hasta aproximadamente 10^{-8} mbar.

La bomba debe funcionar de forma continua para mantener el vacío, por lo tanto una de las grandes preocupaciones es la conservación de los detectores cuando ésta sufre un desperfecto, como por ejemplo un corte de energía eléctrica en las instalaciones. Dado que la velocidad máxima de calentamiento es de 1 K por minuto, la única solución posible para conservar los detectores es mantener funcionando la bomba con un generador externo o un banco de baterías. Para conocer la respuesta del sistema a estos eventos se realizaron pruebas de pérdida de vacío al cortar el suministro de energía de la bomba a temperatura ambiente. La variación de la presión medida en el cilindro luego del corte se presenta en la figura A.6. Se ve que inmediatamente después del corte hay un aumento significativo de la presión debido a que el gradiente entre la presión interior del cilindro de cobre y la presión atmosférica es muy grande y por lo tanto es el punto de mayor ingreso de aire desde el exterior. Luego de algunos minutos la pérdida de vacío se desacelera y la presión aumenta gradualmente con el paso de las horas. Se concluye entonces que la capacidad de mantener buen vacío por parte del sistema no es muy buena y por lo tanto es necesario mantener la bomba en

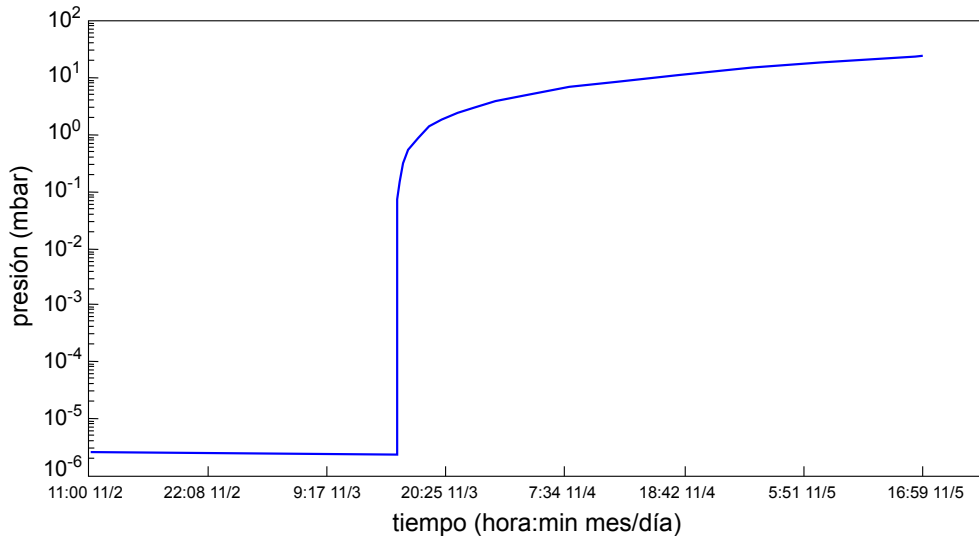


Figura A.6: Medidas de vacío cuando se corte el suministro de energía eléctrica en la bomba de vacío.

funcionamiento hasta que los detectores alcancen una temperatura segura.

A.5. Subsistema de monitoreo

El subsistema de monitoreo consiste principalmente en un programa de computadora que se ejecuta en el mismo computador con el cual se toman las imágenes del detector. También pertenecen a este sistema los conectores y adaptadores que permiten la comunicación con el resto de los subsistemas. Sus funcionalidades más importantes son la de permitir el acceso remoto a las variables de los subsistemas, generación de archivos de registro con los valores de las variables más importantes cada treinta segundos y la ejecución de rutinas de seguridad si los detectores corren riesgo de daño. Las rutinas de seguridad más importantes se basan en el monitoreo constante de la línea de energía eléctrica en la entrada de la bomba de vacío y la medida del vacío actual. Si no se obtienen los valores adecuados el subsistema de monitoreo automáticamente ejecuta la siguientes tareas: apagar el refrigerador, empezar a calentar los detectores con un incremento de temperatura de 1 K por minuto, detener la adquisición de imágenes y desconectar la alimentación de los detectores, enviar un correo electrónico reportando el acontecimiento de falla y apagar el mismo computador para ahorrar energía de las baterías de la fuente de poder ininterrumpida

para prolongar el funcionamiento de la bomba de vacío.

De la misma forma es posible apagar los subsistemas del detector remotamente, y volver a arrancar los subsistemas para poder tomar imágenes. La secuencia de arranque de los subsistemas es: fijar la temperatura de funcionamiento de los detectores y el descenso más rápido permitido (1 K por minuto), prender el refrigerador, esperar hasta que se alcance la temperatura de funcionamiento, conectar la alimentación de los detectores, y comenzar la toma de imágenes.

A.6. Subsistema de CCDs y electrónica de lectura

Este subsistema está formado por los dispositivos CCDs, electrónica de preamplificación, los cables *kapton*, la VIB, el equipo de lectura y control de los CCDs, y el software que controla este equipo. En las siguientes subsecciones se aborda con más detalle cada uno de estos componentes.

A.6.1. CCDs utilizados

Los CCDs utilizados en el primer prototipo del sistema de detección de neutrinos son dispositivos diseñados en Berkeley National Laboratory y fabricados en DALSA, con un espesor de 250 μm y un tamaño de pixel de 15 μm por 15 μm . El arreglo es de 4096 por 2048 pixeles, con dos amplificadores que abarcan una región de 4096 por 1024 pixeles cada uno. Los detectores funcionan con una tensión de sustrato de 40 V de forma de lograr un vaciamiento total del volumen de los píxeles.

La figura A.7 muestra los CCDs utilizados. El sensor se adhiere sobre una lámina de aluminio nitroso que provee el soporte mecánico y además permite la conductividad térmica con la caja de cobre. En la figura A.8 se muestra como se instalan los CCDs: la placa de aluminio nitroso encaja en unas ranuras maquinadas sobre la caja de cobre. La pieza de aluminio que se observa por debajo del detector no pertenece al empaquetado del mismo y solo se utiliza para el almacenaje y transporte del dispositivo.

Alrededor del CCD se encuentra adherido al bloque de aluminio nitroso el cable *kapton* cuyos conductores se unen a los contactos del semiconductor por medio de *wire*

bounding. El otro extremo del cable *kapton* es flexible y permite extraer las señales del detector desde la caja de cobre hacia la VIB, como se observa en la figura A.1. Por este cable se transmiten todas las señales de control al CCD y se toman las señales de video de ambos amplificadores.

A.6.2. Electrónica de preamplificación

Para lograr la conectividad entre la VIB en el interior del cilindro de cobre y el cable del CCD se utiliza una extensión también fabricada con *kapton*. Este componente fue diseñado como parte del proyecto Dark Energy Camera en Fermilab. Esta extensión tiene asociada la electrónica de preamplificación de la señal de video de los detectores, y filtros para las señales de control. La preamplificación está implementada en dos etapas. La primera etapa, próxima a los detectores, sirve como *buffer* de corriente para manejar las señales por el cable. Esta etapa utiliza transistores JFET (SST271-E3) en configuración fuente común. Estos transistores tienen muy bajo nivel de ruido, aún menos que generado por el amplificador de salida del CCD.

En el otro extremo del cable se encuentra la primer etapa amplificadora utilizando un amplificador operacional AD8065ART-R2 que provee una ganancia de 2 sobre la señal de video. La figura A.9 muestra de forma muy simplificada el camino de la señal de video antes de llegar a la placa VIB.

A.6.3. Equipo de lectura de los CCDs

Una fotografía del panel frontal del equipo de lectura utilizado se puede observar en la figura A.10. Este equipo fue desarrollado para el proyecto Dark Energy Camera en Fermilab y está compuesto por tres tarjetas individuales con propósitos diferentes: la tarjeta maestra de control que permite la comunicación con un computador y además posee un FPGA donde se ejecutan las tareas de lectura y control de los detectores, la tarjeta de relojes que provee los voltajes variables con los que se maneja la transferencia de carga en el CCD, y la tarjeta de video que lee la señal de video y obtiene una representación digital de la carga que contiene cada pixel. En esta última tarjeta, la señal pasa primero por una etapa amplificadora, luego por un sistema de lectura DSI y finalmente es digitalizada con un conversor analógico digital.

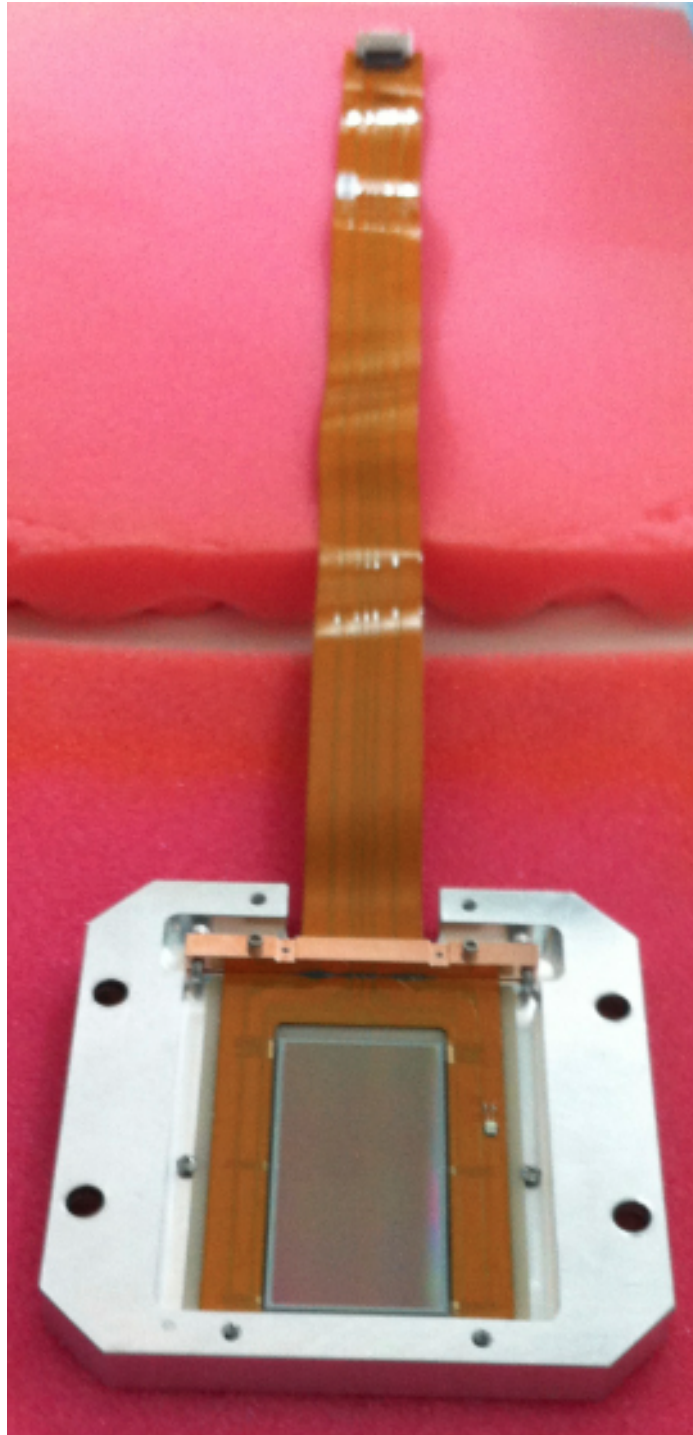


Figura A.7: CCD utilizado en el primer prototipo para la detección de neutrinos.

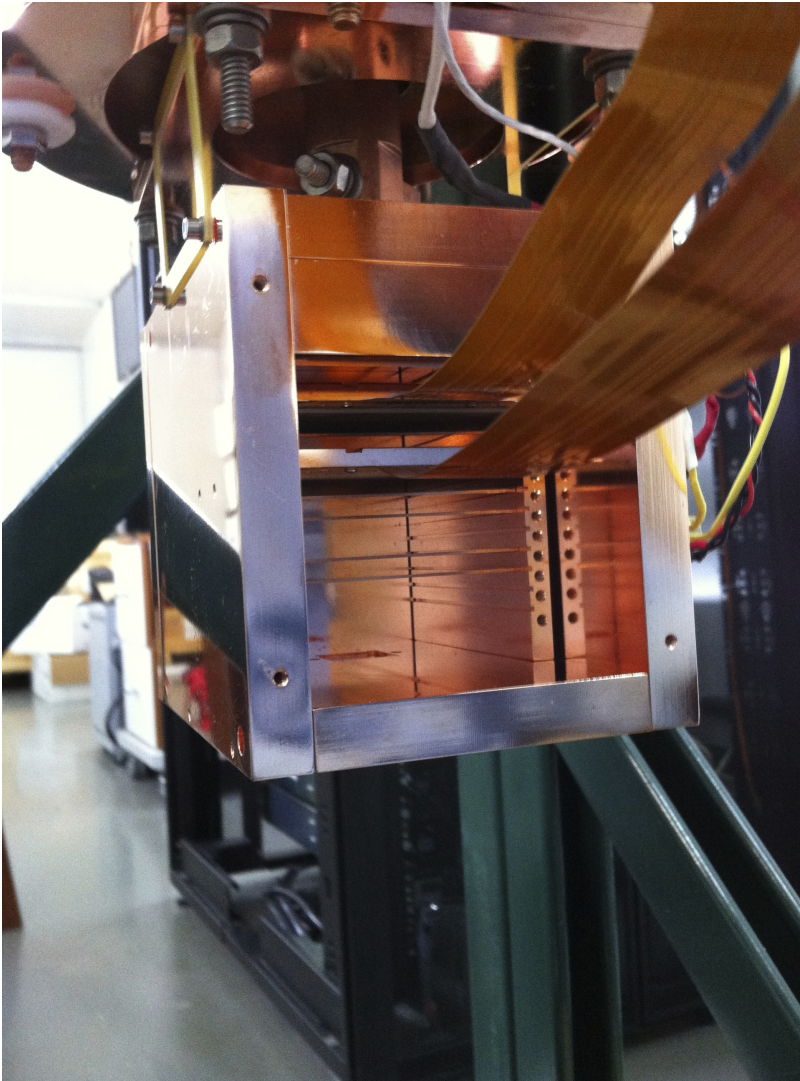


Figura A.8: Instalación de los detectores dentro de la caja de cobre.

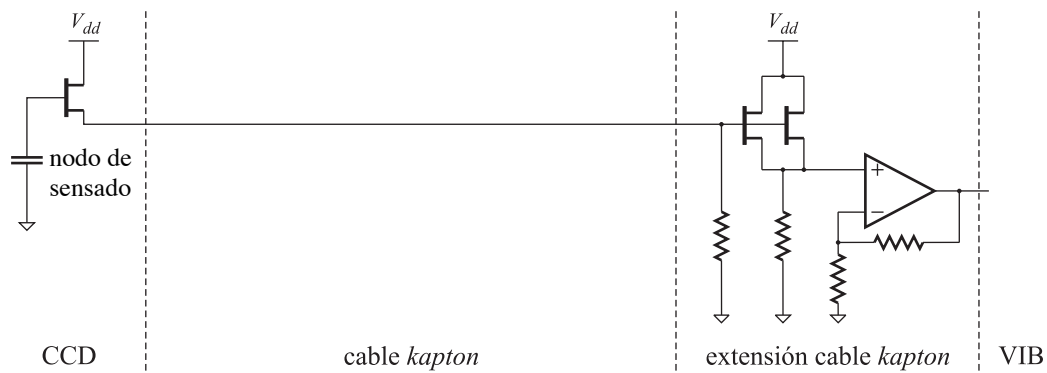


Figura A.9: Diagrama simplificado de la amplificación de la señal de video antes de conectarse a la placa VIB.



Figura A.10: Panel frontal de equipo de lectura de los CCDs.

La tarjeta maestra se conecta con el computador y recibe los comandos a ejecutar sobre los detectores y además transmite el valor digitalizado de cada pixel. Esta transmisión se realiza por fibra óptica. En el lado del computador un software llamado PANVIEW desarrollado para toma de imágenes en astronomía permite la comunicación con la tarjeta maestra para manejar los detectores y genera archivos de imágenes tipo FITS (Wells et al., 1979) a partir de los pixeles leídos en cada detector.

A.7. Subsistema de blindaje

La tarea del blindaje es minimizar que los detectores sean alcanzados por partículas espurias generadas en el exterior. Estas partículas pueden enmascarar por sí mismas la señal de neutrinos o también producir otras partículas por la interacción con los materiales circundantes del detector o del mismo detector. La funcionalidad del equipo depende de que la tasa de detección de neutrinos sea mayor que la variación aleatoria de las partículas espurias y por lo tanto el blindaje es una de las piezas más importantes del sistema. Si no se usara ningún tipo de blindaje se tendría que compensar la mayor actividad de partículas espurias, con una mayor cantidad de detectores y/o con un mayor tiempo de operación de los mismos generando mayores costos de construcción u operación. Además, se reduce la perspectiva de generar resultados científicos en un tiempo razonable y disminuiría el atractivo del uso de la

tecnología para el monitoreo de la potencia de reactores nucleares en tiempo real.

No todas las interacciones que se producen en el detector tienen la misma incidencia sobre la detección de neutrinos. Aquellas partículas que producen ionización colectada por solo uno o un pequeño grupo de pixeles serán las que más impacto tengan sobre la detección ya que sus eventos no pueden ser fácilmente distinguidos de los eventos de neutrinos. Dentro de este grupo se encuentran los neutrones, fotones, electrones de baja energía. El sistema de blindaje fue diseñado para disminuir el número de eventos de este tipo. Cualquier otra forma de deposición de carga puede ser separada por software. Las partículas que típicamente generan otros patrones distintivos son muones, alfas, y electrones y protones muy energéticos.

Los orígenes de las partículas que se desean rechazar con el blindaje son muy variados. En las próximas subsecciones se presentan las fuentes más importantes para un detector que se encuentra funcionando a nivel del mar, y los diferentes diseños en el blindaje para reducir su contribución. Para una información detallada del diseño del sistema de blindaje se puede consultar (Fernandez Moroni et al., 2013a). La figura A.11 muestra un corte transversal de la estructura del blindaje con el detector en su interior, y la figura A.12 muestra la evolución de la construcción del blindaje del primer prototipo en la planta nuclear, el cual fue finalizado en agosto del 2015.

A.7.1. Neutrones cósmicos

Como los neutrones no tiene carga, la interacciones que producen en el silicio son similares a las producidas por neutrinos. De hecho para neutrones con energías por debajo de 50 keV la interacción más probable es un choque elástico con el núcleo del átomo de silicio, produciendo un evento en la imagen de salida igual al producido por los neutrinos. El flujo más grande de neutrones que llegan al detector es producido en la atmósfera por la radiación cósmica que interactúa con los componentes de la misma atmósfera. Dado que los neutrones tienen poca probabilidad de interacción con la materia y que su masa es significativamente menor que la de los núcleos de la mayoría de los materiales de la corteza terrestre, parte del flujo puede chocar cambiando de dirección y conservando parte de su energía inicial. Es por esto que, si bien la fuente original de neutrones tiene una dirección predominantemente vertical, los rebotes en la superficie terrestre y en la atmósfera hacen que deba considerarse

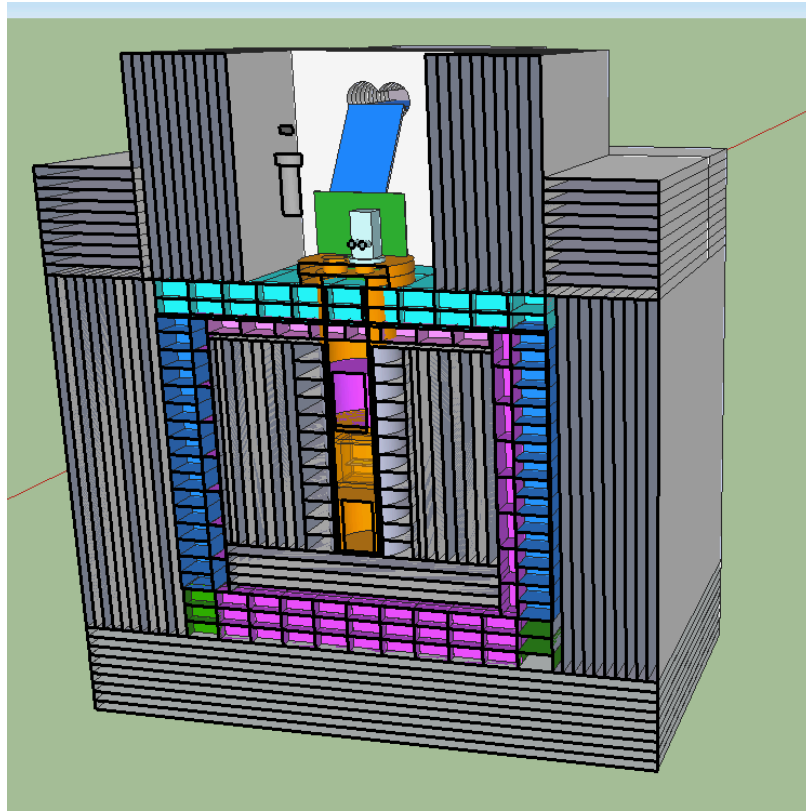


Figura A.11: Sección transversal del detector con el blindaje montado.



Figura A.12: Secuencia temporal del armado del sistema con blindaje.

como una fuente omnidireccional desde del punto de vista de los detectores.

La segunda fuente de neutrones con mayor intensidad es la producida por reacciones nucleares en los materiales de la misma superficie terrestre o en los materiales de las construcciones aledañas. El flujo en este caso es mucho menor que el flujo cósmico (da Silva, 1996) y puede también considerarse como omnidireccional.

Como el blindaje está compuesto por materiales pasivos, para reducir el número de eventos de neutrones en los CCDs hay que reducir el flujo y la energía de los neutrones que llegan a detector. Para esto se utilizan materiales con bajo número atómico como por ejemplo materiales compuestos por hidrógeno, de esta forma gran parte de la energía original de los neutrones es absorbida por el núcleo de los átomos como producto de la interacción. En particular, para el sistema de CCDs, se eligió polietileno de alta densidad (0.96 g/cm^2) que está compuesto por átomos de carbono e hidrógeno, rodeando completamente al detector con un espesor de al menos 60 centímetros (Fernandez Moroni et al., 2013a). En la figura A.11 se muestra como se forma esta estructura con láminas de polietileno de 3 cm de espesor en dos estructuras separadas: una capa interna de 30 centímetros de espesor inmediatamente después del cilindro de cobre, y una capa externa también de 30 centímetros de espesor. La construcción de las dos partes también pueden observarse en la evolución temporal de la figura A.12.

A.7.2. Rayos gamma

Otra de las fuentes importantes de eventos espurios en las imágenes de salida son los rayos gamma y las partículas secundarias que estos producen, generalmente electrones, los cuales pueden producir posteriormente nuevos fotones. Cuanto mayor es la energía de los rayos gamma mayor es su penetración en los materiales. La mayoría de los rayos gamma están producidos por la serie de decaimientos de isótopos de Th y U, y decaimiento de ^{40}K (Heusser, 1995), elementos que están presentes en cantidades muy pequeñas en los materiales de la corteza terrestre, materiales de las construcciones edilicias, etc. Típicamente, el flujo de rayos gamma a nivel de mar es de $10 \text{ fotones/s/cm}^2$ proviniendo en todas las direcciones. La contribución de rayos gamma cósmica es menor al 1% de este flujo.

Para disminuir los eventos espurios producidos por rayos gamma se deben usar

materiales con alta densidad para aumentar la capacidad de absorción. El límite de reducción del flujo está dado por la generación de rayos gamma por la contaminación intrínseca de los materiales utilizados, la generación de isótopos radioactivos de los materiales por la radiación cósmica o por la radiación intrínseca del material utilizado en los detectores. En el caso de los CCDs se ha demostrado que la radiación intrínseca está muy por debajo del flujo obtenible de radiación con un blindaje pasivo (Chavarria et al., 2015).

Para el diseño de blindaje se utilizaron una combinación de cobre y plomo para disminuir el flujo de rayos gamma, los cuales tienen una densidad de 8.96 g/cm^3 y 11.34 g/cm^3 , respectivamente. La caja de cobre que sostiene los CCDs es el primer blindaje a rayos gamma de los detectores. Para este sistema se diseñó una caja especial con mayor grosor (1,1 centímetros) respecto a versiones anteriores de forma de proveer un mayor rechazo. Además, como en general el cobre presenta menor contaminación radioactiva intrínseca que el plomo y otros metales, es preferible que sea el primer material que rodea a los detectores. La menor contaminación se debe a los procesos de extracción del cobre que permiten una mejor separación de otros elementos químicos contaminantes, y en particular de isótopos radioactivos de otros elementos.

Para completar el blindaje a rayos gamma se incluyó una capa de plomo de 15 centímetros de espesor alrededor de los detectores para garantizar la máxima disminución alcanzable con la calidad del plomo utilizado. Esta estructura fue construida con ladrillos con un tamaño $5 \times 10 \times 20 \text{ cm}$ aproximadamente, como se observa en la figura A.11. Los ladrillos que conforman los cinco centímetros más internos de esta capa fueron adquiridos a la compañía Doe Rum en Estados Unidos que garantizaba niveles bajos de contaminación. Los restantes fueron ladrillos adquiridos en Brasil en la empresa Aurea. Esta compañía no aseguraba ningún nivel de contaminación, por lo cual su actividad fue medida utilizando un detector de Germanio. Estas medidas también fueron realizadas para aquellos provenientes de Doe Rum. Se utilizó también el detector de Germanio para medir la eficacia de rechazo de la capa de plomo completa con diferentes grosores. La figura A.12 muestra la construcción de la estructura de plomo.

A.7.3. Neutrones producidos por muones en el plomo

Los neutrones pueden generarse por muones cósmicos al atravesar los materiales del sistema. En general esta producción es mayor cuanto mayor sea la densidad del material, por lo tanto la capa de plomo será la mayor fuente de producción de neutrones. Los muones producen neutrones por espalación o por decaimiento generando neutrones con una distribución de energía similar a la de los neutrones cósmicos. De esta forma, los cálculos utilizados en el diseño del blindaje para los neutrones cósmicos pueden ser extrapolados para este nuevo escenario (Fernandez Moroni et al., 2013a).

La capa de polietileno de 30 centímetros de espesor ubicada en el interior de la capa de plomo (figuras A.11 y figura A.12) es la encargada de reducir el flujo y la energía de los neutrones generados en el plomo.

A.8. Instalación del sistema en la central nuclear

En noviembre de 2014 se terminó la instalación del primer prototipo para la detección de neutrinos usando CCDs en la central nuclear Almirante Álvaro Alberto. La figura A.13 muestra su ubicación en la central. El detector se encuentra situado a aproximadamente 30 metros del núcleo del reactor Angra II con una potencia térmica de aproximadamente 4 GW, y aproximadamente a 190 metros del reactor Angra I con una potencia térmica de 2 GW. El sistema fue instalado en un contenedor de carga marítimo totalmente reformado y equipado para proveer de lugar a experimentos de neutrinos. El lugar conforma el laboratorio de neutrinos del Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas de Río de Janeiro. El mismo se encuentra ubicado en el borde del domo del reactor Angra II.



Figura A.13: Ubicación del primer detector basado en CCDs en la Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto.

Apéndice B

Información adicional

En este apéndice se incluyen artículos publicados en revistas y congresos y conferencias en los que se presentan resultados complementarios o más detallados que los reportados en esta tesis, que no fueron incluidos en la misma para facilitar su lectura. Por su carácter complementario se adjuntan con el mismo formato en que fueron publicados.

- En el artículo “Noise performance analysis of CCD readout systems” publicado como proceedings en la *Reunión Trabajo de Procesamiento de la Información y Control 2011 (RPIC 2011)* se estudian las limitaciones en la detección impuestas por el ruido adicionado por el amplificador de salida del CCD suponiendo la digitalización de la señal de video previo a su procesamiento.
- En los artículos “Sub-electron readout noise in a skipper CCD fabricated on high resistivity silicon” y “Achieving sub electron noise in CCD systems by means of digital filtering techniques that lower 1/f pixel correlated noise” publicados en la revista *Experimental Astronomy* en 2012, se exploran dos nuevas técnicas para la reducción del ruido de lectura de estos detectores. Una de ellas fue desarrollada en uno de los capítulos de la tesis, pero se adjunta la publicación para incorporar detalles adicionales.
- En el artículo “Plasma effect in silicon charge coupled devices (CCDs)” publicado en la revista *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* se estudian los efectos de la interacción de partículas alfa en el silicio y el comportamiento de las cargas ionizadas en el detector.
- En el artículo “New Instrument for Neutrino Detection: Coherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment (CONNIE)” publicado como proceedings en la *33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013)* se explica de forma

cuantitativa el diseño del blindaje pasivo construido para el primer prototipo instalado en Brasil.

- En el artículo “Charge coupled devices for detection of coherent neutrino-nucleus scattering” publicado en la revista *Physical Review D* se estudia en detalle las capacidades de los detectores CCD para la detección de neutrinos provenientes de un reactor nuclear por medio de la interacción coherente entre neutrino y núcleo.
- En el artículo “Mathematical model of point events in CCD images” publicado como proceedings en *Reunión de Trabajo en Procesamiento de la Información y Control 2015 (RPIC 2015)* se desarrolla el modelo matemático de los eventos de neutrinos esperados en las imágenes de salida del experimento.

Bibliografía

Abe, Y., Aberle, C., Akiri, T., dos Anjos, J. C., Ardellier, F., Barbosa, A. F., Baxter, A., Bergevin, M., Bernstein, A., Bezerra, T. J. C., Bezrukhov, L., Blucher, E., Bongrand, M., Bowden, N. S., Buck, C., Busenitz, J., Cabrera, A., Caden, E., Camilleri, L., Carr, R., Cerrada, M., Chang, P.-J., Chimenti, P., Classen, T., Collin, A. P., Conover, E., Conrad, J. M., Cormon, S., Crespo-Anadón, J. I., Cribier, M., Crum, K., Cucoanes, A., D'Agostino, M. V., Damon, E., Dawson, J. V., Dazeley, S., Dierckxsens, M., Dietrich, D., Djurcic, Z., Dracos, M., Durand, V., Efremenko, Y., Elnimr, M., Endo, Y., Etenko, A., Falk, E., Fallot, M., Fechner, M., von Feilitzsch, F., Felde, J., Fernandes, S. M., Franco, D., Franke, A. J., Franke, M., Furuta, H., Gama, R., Gil-Botella, I., Giot, L., Göger-Neff, M., Gonzalez, L. F. G., Goodman, M. C., Goon, J. T., Greiner, D., Guillon, B., Haag, N., Hagner, C., Hara, T., Hartmann, F. X., Hartnell, J., Haruna, T., Haser, J., Hatzikoutelis, A., Hayakawa, T., Hofmann, M., Horton-Smith, G. A., Ishitsuka, M., Jochum, J., Jollet, C., Jones, C. L., Kaether, F., Kalousis, L., Kamyshkov, Y., Kaplan, D. M., Kawasaki, T., Keefer, G., Kemp, E., de Kerret, H., Kibe, Y., Konno, T., Kryn, D., Kuze, M., Lachenmaier, T., Lane, C. E., Langbrandtner, C., Lasserre, T., Letourneau, A., Lhuillier, D., Lima, H. P., Lindner, M., Liu, Y., López-Castanõ, J. M., LoSecco, J. M., Lubsandorzhiev, B. K., Lucht, S., McKee, D., Maeda, J., Maesano, C. N., Mariani, C., Maricic, J., Martino, J., Matsubara, T., Mention, G., Meregaglia, A., Miletic, T., Milincic, R., Milzstajn, A., Miyata, H., Motta, D., Mueller, T. A., Nagasaka, Y., Nakajima, K., Novella, P., Obolensky, M., Oberauer, L., Onillon, A., Osborn, A., Ostrovskiy, I., Palomares, C., Peeters, S. J. M., Pepe, I. M., Perasso, S., Perrin, P., Pfahler, P., Porta, A., Potzel, W., Queval, R., Reichenbacher, J., Reinhold, B., Remoto, A., Reyna, D., Röhling, M., Roth, S., Rubin, H. A., Sakamoto, Y., Santorelli, R., Sato, F., Schönert, S., Schoppmann, S., Schwan, U., Schwetz, T., Shaevitz, M. H., Shrestha, D., Sida, J.-L., Sinev, V., Skorokhvatov, M., Smith, E., Spitz, J., Stahl, A., Stancu, I., Strait, M., Stüken, A., Suekane, F., Sukhotin, S., Sumiyoshi, T., Sun, Y., Sun, Z., Svoboda, R., Tabata, H., Tamura, N., Terao, K., Tonazzo, A.,

Toups, M., Trinh Thi, H. H., Veysiére, C., Wagner, S., Watanabe, H., White, B., Wiebusch, C., Winslow, L., Worcester, M., Wurm, M., Yanovitch, E., Yermia, F., Zbiri, K., & Zimmer, V. (2012). Indication of reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108, 131801.

Adams, C., Alonso, J. R., Ankowski, A. M., Asaadi, J. A., Ashenfelter, J., Axani, S. N., Babu, K., Backhouse, C., Band, H. R., Barbeau, P. S., Barros, N., Bernstein, A., Betancourt, M., Bishai, M., Blucher, E., Bouffard, J., Bowden, N., Brice, S., Bryan, C., Camilleri, L., Cao, J., Carlson, J., Carr, R. E., Chatterjee, A., Chen, M., Chen, S., Chiu, M., Church, E. D., Collar, J. I., Collin, G., Conrad, J. M., Convery, M. R., Cooper, R. L., Cowen, D., Davoudiasl, H., De Gouvea, A., Dean, D. J., Deichert, G., Descamps, F., DeYoung, T., Diwan, M. V., Djurcic, Z., Dolinski, M. J., Dolph, J., Donnelly, B., Dwyer, D. A., Dytman, S., Efremenko, Y., Everett, L. L., Fava, A., Figueroa-Feliciano, E., Fleming, B., Friedland, A., Fujikawa, B. K., Gaisser, T. K., Galeazzi, M., Galehouse, D. C., Galindo-Uribarri, A., Garvey, G. T., Gautam, S., Gilje, K. E., Gonzalez-Garcia, M., Goodman, M. C., Gordon, H., Gramellini, E., Green, M. P., Guglielmi, A., Hackenburg, R. W., Hackenburg, A., Halzen, F., Han, K., Hans, S., Harris, D., Heeger, K. M., Herman, M., Hill, R., Holin, A., Huber, P., Jaffe, D. E., Johnson, R. A., Joshi, J., Karagiorgi, G., Kaufman, L. J., Kayser, B., Kettell, S. H., Kirby, B. J., Klein, J. R., Kolomensky, Y. G., Kriske, R. M., Lane, C. E., Langford, T. J., Lankford, A., Lau, K., Learned, J. G., Ling, J., Link, J. M., Lissauer, D., Littenberg, L., Littlejohn, B. R., Lockwitz, S., Lokajicek, M., Louis, W. C., Luk, K., Lykken, J., Marciano, W. J., Maricic, J., Markoff, D. M., Martinez Caicedo, D. A., Mauger, C., Mavrokoridis, K., McCluskey, E., McKeen, D., McKeown, R., Mills, G., Mocioiu, I., Monreal, B., Mooney, M. R., Morfin, J. G., Mumm, P., Napolitano, J., Neilson, R., Nelson, J. K., Nessi, M., Norcini, D., Nova, F., Nygren, D. R., Orebi Gann, G. D., Palamara, O., Parsa, Z., Patterson, R., Paul, P., Pocar, A., Qian, X., Raaf, J. L., Rameika, R., Ranucci, G., Ray, H., Reyna, D., Rich, G. C., Rodrigues, P., Romero Romero, E., Rosero, R., Rountree, S. D., Rybolt, B., Sanchez, M. C., Santucci, G., Schmitz, D., Scholberg, K., Seckel, D., Shaevitz, M., Shrock, R., Smy, M. B., Soderberg, M., Sonzogni, A., Sousa, A. B., Spitz, J., St. John, J. M., Stewart, J., Strait, J. B., Sullivan, G., Svoboda, R., Szelc, A. M., Tayloe,

- R., Thomson, M. A., Troups, M., Vacheret, A., Vagins, M., Van de Water, R. G., Vogelaar, R. B., Weber, M., Weng, W., Wetstein, M., White, C., White, B. R., Whitehead, L., Whittington, D. W., Wilking, M. J., Wilson, R. J., Wilson, P., Winklehner, D., Winn, D. R., Worcester, E., Yang, L., Yeh, M., Yokley, Z. W., Yoo, J., Yu, B., Yu, J., & Zhang, C. (2015). The Intermediate Neutrino Program. *ArXiv e-prints*.
- Ahn, J. K., Chebotaryov, S., Choi, J. H., Choi, S., Choi, W., Choi, Y., Jang, H. I., Jang, J. S., Jeon, E. J., Jeong, I. S., Joo, K. K., Kim, B. R., Kim, B. C., Kim, H. S., Kim, J. Y., Kim, S. B., Kim, S. H., Kim, S. Y., Kim, W., Kim, Y. D., Lee, J., Lee, J. K., Lim, I. T., Ma, K. J., Pac, M. Y., Park, I. G., Park, J. S., Park, K. S., Shin, J. W., Siyeon, K., Yang, B. S., Yeo, I. S., Yi, S. H., & Yu, I. (2012). Observation of reactor electron antineutrinos disappearance in the reno experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108, 191802.
- An, F. P., Balantekin, A. B., Band, H. R., Beriguete, W., Bishai, M., Blyth, S., Brown, R. L., Butorov, I., Cao, G. F., Cao, J., Carr, R., Chan, Y. L., Chang, J. F., Chang, Y., Chasman, C., Chen, H. S., Chen, H. Y., Chen, S. J., Chen, S. M., Chen, X. C., Chen, X. H., Chen, Y., Chen, Y. X., Cheng, Y. P., Cherwinka, J. J., Chu, M. C., Cummings, J. P., de Arcos, J., Deng, Z. Y., Ding, Y. Y., Diwan, M. V., Draeger, E., Du, X. F., Dwyer, D. A., Edwards, W. R., Ely, S. R., Fu, J. Y., Ge, L. Q., Gill, R., Gonchar, M., Gong, G. H., Gong, H., Gornushkin, Y. A., Gu, W. Q., Guan, M. Y., Guo, X. H., Hackenburg, R. W., Hahn, R. L., Han, G. H., Hans, S., He, M., Heeger, K. M., Heng, Y. K., Hinrichs, P., Hor, y., Hsiung, Y. B., Hu, B. Z., Hu, L. J., Hu, L. M., Hu, T., Hu, W., Huang, E. C., Huang, H. X., Huang, H. Z., Huang, X. T., Huber, P., Hussain, G., Isvan, Z., Jaffe, D. E., Jaffke, P., Jetter, S., Ji, X. L., Ji, X. P., Jiang, H. J., Jiao, J. B., Johnson, R. A., Kang, L., Kettell, S. H., Kramer, M., Kwan, K. K., Kwok, M. W., Kwok, T., Lai, W. C., Lai, W. H., Lau, K., Lebanowski, L., Lee, J., Lei, R. T., Leitner, R., Leung, A., Leung, J. K. C., Lewis, C. A., Li, D. J., Li, F., Li, G. S., Li, Q. J., Li, W. D., Li, X. N., Li, X. Q., Li, Y. F., Li, Z. B., Liang, H., Lin, C. J., Lin, G. L., Lin, S. K., Lin, Y. C., Ling, J. J., Link, J. M., Littenberg, L., Littlejohn, B. R., Liu, D. W., Liu, H., Liu, J. C., Liu, J. L., Liu, S. S., Liu, Y. B., Lu, C., Lu, H. Q., Luk, K. B., Ma,

Q. M., Ma, X. B., Ma, X. Y., Ma, Y. Q., McDonald, K. T., McFarlane, M. C., McKeown, R. D., Meng, Y., Mitchell, I., Nakajima, Y., Napolitano, J., Naumov, D., Naumova, E., Nemchenok, I., Ngai, H. Y., Ngai, W. K., Ning, Z., Ochoa-Ricoux, J. P., Olshevski, A., Patton, S., Pec, V., Peng, J. C., Piilonen, L. E., Pinsky, L., Pun, C. S. J., Qi, F. Z., Qi, M., Qian, X., Raper, N., Ren, B., Ren, J., Rosero, R., Roskovec, B., Ruan, X. C., Shao, B. B., Steiner, H., Sun, G. X., Sun, J. L., Tam, Y. H., Tanaka, H. K., Tang, X., Themann, H., Trentalange, S., Tsai, O., Tsang, K. V., Tsang, R. H. M., Tull, C. E., Tung, Y. C., Viren, B., Vorobel, V., Wang, C. H., Wang, L. S., Wang, L. Y., Wang, L. Z., Wang, M., Wang, N. Y., Wang, R. G., Wang, W., Wang, W. W., Wang, X., Wang, Y. F., Wang, Z., Wang, Z., Wang, Z. M., Webber, D. M., Wei, H., Wei, Y. D., Wen, L. J., Whisnant, K., White, C. G., Whitehead, L., Wise, T., Wong, H. L. H., Wong, S. C. F., Worcester, E., Wu, Q., Xia, D. M., Xia, J. K., Xia, X., Xing, Z. Z., Xu, J., Xu, J. L., Xu, J. Y., Xu, Y., Xue, T., Yan, J., Yang, C. G., Yang, L., Yang, M. S., Ye, M., Yeh, M., Yeh, Y. S., Young, B. L., Yu, G. Y., Yu, J. Y., Yu, Z. Y., Zang, S. L., Zhan, L., Zhang, C., Zhang, F. H., Zhang, J. W., Zhang, Q. M., Zhang, S. H., Zhang, Y. C., Zhang, Y. H., Zhang, Y. M., Zhang, Y. X., Zhang, Z. J., Zhang, Z. P., Zhang, Z. Y., Zhao, J., Zhao, Q. W., Zhao, Y. B., Zheng, L., Zhong, W. L., Zhou, L., Zhou, Z. Y., Zhuang, H. L., & Zou, J. H. (2014). Spectral measurement of electron antineutrino oscillation amplitude and frequency at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 112, 061801.

Barreto, J., Cease, H., Diehl, H., Estrada, J., Flaughner, B., Harrison, N., Jones, J., Kilminster, B., Molina, J., Smith, J., Schwarz, T., & Sonnenschein, A. (2012). Direct search for low mass dark matter particles with {CCDs}. *Physics Letters B*, 711(3 - 4), 264 – 269.

Blostein, J. J., Estrada, J., Tartaglione, A., Haro, M. S., Moroni, G. F., & Canelo, G. (2015). Development of a novel neutron detection technique by using a boron layer coating a charge coupled device. *Journal of Instrumentation*, 10(01), P01006.

Boehm, F. & Vogel, P. (1992). *Physics of Massive Neutrinos*. Cambridge University Press.

- Buescher, V., Grivaz, J., Hobbs, J., Kharchilava, A., Landsberg, G., Linnemann, J., Prosper, H., & Sldner-Rembold, S. (2004). Recommendation of the ad-hoc committee on limit-setting procedures to be used by dØ in run II.
- Cancelo, G., Estrada, J., Moroni, G., Treptow, K., Zmuda, T., & Diehl, H. (2012). Achieving sub electron noise in ccd systems by means of digital filtering techniques that lower 1/f pixel correlated noise. *Experimental Astronomy*, 34(1), 13–29.
- Chandler, C. E., Bredthauer, R. A., Janesick, J. R., Westphal, J. A., & Gunn, J. E. (1990). Sub-electron noise charge coupled devices. In M. M. Blouke (Ed.), *Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors*, volume 1242 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (pp. 238–251).
- Chavarria, A. E., Tiffenberg, J., Aguilar-Arevalo, A., Amidei, D., Bertou, X., Cancelo, G., DâĂŽOlivo, J. C., Estrada, J., Moroni, G. F., Izraelevitch, F., Kilminster, B., Langisetty, Y., Liao, J., Molina, J., Privitera, P., Salazar, C., Sarkis, Y., Scarpine, V., Schwarz, T., Haro, M. S., Trillaud, F., & Zhou, J. (2015). {DAMIC} at {SNOLAB}. *Physics Procedia*, 61(0), 21 – 33. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, {TAUP} 2013.
- Christensen, E., Huber, P., Jaffke, P., & Shea, T. E. (2014). Antineutrino monitoring for heavy water reactors. *Phys. Rev. Lett.*, 113, 042503.
- Crossland, I. (2012). *Nuclear Fuel Cycle Science and Engineering*. Woodhead Publishing Series in Energy. Elsevier Science.
- da Silva, A. J. (1996). *Development of a Low Background Environment for the Cryogenic Dark Matter Search*. PhD thesis, THE UNIVERSITY OF BRITISH COLUMBIA (CANADA).
- Diehl, H. T., Angstadt, R., Campa, J., Cease, H., Derylo, G., Emes, J. H., Estrada, J., Kubik, D., Flaughner, B. L., Holland, S. E., Jonas, M., Kolbe, W. F., Krider, J., Kuhlmann, S., Kuk, K., Maiorino, M., Palaio, N., Plazas, A., Roe, N. A.,

- Scarpine, V., Schultz, K., Shaw, T., Spinka, H., & Stuermer, W. (2008). Characterization of DECam focal plane detectors. In *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, volume 7021 (pp. 702107).
- Einstein, A. (1956). *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*. Dover Books on Physics Series. Dover Publications.
- Estrada, J., Abbott, T., Angstadt, B., Buckley-Geer, L., Brown, M., Campa, J., Cardiel, L., Cease, H., Flaughner, B., Dawson, K., Derylo, G., Diehl, H. T., Gruenendahl, S., Karliner, I., Merrit, W., Moore, P., Moore, T. C., Roe, N., Scarpine, V., Schmidt, R., Schubnel, M., Shaw, T., Stuermer, W., & Thaler, J. (2006). Caca CCD testing and characterization for dark energy survey. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6269 (pp. 62693K).
- Estrada, J., Alvarez, R., Abbott, T., Annis, J., Bonati, M., Buckley-Geer, E., Campa, J., Cease, H., Chappa, S., DePoy, D., Derylo, G., Diehl, H. T., Flaughner, B., Hao, J., Holland, S., Huffman, D., Karliner, I., Kubik, D., Kuhlmann, S., Kuk, K., Lin, H., Roe, N., Scarpine, V., Schmidt, R., Schultz, K., Shaw, T., Simaitis, V., Spinka, H., Stuermer, W., Tucker, D., Walker, A., & Wester, W. (2010). Focal plane detectors for Dark Energy Camera (DECam). volume 7735 (pp. 77351R–77351R–11).
- Estrada, J., Molina, J., Blostein, J., & Fernández, G. (2011). Plasma effect in silicon charge coupled devices (ccds). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 665(0), 90 – 93.
- Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Cancelo, G., Holland, S., Paolini, E., & Diehl, H. (2012). Sub-electron readout noise in a skipper ccd fabricated on high resistivity silicon. *Experimental Astronomy*, 34(1), 43–64.
- Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Cancelo, G., Paolini, E. E., Bonifazi, C., Dos Anjos, J., Tiffenberg, J., Da Motta, H., & Lima, H. (2013a). New instrument for neutrino detection: Coherent neutrino-nucleus interaction experiment (connie). In *ICRC 2013: 33rd International Cosmic Ray Conference Proceedings*.

- Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Paolini, E., Cancelo, G., & Diehl, T. (2011a). Achieving sub-electron readout noise in skipper ccds. In *Argentine School of Micro-Nanoelectronics Technology and Applications (EAMTA), 2011* (pp. 1–6).
- Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Paolini, E. E., Cancelo, G., Tiffenberg, J., & Molina, J. (2015a). Charge coupled devices for detection of coherent neutrino-nucleus scattering. *Phys. Rev. D*, 91, 072001.
- Fernandez Moroni, G., Paolini, E. E., Estrada, J., Cancelo, G., & Diehl, T. (2011b). Noise performance analysis of ccd readout systems. *Proceeding of the Reunion de Trabajo en Procesamiento de la Informacion y Control (2011)*.
- Fernandez Moroni, G., Paolini, E. E., Estrada, J., & Cancelo, G. I. (2013b). Mejora en la eficiencia de detección de eventos puntuales en imágenes tomadas con dispositivos CCDs al utilizar información adicional sobre la difusión de las cargas en el sustrato. *Proceeding of the Reunion de Trabajo en Procesamiento de la Informacion y Control (2013)*, (pp. 995).
- Fernandez Moroni, G., Sofo Haro, M., Tiffenberg, J., Cancelo, G. I., Paolini, E. E., Estrada, J., & Bertou, X. (2015b). Mathematical model of point events in ccd images. *Proceeding of the Reunion de Trabajo en Procesamiento de la Informacion y Control (2015)*.
- Fraser, G., Abbey, A., Holland, A., McCarthy, K., Owens, A., & Wells, A. (1994). The x-ray energy response of silicon part a. theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 350(1 - 2), 368 – 378.
- Freedman, D. Z. (1974). Coherent effects of a weak neutral current. *Phys. Rev. D*, 9, 1389–1392.
- Gruppen, C. & Buvat, I. (2012). *Handbook of Particle Detection and Imaging*. Handbook of Particle Detection and Imaging. Springer Berlin Heidelberg.
- Haag, N., Gütlein, A., Hofmann, M., Oberauer, L., Potzel, W., Schreckenbach, K., & Wagner, F. M. (2014). Experimental determination of the antineutrino spectrum of the fission products of ^{238}U . *Phys. Rev. Lett.*, 112, 122501.

- Harnik, R., Kopp, J., & Machado, P. A. (2012). Exploring \hat{I}_j signals in dark matter detectors. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012(07), 026.
- Hasert, F., Faissner, H., Krenz, W., Krogh, J. V., Lanske, D., Morfin, J., Schultze, K., Weerts, H., Bertrand-Coremans, G., Lemonne, J., Sacton, J., Doninck, W. V., Vilain, P., Baltay, C., Cundy, D., Haidt, D., Jaffre, M., Musset, P., Pullia, A., Natali, S., Pattison, J., Perkins, D., Rousset, A., Venus, W., Wachsmuth, H., Brisson, V., Degrange, B., Haguenaer, M., Kluberg, L., Nguyen-Khac, U., Petitau, P., Bellotti, E., Bonetti, S., Cavalli, D., Conta, C., Fiorini, E., Rollier, M., Aubert, B., Chounet, L., Heusse, P., Lagarrigue, A., Lutz, A., Vialle, J., Bullock, F., Esten, M., Jones, T., McKenzie, J., Michette, A., Myatt, G., Pinfold, J., & Scott, W. (1973). Search for elastic muon-neutrino electron scattering. *Physics Letters B*, 46(1), 121 – 124.
- Heusser, G. (1995). Low-radioactivity background techniques. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 45(1), 543–590.
- Holland, S., Groom, D., Palaio, N., Stover, R., & Wei, M. (2003). Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 50(1), 225–238.
- Honscheid, K. & DePoy, D. L. (2008). The dark energy camera (decam) a new instrument for the dark energy survey. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE* (pp. 3357–3360).
- Huber, P. (2012). Erratum: Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors [phys rev. c **84** , 024617 (2011)]. *Physical Review C*, 85, 029901.
- Hynecek, J. (1997). Low-noise and high-speed charge detection in high-resolution ccd image sensors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 44(10), 1679–1688.
- Janesick, J. (2001). *Scientific Charge-coupled Devices*. Press Monographs. Society of Photo Optical.
- Janesick, J., Elliott, T., Bredthauer, R., Chandler, C., & Burke, B. (1988). Fano-noise-limited CCDs. In L. Golub (Ed.), *X-ray instrumentation in astronomy II*, volume 982 (pp. 70–95).

- Janesick, J. R., Elliott, T. S., Dingiziam, A., Bredthauer, R. A., Chandler, C. E., Westphal, J. A., & Gunn, J. E. (1990). New advancements in charge-coupled device technology: subelectron noise and 4096 x 4096 pixel ccds. volume 1242 (pp. 223–237).
- Kandiah, K. & Whiting, F. (1991). Nonideal behaviour of buried channel ccds caused by oxide and bulk silicon traps. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 305(3), 600 – 607.
- Kandiah, K. & Whiting, F. (1993). Limits of resolution of charge sensitive detector systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 326(1-2), 49 – 62.
- Kessler, G. (2012). *Sustainable and Safe Nuclear Fission Energy: Technology and Safety of Fast and Thermal Nuclear Reactors*. Power Systems. Springer Berlin Heidelberg.
- Knoll, G. (2010). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons.
- Kopeikin, V. I. & Sinev, V. V. (2001). Energy spectrum of reactor antineutrinos and searches for new physics. (Recent developments). *Part. Nucl. Lett.*, 108, 41–44.
- Lewin, J. & Smith, P. (1996). Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6(1), 87 – 112.
- Lindhard, J., Nielsen, V., Scharff, M., & Thomsen, P. V. (1963). Range concepts and heavy ion ranges. *Matematisk-fysiske Meddelelser*, 33.
- McLean, I. (2008). *Electronic Imaging in Astronomy: Detectors and Instrumentation*. Astronomy and Planetary Sciences. Springer.
- Mueller, T. A., Lhuillier, D., Fallot, M., Letourneau, A., Cormon, S., Fechner, M., Giot, L., Lasserre, T., Martino, J., Mention, G., Porta, A., & Yermia, F. (2011). Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C*, 83, 054615.

- Mutoh, H. (2015). Device simulations for ultrahigh-speed and high-voltage image sensors. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, PP(99), 1–1.
- Oluseyi, H. M., Karcher, A., Kolbe, W. F., Turko, B. T., Aldering, G., Bebek, C. J., Holland, S. E., Levi, M. E., Roe, N. A., Farid, S., & Jackson, M. (2004). Characterization and deployment of large-format fully depleted back-illuminated p-channel ccds for precision astronomy. volume 5570 (pp. 515–524).
- Owens, A., Fraser, G. W., & McCarthy, K. J. (2002). On the experimental determination of the Fano factor in Si at soft X-ray wavelengths. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 491, 437–443.
- Ritz, S. et al. (2014). Building for Discovery: Strategic Plan for U.S. Particle Physics in the Global Context.
- Scholberg, K. (2006). Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source. *Phys. Rev. D*, 73, 033005.
- Shackley, M. (2010). *X-Ray Fluorescence Spectrometry (XRF) in Geoarchaeology*. Springer New York.
- Tiffenberg, J. (2013). DAMIC: a novel dark matter experiment. In *ICRC 2013: 33rd International Cosmic Ray Conference*.
- Vogel, P. & Engel, J. (1989). Neutrino electromagnetic form factors. *Phys. Rev. D*, 39, 3378–3383.
- Vogel, P., Schenter, G. K., Mann, F. M., & Schenter, R. E. (1981). Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. ii. *Phys. Rev. C*, 24, 1543–1553.
- Wells, D., Greisen, E., & Observatory, K. P. N. (1979). *FITS: A Flexible Image Transport System*. Kitt Peak National Observatory.
- Wen, D. (1974). Design and operation of a floating gate amplifier. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 9(6), 410–414.

- Wong, H. T., Li, H. B., Lin, S. T., Lee, F. S., Singh, V., Wu, S. C., Chang, C. Y., Chang, H. M., Chen, C. P., Chou, M. H., Deniz, M., Fang, J. M., Hu, C. H., Huang, H. X., Jon, G. C., Kuo, W. S., Lai, W. P., Lee, S. C., Li, J., Liao, H. Y., Lin, F. K., Lin, S. K., Lu, J. Q., Sheng, H. Y., Su, R. F., Tong, W. S., Xin, B., Yeh, T. R., Yue, Q., Zhou, Z. Y., & Zhuang, B. A. (2007). Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the kuo-sheng nuclear power station. *Phys. Rev. D*, 75, 012001.
- Xin, B., Wong, H. T., Chang, C. Y., Chen, C. P., Li, H. B., Li, J., Lee, F. S., Lin, S. T., Singh, V., Vannucci, F., Wu, S. C., Yue, Q., & Zhou, Z. Y. (2005a). Production of electron neutrinos at nuclear power reactors and the prospects for neutrino physics. *Phys. Rev. D*, 72, 012006.
- Xin, B., Wong, H. T., Chang, C. Y., Chen, C. P., Li, H. B., Li, J., Lee, F. S., Lin, S. T., Singh, V., Vannucci, F., Wu, S. C., Yue, Q., & Zhou, Z. Y. (2005b). Production of electron neutrinos at nuclear power reactors and the prospects for neutrino physics. *Phys. Rev. D*, 72, 012006.
- Zuber, K. (2011). *Neutrino Physics, Second Edition*. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Taylor & Francis.